Российская академия наук

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН

Первая международная конференция «Фундаментальные проблемы высокотемпературной сверхпроводимости» ФПС’04

18 - 22 октября 2004 года

Сборник расширенных тезисов

Москва – Звенигород, 2004

Организаторы конференции:

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН
Научный совет по физике конденсированного состояния РАН
Научный совет по физике низких температур РАН

Председатель Конференции:

академик Гинзбург В. Л.

Организационный комитет

Головашкин А.И. (ФИАН) – председатель
Варлашкин А. В. (ФИАН) – зам. председателя
Мицен К.В. (ФИАН) – зам. председателя
Цховребов А.М. (ФИАН) – зам. председателя
Крайская К.В. (ФИАН)
Демидова Е.Н. (ФИАН)
Жерихина Л.Н. (ФИАН)
Иваненко О.М. (ФИАН)
Кузнецов Г.И. (ФИАН)
Цветков А.Ю. (ФИАН)
Цебро В.И. (ФИАН)
Шабанова Н.П. (ФИАН)
Дьяченко О.Г. (МГУ)
Заяц В.А. (ОФН РАН)
Николаев Е.Г. (ИФП РАН)
Патаракин О.О. (Федеральное агентство по атомной энергии)
Пучков А.В. (Федеральное агентство по атомной энергии)

Программный комитет

Копаев Ю.В., член-корр.РАН (ФИАН) – председатель
Гантмахер В.Ф., член-корр.РАН (ИФТТ РАН) – зам. председателя
Черноплеков Н.А., член-корр.РАН (РНЦ «Курчатовский институт»)–зам. председателя
Аксенов В.Л. (ОИЯИ, Дубна)
Андреев А.Ф., академик (ИФП РАН)
Антипов Е.В. (химфак МГУ)
Белявский В.И. (ВГПУ, Воронеж)
Головашкин А.И. (ФИАН)
Елесин В.Ф. (МИФИ)
Келдыш Л.В., академик (ФИАН)
Максимов Е.Г. (ФИАН)
Николаев Е.Г. (ИФП РАН)
Пудалов В.М. (ФИАН)
Пучков А.В. (Федеральное агентство по атомной энергии)
Шиков А.К. (ГНЦ РФ ВНИИНМ)

Финансовая поддержка:

Министерство образования и науки Российской Федерации
Федеральное агентство по атомной энергии Российской Федерации
Российская академия наук
Российский фонд фундаментальных исследований
Фонд некоммерческих программ «Династия»

Секция М.
Природа и механизмы высокотемпературной сверхпроводимости

High temperature superconductivity due to a long-range electron-phonon interaction and super-light bipolarons in cuprates.

A.S. Alexandrov,
Department of Physics, Loughborough University, Loughborough LE113TU, United Kingdom

Strong electron-phonon interaction in cuprates and other high-temperature superconductors has gathered support over the last decade in a large number of experiments. Here I introduce the "Froehlich-Coulomb" multi-polaron model of high-temperature superconductivity, which includes strong on-site repulsive correlations and the long-range Coulomb and electron-phonon (e-ph) interactions. The bipolaronic extension of the BCS theory to the strong-coupling regime with a long-range *un-screened* electron-phonon interaction naturally explains the critical parameters, isotope effects, pseudo-gaps, thermomagnetic transport, and checkerboard modulations of the tunnelling density of states in cuprates.

1. The Froehlich-Coulomb model

A significant fraction of research in the field of high-temperature superconductivity[1] suggests that the interaction in novel superconductors is essentially repulsive and unretarted, but it provides high Tc without any phonons. A motivation for this concept can be found in the earlier work by Kohn and Luttinger[2] who showed that the Cooper pairing of repulsive fermions is possible. However, the same work showed that Tc of repulsive fermions is extremely low, well below the mK scale. Nevertheless, the BCS and BCS-like theories (including the Kohn-Luttinger consideration) heavily rely on the Fermi-liquid model of the *normal* state. This model fails in cuprates, so that there are no obvious *a priory* reasons to discard the dogma, if the normal state is not the Fermi-liquid. Strong onside repulsive correlations (Hubbard U) are indeed essential in the cuprates, which are doped charge-transfer insulators.

However, independent of any experimental evidence the Hubbard U (or t-J) models share an inherent difficulty in determining the order. While some groups claimed that they describe high-Tc superconductivity at finite doping, other authors could not find any superconducting instability without an additional (i.e. e-ph) interaction. Therefore it has been concluded that models of this kind are highly conflicting and confuse the issue by exaggerating the magnetism rather than clarifying it [3] . There is also another serious problem with the Hubbard-U approach to high temperature superconductivity in the cuprates. The characteristic (magnetic) interaction, which might be responsible for the pairing in the Hubbard model, is the spin exchange interaction, $J=4t^2 / U$, of the order of 0.1 eV. It turns out much smaller than the (inter-site) Coulomb repulsion and the unscreened long-range (Froehlich) e-ph interaction each of the order of 1 eV, routinely neglected within the approach. There is virtually no screening of e-ph interactions with c-axis polarized optical phonons in cuprates because the upper limit for the out-of-plane plasmon frequency (< 200 cm^{-1}) is well below the characteristic phonon frequency, ω= 400 - 1000 cm^{-1}. Because of the poor screening, the magnetic interaction remains small compared with the Froehlich interaction at any doping. Hence, any realistic approach to superconductivity in cuprates should treat the Coulomb and unscreened e-ph interactions on an equal footing.

We have developed a so-called "Froehlich-Coulomb" model [4] to deal with the strong Coulomb and long-range e-ph interactions in cuprates and other doped oxides. The model Hamiltonian explicitly includes the long-range electron-phonon and Coulomb interactions as well as the kinetic and deformation energies. The implicitly present large Hubbard U term prohibits double occupancy and removes the need to distinguish fermionic spins. Introducing spinless fermionic, $c_{\mathbf{n}}$ and phononic, $d_{\mathbf{m}}$ operators the Hamiltonian of the model is written as

$$H = \Sigma_{\mathbf{n},\mathbf{n}'} \; [\, t(\mathbf{n}-\mathbf{n}')\, c_{\mathbf{n}}^{+} c_{\mathbf{n}'} + V_c(\mathbf{n}-\mathbf{n}')\, c_{\mathbf{n}}^{+} c_{\mathbf{n}'}^{+} c_{\mathbf{n}'} c_{\mathbf{n}}] - \omega\Sigma_{\mathbf{n},\mathbf{m}}\, g(\mathbf{m}-\mathbf{n})\, \mathbf{e}\mathbf{u}_{\mathbf{m}-\mathbf{n}}\, c_{\mathbf{n}}^{+} c_{\mathbf{n}} (d_{\mathbf{m}}^{+} + d_{\mathbf{m}}) + \omega\Sigma_{\mathbf{m}} (d_{\mathbf{m}}^{+} d_{\mathbf{m}} + 1/2),$$

where $\mathbf{e}$ is the polarization vector of the vibration coordinate, $\mathbf{u}_{\mathbf{m}-\mathbf{n}} = (\mathbf{m}-\mathbf{n})/|\mathbf{m}-\mathbf{n}|$ is the unit vector in the direction from electron $\mathbf{n}$ to the ion $\mathbf{m}$, $g(\mathbf{m}-\mathbf{n})$ is a dimensionless e-ph coupling function, and $V_c(\mathbf{n}-\mathbf{n}')$ is the intersite Coulomb repulsion. This Hamiltonian can be solved analytically in the extreme case of the strong e-ph interaction with the e-ph dimensionless coupling constant $\lambda = E_p/zt > 1$ using $1/\lambda$ multipolaron expansion technique[4] . $E_p = \omega\Sigma_{\mathbf{n},\mathbf{m}} [g(\mathbf{m}-\mathbf{n})\, \mathbf{e}\mathbf{u}_{\mathbf{m}-\mathbf{n}}]^2$ is the polaron level shift about 1 eV and zt is the half-bandwidth in a rigid lattice.

The model shows a reach phase diagram depending on the ratio of the inter-site Coulomb repulsion V_c and the polaron (Franc-Condon) level shift E_p[5] . The ground state is a *polaronic* Fermi liquid at large Coulomb repulsions, a *bipolaronic* high-temperature superconductor at intermediate Coulomb repulsions, and a charge-segregated insulator at weak repulsion. The model predicts *superlight* bipolarons with a remarkably high superconducting critical temperature. It describes many other properties of the cuprates[4], in particular the isotope effects, normal state transport and

real-space modulations of the single-particle density of states (DOS) as discussed below.

2. Band-structure isotope effect

The isotope substitution, where an ion mass M is varied without any change of electronic configurations, is a powerful tool in testing the origin of electron correlations in solids. In particular, a finite value of the isotope exponent α=-dlnTc/dln M proved that the superconducting phase transition at T=Tc is driven by the electron-phonon interaction in conventional low-temperature superconductors. Advances in the fabrication of isotope substituted samples made it possible to measure a sizable isotope effect also in many high-temperature superconductors. This led many authors to a general conclusion that phonons are relevant for high Tc. Essential features of the isotope effect on Tc, in particular its large values in low Tc cuprates, an overall trend to decrease as Tc increases, and a small or even negative α in some high Tc cuprates, were understood in the framework of the bipolaron theory of high-temperature superconductivity[6] .

The most compelling evidence for (bi)polaronic carries in novel superconductors was provided by the discovery of a substantial isotope effect on the (super)carrier mass [7]. The effect was observed by measuring the magnetic field penetration depth of isotope-substituted copper oxides. The carrier density is unchanged with the isotope substitution of O^{16} for O^{18} , so that the isotope effect on the penetration depth measures directly the isotope effect on the carrier mass m*. A carrier mass isotope exponent α_m=-dlnm*/dln M was observed, as predicted by the bipolaron theory[6] . In ordinary metals, where the Migdal adiabatic approximation is believed to be valid, α_m=0 is expected. However, when the e-ph interaction is sufficiently strong, the effective mass m* depends on M as m* = m exp (γ E_p/ ω). Here m is the band mass in the absence of the electron-phonon interaction, and γ is a numerical constant less than 1 that depends on the radius of the electron-phonon interaction. In the expression for m* only the phonon frequency depends on the ion mass. Thus there is a *large isotope effect on the carrier mass* in (bi)polaronic conductors, α_m = (1/2)ln(m*/m), in contrast with the zero isotope effect in ordinary metals.

Recent high resolution angle resolved photoemission spectroscopy (ARPES)[8] provided another compelling evidence for a strong e-ph interaction in the cuprates. It revealed a fine phonon structure in the electron self-energy, and a complicated
isotope effect on the electron spectral function in Bi2212.

These and many other experimental and theoretical observations point towards unusual e-ph interactions in complex oxides, which remain to be quantitatively addressed.

We have performed quantum Monte Carlo (QMC) simulations [9] of a single-polaron band dispersion with any-range e-ph interaction in the most relevant intermediate region of the coupling strength, λ ω1, and of the adiabatic ratio, ω/t ω1, where any analytical or even semi-analytical approximation (i.e. dynamic mean-field approach in finite dimensions) is unreliable. Unlike the strong-coupling limit [6] the band-structure isotope effect depends on the wave vector in the intermediate region of parameters. It also depends on the radius of the e-ph interaction. If we define a band-structure isotope exponent as

$$\alpha_b(\mathbf{k}) = -d \ln E(\mathbf{k})/d \ln M,$$

it does not depend on the wave-vector **k** in the extreme strong-coupling limit, λ >>1 because e-ph interactions do not change the band topology in this limit , and α_b is the same as α_m. Notwithstanding QMC results[9] show that the isotope exponent becomes a nontrivial function of the wave vector in the intermediate-coupling regime, because e-ph interactions substantially modify the band topology in this regime especially for a short-range e-ph interaction. The isotope exponents $\alpha_b(\mathbf{k})$ are presented in Fig.1,2 for the small Holstein polaron (SHP) with the short-range interaction, Fig.1, and for the small Froehlich polaron (SFP) with the long-range interaction, Fig.2. The polaron spectra are calculated for two phonon frequencies, ω = 0.70 t and ω =0.66 t , whose difference corresponds to a substitution of O^{16} for O^{18} in cuprates. There is a significant change in the dispersion law (topology) of SHP, Fig.1, which is less significant for SFP, Fig.2, rather than a simple band-narrowing. The strongest dispersion of $\alpha_b(\mathbf{k})$ is observed for SHP. Importantly, the isotope effect is suppressed near the band edge.

Using the 1/λ one can calculate the total electron spectral density [4] and predict the isotope effect also on the incoherent background due to phonon dressing of carriers [9]. While our prediction is qualitatively robust it is difficult to quantify the ARPES isotope effect in the intermediate region of parameters. The role of electronic correlations should be also addressed in connection with ARPES. While the results shown in Figs.1,2 describe band-structure isotope effects in slightly-doped conventional and Mott-Hubbard insulators with a few carriers, their spectral properties could be significantly modified by the polaron-polaron interactions , in particular by the bipolaron formation at finite doping. On the experimental side, a separation of the coherent and incoherent parts in ARPES remains rather controversial.

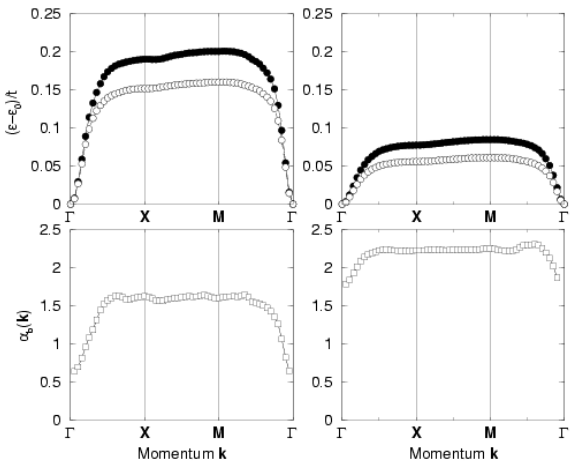


Fig.1. SHP polaron band dispersion and isotope effect along different directions of the Brillouin zone for two phonon frequencies and λ=1.1 (left panels) and λ=1.2 (right panels).

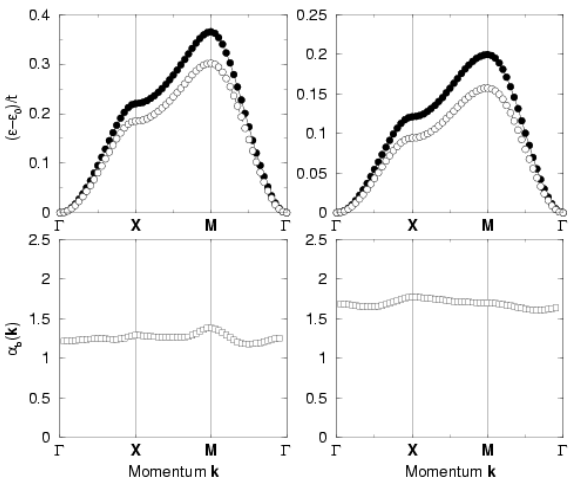


Fig.2. SFP polaron band dispersion and isotope effect along different directions of the Brillouin zone for two phonon frequencies and λ=2.5 (left panels) and λ=3.0 (right panels).

3. Pseudogaps and thermomagnetic transport

There is much evidence for the crossover regime at T* and normal state charge and spin gaps in the cuprates [4]. Within the Froehlich-Coulomb model these energy gaps could be understood as being half of the binding energy, Δ_p and the singlet-triplet exchange energy of preformed bipolarons, respectively. Notwithstanding more "direct" evidence for the existence of a charge 2e Bose liquid in the normal state of cuprates is highly desirable. Mott and Alexandrov[10] discussed the thermal conductivity, the contribution from the carriers given by the Wiedemann-Franz ratio depends strongly on the elementary charge as and should be significantly suppressed in the case of e*=2e compared with the Fermi-liquid contribution. As a result, the Lorenz number, L differs significantly from the Sommerfeld value $L_e = \pi^2 / 3$ of the standard Fermi-liquid theory, if carriers are bipolarons. Ref. [10] predicted a rather low Lorenz number $L = 6L_e / (4\pi^2)$ ω 0.15 L_e due to the double charge of carriers, and also due to their nearly classical distribution function above Tc.

Unfortunately, the extraction of the electron thermal conductivity has proven difficult since both the electron term and the phonon term are comparable to each other in the cuprates. Only recently a new way to determine the Lorenz number has been realized by Zhang et al. [11] based on the thermal Hall conductivity. The thermal Hall effect allowed for an efficient way to separate the phonon heat current even when it is dominant. As a result, the Lorenz number has been directly measured in YBCO because transverse thermal and electrical conductivities involve only the electrons. Remarkably, the measured value of L just above Tc was found about the same as predicted by the bipolaron model. The experimental L showed a strong temperature dependence, which violates the Wiedemann-Franz law. Based on the Froehlich-Coulomb model and the conventional Boltzmann kinetics we [12] explained the Lorenz number in the cuprates. We have demonstrated that the Wiedemann-Franz law breaks down because of the interference of polaron and bipolaron contributions to the heat transport. When thermally excited polarons and also triplet pairs are included, our model explains the violation of the Wiedemann-Franz law in the cuprates and the Lorenz number as seen in the experiment, Fig.3.

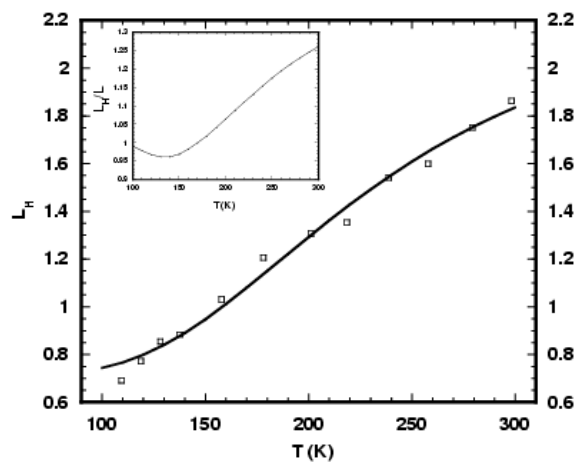


Fig.3. The Hall Lorenz number of the bipolaron model [12] fits the experiment in YBa2Cu3O6.95 [11]. Charge and spin pseudogaps are taken as 675 K and 150 K, respectively, and the ratio of the polaron and bipolaron Hall angles is 0.36. The inset gives the ratio of Hall Lorenz number to Lorenz number in the model.

4. Checkerboard spatial modulations of the tunnelling DOS.

We have proposed a simple phenomenological model [13] explaining a difference between the normal and superconducting gaps in cuprates. The main assumption, supported by a parameter-free estimate of the Fermi energy is that the attractive potential is large compared with the polaron Fermi energy, so that the ground state is the Bose-Einstein condensate of tightly bound real-space pairs. Here I argue that if pairs are Bose-condensed with nonzero center-of-mass momenta, the tunnelling density of states (DOS) should be modulated in real space revealing the checkerboard patterns [14] as observed [15] .

Real-space pairs might have an unconventional symmetry due to a specific symmetry of the pairing potential as in the case of the Cooper pairs, but in any case the ground state and DOS are homogeneous, if pairs are condensed with **K**=0. However, if a pair band dispersion has its minima at finite **K** in the center-of-mass Brillouin zone, the Bose condensate is inhomogeneous. In particular, the center-of-mass bipolaron energy bands could have their minima at the Brillouin zone boundaries at $\mathbf{K} = (\pi, 0)$ and three other equivalent momenta. These four states are degenerate, so that the condensate wave function in the real (Wannier) space, is their superposition. Then solving the Bogoliubov equations describing the interaction of single polarons with the pair Bose condensate[14] one obtains the checkerboard DOS similar to those observed in a few cuprates[15] .

Our 'kinetic' interpretation of charge modulations in cuprates, originally proposed [14] before STM results[15] became available, is consistent with the inelastic neutron scattering, where incommensurate inelastic peaks were observed only in the superconducting state [16] . The vanishing at Tc of the incommensurate peaks is inconsistent with any other heterogeneity picture, where a characteristic distance needs to be observed in the normal state as well.

This work was supported by the Leverhulme Trust UK) and by the Royal Society (London) .

[1] P.W. Anderson, *The Theory of Superconductivity in the High Tc Cuprates* (Princeton University Press, Princeton, 1997); E.W. Carlson et al., in *The Physics of Superconductors*, Vol.2, eds. K.H. Bennemann and J.B. Ketterson (Springer-Verlag, NY, 2004).
[2] W. Kohn and J.M. Luttinger, Phys. Rev. Lett. **15**, 524 (1965).
[3] R.B. Laughlin, cond-mat/0209269.
[4] A.S. Alexandrov, *Theory of Superconductivity*: *from Weak to Strong Coupling* (IoP Publishing, Bristol-Philadelphia, 2003).
[5] A.S. Alexandrov and P.E. Kornilovitch, J. Phys.: Condens. Matter **14**, 5337 (2002).
[6] A.S. Alexandrov, Phys. Rev. B**46**, 14932 (1992).
[7] G. Zhao et al., Nature **385**, 236 (1997); R. Khasanov et al., Phys. Rev. Lett. **92**, 057602 (2004).
[8] A. Lanzara et al., Nature **412**, 510 (2001); X.J. Zhou et al., cond-mat/0405130; G-H. Gweon et al., Nature **430**, 187 (2004).
[9] A.S. Alexandrov and P.E. Kornilovitch, Phys. Rev. Lett**. 82**, 807 (1999); cond-mat/0407217.
[10] A.S. Alexandrov and N.F. Mott, Phys. Rev. Lett, **71**, 1075 (1993).
[11] Y. Zhang et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 2219 (2000).
[12] K.K. Lee, A.S. Alexandrov and W.Y. Liang, Phys. Rev. Lett. **90**, 217001 (2003); ibid, Eur. Phys. J. B**39**, 459 (2004).
[13] A.S. Alexandrov and A.F. Andreev, Europhys. Lett. **54**, 373 (2001).
[14] A.S. Alexandrov, Physica C **305**, 46 (1998); cond-mat/0407401.
[15] J. E. Hoffman et al., Science **295**, 466 (2002); ibid **297**, 1148 (2002); C. Howald et al., Phys. Rev. B**67**, 014533 (2003); for an experimental summary see H.C. Fu, J.C. Davis and D.-H Lee, cond-mat/0403001; M. Vershinin et al., Science **303**, 1995 (2004).
[16] P. Bourges et al., Science **288**, 1234 (2000); J. Supercond. **13**, 735 (2000).

Сверхпроводящее спаривание при отталкивании

В. И. Белявский
Государственный педагогический университет, Воронеж, 394043, Россия

Рассмотрен канал синглетного спаривания с большим импульсом пары при взаимодействии отталкивания, который может соответствовать основному состоянию сверхпроводящей фазы купратных соединений. Определены необходимые условия спаривания и получена система уравнений Гинзбурга-Ландау для двухкомпонентного параметра порядка, соответствующего отталкивательному взаимодействию.

1. В орбитальной структуре сверхпроводящего (SC) параметра порядка, возникающего в допированных купратах при спаривании с большим несоизмеримым импульсом,[1] находит отражение антиферромагнитное (AF) упорядочение родительского купратного соединения. Благодаря кристаллической симметрии, имеется несколько кристаллографически эквивалентных импульсов SC конденсата (четыре в случае тетрагональной симметрии), поэтому при спаривании возникает неоднородное состояние, подобное состоянию Фулде-Феррела-Ларкина-Овчинникова (FFLO)[2] с пространственной модуляцией модуля и фазы параметра порядка.[3] Образование несоизмеримой AF упорядоченной структуры токовых циркуляций в синглетном SC состоянии[4] означает возможность его сосуществования с синглетным орбитальным антиферромагнетизмом (OAF) в виде волны плотности с d – волновой симметрией параметра порядка (DDW).[5]

2. Импульсы частиц, составляющих пару с суммарным импульсом $\boldsymbol{K}$ и импульсом относительного движения $\boldsymbol{k}$, в вырожденной 2D электронной системе имеют ограниченную область значений Ξ, форма и размеры которой определяются контуром Ферми (FC) и импульсом $\boldsymbol{K}$.[6] Область кинематического ограничения Ξ включает одночастичные состояния, линейной комбинацией которых представляется волновая функция относительного движения пары.

Границей, разделяющей заполненную и вакантную части области Ξ при отличном от нуля $\boldsymbol{K}$, вообще говоря являются изолированные точки, однако, при некоторых $\boldsymbol{K}$, близких к удвоенному фермиевскому импульсу в направлении импульса пары, и особой форме FC, этой границей могут быть конечные отрезки FC, связанные условием *зеркального нестинга*[7] и образующие *парный контур Ферми* (PFC), который играет такую же роль для относительного движения пары, что и FC для электронов и дырок.

Следствием идеального зеркального нестинга является логарифмическая сингулярность по параметру энергетической щели в уравнении самосогласования, которое в этом случае имеет нетривиальное решение уже при сколь угодно малом значении эффективной константы связи. Отклонения от совершенного зеркального нестинга при формы FC, например, при допировании, сглаживают логарифмическую сингулярность и приводят к тому, что спаривание оказывается возможным, когда константа связи превышает некоторое, возрастающее по мере отклонения, минимальное значение.[8]

Энергетическая щель является знакопеременной функцией импульса относительного движения внутри области Ξ, имея *линию нулей*, пересекающую PFC, и приводя, таким образом к *нодам*, обусловленным исключительно отталкивательным характером взаимодействия. Наибольшим значением модуля энергетической щели определяется соответствующий конденсату импульс пары $\boldsymbol{K}$.

3. Необходимым (и достаточным в случае идеального зеркального нестинга) условием существования нетривиального решения уравнения самосогласования при отталкивании является наличие хотя бы одного *отрицательного* собственного значения ядра оператора взаимодействия.[7]

Относительная малость области кинематического ограничения позволяет представить ядро в виде двух первых членов его разложения в степенной ряд по импульсу $\boldsymbol{\kappa}$, передаваемому при рассеянии,

$$U(\boldsymbol{\kappa}) \approx U_0 r_0^2[1 - r_0^2\kappa^2/2], \qquad (1)$$

где U_0 и r_0 имеет смысл эффективной константы связи и радиуса экранирования, соответственно. В узельном представлении U_0 имеет смысл энергии внутрицентровой корреляции. Ядро (1) имеет четыре собственные функции (две четные и две нечетные по отношению к преобразованию инверсии импульса относительного движения), одной из четных функций соответствует отрицательное собственное значение. В потенциал вида (1), помимо кулоновского отталкивания, могут быть включены (при соответствующем переопределении констант U_0 и r_0) все существенные для рассматриваемой системы взаимодействия, например, обусловленные обменом фононами или AF магнонами.

Решение задачи Купера с потенциалом (1) приводит к связанному состоянию в относительном движении пары с энергией связи[9]

$$|E| = \varepsilon_0 \exp(-2/w_0), \qquad (2)$$

где $w_0 \sim U_0 r_0^2$ – эффективная константа связи, а ε_0 – характерный энергетический масштаб области кинематического ограничения. Решением того же уравнения является долгоживущее квазистационарное состояние (QSS) относительного движения, которое может рассматриваться как возбужденное (некогерентное) состояние пары, существующее при температурах, превышающих температуру SC перехода

и соответствующее, таким образом, псевдощелевому состоянию.[9] Волновые функции связанного состояния и QSS имеют пересекающие PFC линии нулей в пределах заполненной или вакантной частей области кинематического ограничения.

Решение уравнения самосогласования с вырожденным ядром (1) имеет нетривиальное решение,[7] зависимость которого от импульса относительного движения повторяет зависимость ядра от $\boldsymbol{\kappa}$. В пределе слабой связи зависимость параметра энергетической щели от эффективной константы связи аналогична (2), отличаясь лишь значениями коэффициентов в показателе экспоненты и предэкспоненциальном множителе. Линия нулей в зависимости энергетической щели от импульса относительного движения пересекает PFC в точках в пределах каждой из кристаллографически эквивалентных областей кинематического ограничения. Среднеквадратичное удаление линии нулей от PFC возрастает с увеличением степени анизотропии области Ξ. Ноды энергетической щели и связанные с ними квазичастичные возбуждения способствуют уменьшению амплитуды щели,[10] поэтому с возрастанием анизотропии Ξ, приводящему к эффективному удалению линии нулей от PFC, следует ожидать *повышения* температуры SC перехода.

4. Используя разложение энергетической щели по полной системе собственных функций ядра (1) в области кинематического ограничения и учитывая, что в такое разложение дают вклад только четные собственные функции, линеаризованное уравнение самосогласования можно свести к системе двух уравнений, из условия разрешимости которой определяется температура перехода T_C, соответствующая приближению среднего поля. В случае, когда ядро имеет единственную собственную функцию, относящуюся к положительному собственному значению, получающееся единственное уравнение имеет лишь тривиальное решение, то есть, когда компонента потенциала (1), соответствующая притяжению, стремится к нулю, температура перехода также стремится к нулю. В спектре ядра (1) имеется одно отрицательное собственное значение, поэтому нетривиальное решение уравнения самосогласования заведомо существует при $T < T_C$.

Параметр порядка характеризуется двумя комплексными функциями Ψ_s, $s = 1, 2$, определяемыми их модулями, относительной фазой и общей фазой, соответствующей SC конденсату. Для определения этих величин получена *система* двух уравнений Гинзбурга-Ландау для компонент параметра порядка

$$(\hbar^2/4m)\sum_{s'} M_{ss'}[-i\nabla - (2e/\hbar c)\boldsymbol{A}]\Psi_{s'} - \\ - \tau\sum_{s'} A_{ss'}\Psi_{s'} + \sum_{s'tt'} B_{ss'tt'}\Psi^*_{s'}\Psi_t\Psi_{t'} = 0, \qquad (3)$$

и плотности SC тока,

$$\boldsymbol{j} = \sum_{ss'} M_{ss'}[(\hbar e/2im)(\Psi^*_s\nabla\Psi_{s'} - \Psi_{s'}\nabla\Psi^*_s) - \\ - (2e^2/mc)\Psi^*_s\Psi_{s'}\boldsymbol{A}]. \qquad (4)$$

Здесь $\tau = (T_C - T)/T_C$, матрицы $A_{ss'}$, $B_{ss'tt'}$ и $M_{ss'}$, вычисленные в приближении предельно сильной анизотропии 2D электронной системы (поскольку PFC в купратах располагается в протяженной окрестности седловой точки электронного закона дисперсии), определяются электронным спектром и параметрами области кинематического ограничения, m – "легкая" эффективная масса электрона вблизи PFC.

Наличие системы двух уравнений, определяющих компоненты параметра порядка вместо единственного уравнения Гинзбурга-Ландау, соответствующего модели Бардина, Купера и Шриффера, может, как и в случае $s - d$ спаривания,[11] приводить к нескольким (отличающимся, например, относительной фазой) нетривиальным решениям, отвечающим минимумам функционала Гинзбурга-Ландау, положения и значения энергии которых зависят от соотношения между элементами матриц $A_{ss'}$ и $B_{ss'tt'}$. В отличие от,[11] элементы матрицы $A_{ss'}$ не могут быть заданы произвольно, поскольку ими определяется температура SC перехода. Кроме того, система уравнений для компонент параметра порядка, связанных друг с другом, в том числе, через электромагнитное поле, может приводить к особенностям фазы параметра порядка.[12]

Компоненты равновесного параметра порядка в пространственно однородной системе определяются системой трех уравнений, вытекающих из (3), в которую они входят в виде трех неотрицательных инвариантных комбинаций: квадратов модулей, и интерференционного члена, определяющего относительную фазу. Матрицы $A_{ss'}$ и $B_{ss'tt'}$ имеют, соответственно, три и пять независимых компонент. Когда ядро оператора взаимодействия имеет всего одно положительное собственное значение, система вырождается в единственное уравнение, не имеющее нетривиального решения. Система имеет только тривиальное решение и тогда, когда все собственные значения ядра неотрицательны. В случае двух собственных значений (одного положительного и одного отрицательного) элементы матриц $A_{ss'}$ и $B_{ss'tt'}$ таковы, что нетривиальное решение определенно имеется при $T < T_C$.

5. Глубина проникновения λ определяется как

$$\frac{1}{\lambda^2} = \frac{8\pi e^2\tau}{mc^2 z_0}\sum_{ss'} c^*_s M_{ss'} c_{s'}, \qquad (5)$$

а двумерная сверхтекучая плотность, соответственно, имеет вид

$$n_s = 2\tau\sum_{ss'} c^*_s M_{ss'} c_{s'}, \qquad (6)$$

где коэффициенты c_s являются решениями системы уравнений (3) для пространственно однородной системы.

Размер пары в реальном пространстве определяется эффективной массой,

$$\zeta_0 \simeq \frac{\hbar}{\pi T_C}\sqrt{\frac{\varepsilon}{|m|}}, \qquad (7)$$

и по порядку величины составляет несколько межатомных расстояний. При спаривании с нулевым суммарным импульсом, когда кинематические ограничения отсутствуют и ε_0 имеет смысл энергии Ферми, $\sqrt{\varepsilon_0/|m|} \sim v_F$ есть скорость Ферми, и (7) принимает вид $\zeta_0 \sim \hbar v_F/\pi T_C$.

Вычисление корреляционной функции флуктуаций компонент параметра порядка позволяет оценить характерный корреляционный радиус, определяемый, как и размер пары в реальном пространстве, эффективной массой электрона вблизи PFC:

$$r_c = \sqrt{\frac{\hbar^2}{4m|\tau|}\frac{M_t}{A_t}}. \qquad (8)$$

где A_t и M_t – собственные числа матриц $A_{ss'}$ и $M_{ss'}$, соответствующие наибольшему их отношению.

Средний квадрат модуля равновесного параметра порядка пропорционален площади области Ξ,

$$\overline{|\Psi_s|^2} \sim \tau N \Xi\,, \qquad (9)$$

где N – число элементарных ячеек.

6. Градиентный вклад в свободную энергию описывает длинноволновые флуктуации параметра порядка относительно его термодинамически равновесного значения. Структура параметра порядка такова, что в области развитых флуктуаций может возникать особое токовое состояние, характер которого может быть выяснен с помощью уравнений Гинзбурга-Ландау. Выделяя фазу Φ параметра порядка, выражение для SC тока в отсутствие внешнего магнитного поля можно записать как

$$\boldsymbol{j} = \frac{\hbar e}{m}\,\overline{M}\,\nabla\Phi. \qquad (10)$$

Здесь $\overline{M} = \sum_{ss'} \Psi_s^* M_{ss'} \Psi_{s'}$, а равновесные значения компонент параметра порядка Ψ_s из-за экспоненциальных множителей (как и в FFLO состоянии) являются быстро (на пространственном масштабе $\sim K^{-1}$) меняющимися функциями координат.

Структура параметра порядка соответствует делению реального 2D пространства на ячейки площади K^{-2} таким образом, что в соседних ячейках циркуляции тока (10) по контуру в пределах ячейки имеют разные знаки. Таким образом, в результате длинноволновых флуктуаций фазы параметра порядка возникает несоизмеримая антиферромагнитно упорядоченная (на масштабе флуктуации фазы) структура в виде циркуляций орбитальных токов,[4] подобная структуре d – симметричной волны плотности (DDW).[5]

Оценка фазовой жесткости вблизи температуры перехода дает

$$\rho_s = \frac{\hbar^2}{2m}\overline{M}. \qquad (11)$$

Если принять линейную зависимость ρ_s от температуры, то при $\tau = 1$ выражение (11) определяет значение фазовой жесткости при нулевой температуре, которое оказывается пропорциональным площади области кинематического ограничения.

7. Все успешные феноменологические подходы к проблеме сверхпроводимости купратов так или иначе связаны с учетом неоднородности, либо в реальном (например, страйпы), либо в импульсном пространстве. При *спаривании с большим импульсом* с неизбежностью возникает пространственно неоднородное SC состояние, подобное FFLO состоянию, с распределением амплитуды параметра порядка, аналогичным DDW. Спаривающее *отталкивание* приводит к нодам параметра порядка, способствуя уменьшению фазовой жесткости SC конденсата. Эти два принципа в значительной степени объединяют[13] различные теоретические подходы к описанию сверхпроводимости купратов.

[1] V.I. Belyavsky, Yu.V. Kopaev, *Phys. Rev.* B **67**, 024513 (2003); *Phys. Lett.* A **322**, 244 (2004).
[2] P. Fulde, R.A. Ferrel, *Phys. Rev.* **135**, A550 (1964); А.И. Ларкин, Ю.Н.Овчинников, *ЖЭТФ* **47**, 1136 (1964).
[3] H. Shimahara, cond-mat/0406384.
[4] D.A. Ivanov, P.A. Lee, X-G. Wen, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 3958 (2000).
[5] S. Chakravarty, R.B. Laughlin, D.K. Morr, C. Nayak, *Phys. Rev.* B **63**, 094503 (2001).
[6] В.И. Белявский, В.В. Капаев, Ю.В. Копаев, *ЖЭТФ* **118**, 941 (2000).
[7] В.И. Белявский, Ю.В. Копаев, В.М. Софронов, С.В. Шевцов, *ЖЭТФ* **124**, 1149 (2003); V.I. Belyavsky, Yu.V. Kopaev, S.V. Shevtsov, *J. Superconductivity & Novel Magnetism*, **17**, 297 (2004).
[8] В.И. Белявский, В.В. Капаев, Ю.В. Копаев, *Письма в ЖЭТФ* **76**, 51 (2002).
[9] В.И. Белявский, Ю.В. Копаев, Ю.Н. Тогушова, С.В. Шевцов, *ЖЭТФ* **126**, 672 (2004).
[10] P.A. Lee, X.G. Wen, *Phys. Rev.* **78**, 4111 (1997).
[11] Y. Ren, J.H. Xu, C.S. Ting, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3680 (1995).
[12] E. Babaev, L.D. Faddeev, A.J. Niemi, *Phys. Rev.* B **65**, 100512 (2002).
[13] В.И. Белявский, Ю.В. Копаев, *УФН* **174**, 457 (2004).

Трехцентровые взаимодействия и магнитные корреляции в проблеме высокотемпературной сверхпроводимости

В.В. Вальков, Д.М. Дзебисашвили, В.А. Мицкан
Институт физики им. Л.В.Киренского СО РАН, 660036, Красноярск
Красноярский государственный университет, 660075, Красноярск
Красноярский государственный технический университет, 660074, Красноярск

Большая часть работ по теории высокотемпературной сверхпроводимости основана на механизмах, связанных с сильными электронными корреляциями (см., например [1-7]). Этим объясняется значительная популярность модели Хаббарда [8], гамильтониан которой может быть записан в виде

$$H = \sum_{f\sigma}(\varepsilon-\mu)a^{+}_{f\sigma}a_{f\sigma} + \sum_{fg\sigma} t_{fg}a^{+}_{f\sigma}a_{g\sigma} + \frac{1}{2}U\sum_{f\sigma} a^{+}_{f\sigma}a_{f\sigma}a^{+}_{f\bar{\sigma}}a_{f\bar{\sigma}}, \quad (1)$$

где $a_{f\sigma}$ ($a^{+}_{f\sigma}$) - фермиевские операторы уничтожения (рождения) электрона на узле f с проекцией спинового момента σ, ε - значение энергии одноэлектронного состояния; t_{fg} - интегралы перескоков электронов с узла g на узел f, U - параметр кулоновского отталкивания двух электронов с противоположными значениями проекций спиновых моментов, находящихся на одном узле. В режиме сильных электронных корреляций $\left(U >> t_{fg}\right)$ и числе электронов в расчете на один узел n не превышающем единицу обычно переходят к описанию модели Хаббарда в рамках эффективного гамильтониана H_{eff} [9]. Гильбертово пространство, в котором действует H_{eff}, не содержит двоичных состояний и с точностью до членов пропорциональных t^2_{fg}/U включительно H_{eff} в атомном представлении имеет вид

$$H_{eff} = \sum_{f\sigma}(\varepsilon-\mu)X^{\sigma\sigma}_{f} + \sum_{fg\sigma} t_{fg}X^{\sigma 0}_{f}X^{0\sigma}_{g} + \frac{1}{2}\sum_{fg\sigma} J_{fg}\left(X^{\sigma\bar{\sigma}}_{f}X^{\bar{\sigma}\sigma}_{g} - X^{\sigma\sigma}_{f}X^{\bar{\sigma}\bar{\sigma}}_{g}\right) + H_{(3)},$$

где $J_{fg} = 2t^2_{fg}/U$, а оператор

$$H_{(3)} = \sum_{\substack{fmg\sigma\sigma' \\ (f\neq g)}} \frac{t_{fm}t_{mg}}{U}\left(X^{\sigma 0}_{f}X^{\bar{\sigma}\sigma}_{m}X^{0\bar{\sigma}}_{g} - X^{\sigma 0}_{f}X^{\bar{\sigma}\bar{\sigma}}_{m}X^{0\sigma}_{g}\right)$$

описывает так называемые трехцентровые взаимодействия. Если пренебречь $H_{(3)}$, то эффективный гамильтониан является гамильтонианом хорошо известной t-J модели. В большинстве случаев при работе с H_{eff} слагаемым $H_{(3)}$ пренебрегают, считая, что модель Хаббарда и t-J- модель физически эквивалентны с точностью до членов, пропорциональных t^2_{fg}/U.

В первой части данной работы показывается, что игнорирование трехцентровыми слагаемыми приводит к потере соответствия между исходным гамильтонианом Хаббарда и H_{eff}. Этот вывод следует из результатов сравнения энергетических спектров двухэлектронной системы, полученных на основе точного решения уравнения Шредингера для исходной модели Хаббарда и t-J модели. В то же время учет $H_{(3)}$ восстанавливает эквивалентность H_{eff} гамильтониану Хаббарда как только 8|t| < U. Выбор критерия неэквивалентности основан на хорошо известном утверждении о том, что при унитарных преобразованиях гамильтониана его энергетический спектр не меняется. Переход к эффективному гамильтониану может рассматриваться как результат проведения унитарного преобразования и, поэтому, спектры модели Хаббарда и H_{eff} должны совпадать с точностью до членов пропорциональных t^2_{fg}/U. Численное решение дисперсионного уравнения для t-J модели показывает, что в области энергий, лежащих ниже континуума состояний типа рассеяния, всегда имеется отщепленное решение. Очевидно, что оно соответствует связанному состоянию. Это означает, что между электронами возникает эффективное притяжение. С физической точки зрения механизм притяжения в t-J модели достаточно прозрачен. Если два электрона находятся далеко друг от друга, то вклад обменного слагаемого гамильтониана в энергию пары равен нулю. Если же электроны, находятся вблизи друг от друга, то в синглетном состоянии энергия обменной части гамильтониана равна -2J. Эта разница в энергиях и проявляется как эффективное взаимодействие между электронами. Сравнивая полученный результат с абсолютным отсутствием тенденции к связанному состоянию в исходной модели Хаббарда, следует признать наличие несоответствия между моделью Хаббарда и t-J моделью. Существенно, что область реализации связанного состояния хотя и уменьшается по мере увеличения параметра кулоновского отталкивания, но имеется всегда, если этот параметр конечен. Так, например, в точке $Q = (\pi,\pi)$ энергия связи E=2J всегда положительна, если U конечно. Подчеркнем, что t-J мо-

дель, как самостоятельная модель, естественно, имеет большое значение и способна описать нетривиальные физические явления (включая ВТСП). Но утверждение об эквивалентности t-J модели и модели Хаббарда даже в режиме сильных электронных корреляций является некорректным.

При включении трехцентровых взаимодействий связанное состояние исчезает при $U > 8|t|$. Это означает, что в области сильных электронных корреляций гамильтониану Хаббарда соответствует не t-J модель, а t-J* модель, учитывающая $H_{(3)}$.

Во второй части работы показано, что трехцентровые взаимодействия играют принципиальную роль в формировании сверхпроводящей фазы с d- типом симметрии параметра порядка. Ранее было показано, что без учета магнитных флуктуаций трехцентровые слагаемые приводят к существенному уменьшению (примерно в 25 раз) температуры перехода в сверхпроводящую фазу [10]. В данной работе рассмотрены ренормировки фермиевского спектра при учете трехцентровых взаимодействий и магнитных флуктуаций (МФ). Для вычисления квазиспиновых корреляторов получены уравнения самосогласованной спиновой динамики сильно коррелированных фермионов с трехцентровыми взаимодействиями. На основе численного решения системы десяти уравнений самосогласования показано, что в приближении ближайших соседей одновременный учет $H_{(3)}$ и МФ при больших n приводит к качественным изменениям структуры энергетического спектра. При этом в плотности состояний индуцируется новая особенность Ван-Хова, а в концентрационной зависимости температуры перехода $T_c(n)$ в сверхпроводящую фазу с $d_{x^2-y^2}$ - типом симметрии параметра порядка появляется дополнительный максимум. Учитывая, что появление новой особенности Ван-Хова реализуется при малой концентрации дырок, можно сделать предположение о магнитополяронной природе ее индуцирования. Такой вывод коррелирует с недавними результатами по исследованию электронной структуры сильно коррелированной спин-фермионной жидкости с привлечением расширенного базиса, включающего магнитополяронные состояния [11]. Вторым аргументом в пользу данной гипотезы является структура $H_{(3)}$, в соответствие с которой перескок электронов становится связанным со спиновой динамикой соседних узлов. Отмеченные факторы объясняют, в частности, почему ранее включение $H_{(3)}$ без учета магнитных корреляций не приводило к существенным изменениям электронного спектра и плотности состояний фермиевских квазичастиц. Подчеркнем, что отмеченные существенные ренормировки в спектре возбуждений, плотности состояний и зависимости $T_c(n)$ возникают только при одновременном учете магнитных корреляторов и трехцентровых взаимодействий.

Третья часть работы посвящена анализу спектральных представлений и спектральной теоремы для аномальных средних в теории сверхпроводимости сильно коррелированных систем. Показано, что для таких систем имеет место неоднозначное восстановление спектральной интенсивности аномальной корреляционной функции по спектральной теореме. Учет этой неоднозначности приводит к выполнению необходимых правил сумм и снимает запрет на реализацию сверхпроводящей фазы с S-типом симметрии параметра порядка. Представлены результаты исследований по влиянию перескоков носителей тока в дальние координационные сферы на квазиимпульсную зависимость параметра порядка для различных типов его симметрии.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант N 03-02-16124), INTAS (грант N 01-0654), а также Программы Президиума РАН "Квантовая макрофизика". Один из авторов (Д.М.Д.) признателен Благотворительному Фонду содействия отечественной науке, а также Лаврентьевскому конкурсу молодежных проектов СО РАН за финансовую поддержку исследований.

1. P.W. Anderson, Science, **235**, 1196 (1987).
2. Р.О.Зайцев, В.А.Иванов, Письма в ЖЭТФ, **46**, 140 (1987).
3. N.M.Plakida, High-temperature superconductivity, Springer. - Berlin, 1995
4. Ю.А.Изюмов, УФН, **167**, 465 (1997).
5. С.Г.Овчинников, УФН. **167**, 1043 (1997).
6. Ю.А.Изюмов, УФН, **169**, 225 (1999).
7. Н.М.Плакида, Письма в ЖЭТФ, **74**, 38 (2001).
8. J.Hubbard, Proc. Roy. Soc. **A276**, 238 (1963).
9. Л.П.Булаевский, Э.Л.Нагаев, Д.Л.Хомский, ЖЭТФ, **54**, 1562 (1968).
10. В.В.Вальков, Т.А.Валькова, Д.М.Дзебисашвили, С.Г.Овчинников, Письма в ЖЭТФ, 75, 450 (2002).
11. A.F.Barabanov, A.A.Kovalev, O.V.Urazaev, A.M.Belomouk, Phys. Lett., **A265**, 221 (2000).

Магнитный нестинг и сосуществование ферромагнетизма и сверхпроводимости.

В.Ф. Елесин,
Московский инженерно-физический институт, 115409, Москва, Россия
В.В. Капаев, Ю.В. Копаев
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

В случае выполнения условия магнитного нестинга $\varepsilon_\sigma(\mathbf{p}) = \varepsilon_{-\sigma}(-\mathbf{p} + \mathbf{n}\, I/v_F)$ для электронного закона дисперсии со спином σ в каком-то выделенном направлении $\mathbf{n}$ сосуществование ферромагнетизма и неоднородного сверхпроводящего состояний возможно при сколь угодно большой намагниченности *I*. На этой основе объясняется сосуществование ферромагнентизма и сверхпроводимости в слоистых купратных соединениях типа $RuSr_2GdCu_2O_8$, в которых из-за нестрогого выполнения условия магнитного нестинга существует конечная, но достаточно большая критическая величина намагниченности.

1. Явление сверхпроводимости и ферромагнетизма представляются антагонистическими по отношению к магнитному полю: сверхпроводник выталкивает магнитное поле (эффект Мейснера-Оксенфельда), а ферромагнетик наоборот его концентрирует. Впервые вопрос о возможности сосуществования этих состояний был исследован В.Л. Гинзбургом [1].

В случае, когда $T_c \le T_m$ (T_c - температура сверхпроводящего перехода, T_m - ферромагнитного) существует узкий интервал по намагниченности *I*, когда в условиях сосуществования неоднородным оказывается сверхпроводящее состояние [2].

В последнее время появилось большое количество работ (см. например [3, 4]) по наблюдению сосуществования ферромагнетизма и сверхпроводимости в слоистых купратных соединениях $RuSr_2GdCu_2O_8$, в котором T_m существенно больше T_c (T_m =132 К, T_c = 46 К). Такое соотношение T_m и T_c недопустимо в рамках простой сферческой формы поверхности Ферми, лежащей в основе рассмотренной в [2] модели. В отличие от однородного состояния, нечувствительного к форме поверхности Ферми, неоднородное сверхпроводящее состояние может существовать в более широком интервале по намагниченности при приближенном выполнении условия нестинга [5, 6].

В настоящей работе показано, что неучтенные в [5, 6] процессы перескока на центры третьей сферы, превосходящие в купратах процессы перескока на центры второй сферы, существенно меняют ситуацию по сосуществованию. Кроме того, показано, что сверхпроводящее состояние с большим суммарным импульсом пар [7] может сосуществовать с ферромагнитным при достаточно большой величине намагниченности.

При некоторых оптимальных с точки зрения сосуществования параметрах на процессы перескока может приближенно выполняться условие магнитного нестинга

$$\varepsilon_\sigma(\mathbf{p}) = \varepsilon_{-\sigma}(-\mathbf{p} + \mathbf{n}\, I/v_F)\,. \qquad (1)$$

2. Как простейшую модель, удовлетворяющую условию магнитного нестинга (1), выберем двумерную модель электронного спектра, соответствующую линиям постоянного значения энергии в виде квадратов в некотором интервале энергий (порядка энергии обрезания ω притягивающего взаимодействия *V*). Полагая, что ω (ω_{ph} для электрон-фононного взаимодействия) мала по сравнению с энергией Ферми ε_F, запишем уравнение для параметра порядка Δ ($\Delta(r) = |\Delta| e^{i\mathbf{qr}}$ $\mathbf{q}$ – импульс пары) (в рамках БКШ) при $T = 0$ в виде

$$\frac{1}{\lambda} = \int_0^\omega \frac{d\xi}{\sqrt{\xi^2 + |\Delta|^2}} \Big\{ 1 - \frac{1}{2}[n(\varepsilon + I + Q) + \\ - n(\varepsilon + I - Q) + n(\varepsilon - I - Q) + n(\varepsilon - I + Q)] \Big\}, \qquad (2)$$

где $\varepsilon = \sqrt{\xi^2 + |\Delta|^2}$, $\lambda = VN$, $n(\varepsilon) = (e^{\frac{\varepsilon}{T}} + 1)^{-1}$, $Q = qv_F/2$.

Решение с одним выделенным $\mathbf{q}$ соответствует появлению однородного токового стояния [2]. Ниже мы формально ограничимся этим случаем, имея в виду суммирование по всем четырем эквивалентным состояниям импульса $\mathbf{q}$ [2], соответствующее отсутствию однородного тока.

3. В 1964 году в работах [2] было показано, что для сверхпроводников с квадратичным законом дисперсии, возможно появление сверхпроводящей фазы с неоднородным параметром порядка $\Delta(r)$. Новая фаза (FFLO - фаза) возникает путем фазового перехода второго рода и существует в узком интервале полей $0.707 < I/\Delta_0 < 0.754$, $Q_c = 0.897\Delta_0$.

Рассмотрим неоднородное состояние исходя из уравнения (2). В начале проанализируем наиболее

интересный случай, когда раздвижка спектра из-за I компенсируется импульсом конденсата в силу условия (1)

$$I = Q, \qquad 2I > \Delta \tag{3}$$

При температуре $T = 0$ отличным от нуля остается только слагаемое $n(\varepsilon - I - Q) \equiv n(\varepsilon - 2I)$, и из (2) находим уравнение для $\delta = \Delta/\Delta_0$

$$\delta\left(\tilde{I} + \sqrt{\tilde{I}^2 - \delta^2}\right) = 1, \qquad \tilde{I} = 2I/\Delta_0 \tag{4}$$

или эквивалентное

$$2\delta\,\tilde{I} = 1 + \delta^4 \tag{5}$$

Нетрудно видеть, что уравнения (4) и (5) не имеют нулевого решения. В интервале $\tilde{I}_c < \tilde{I} < 1$ ($\tilde{I}_c \approx 0.87$, $\tilde{I} > \delta$) зависимость носит двухзначный характер, а при $\tilde{I} > 1$ становится однозначной и монотонно уменьшается с ростом $\tilde{I}$, оставаясь конечным.

Существование решения для $\Delta \neq 0$ при $\tilde{I} > \delta$ обусловлено тем, что энергия возбуждения пары с $Q = I$ при условии (1) обращается в нуль на линии (вместо точек при изотропном законе дисперсии [2]). Падение Δ с ростом I обусловлено уменьшением длины линии нулей (линии, где выполняется условие $\varepsilon_\sigma(\mathbf{p}) = \varepsilon_{-\sigma}(-\mathbf{p} + \mathbf{n}\,I/v_F) = 0$).
Разность энергий неоднородного сверхпроводящего состояния и нормального, вычисляется обычным образом

$$U_s - U_n = -\frac{N\Delta_0^2}{2}\delta^3\sqrt{\tilde{I}^2 - \delta^2}\ . \tag{6}$$

Отсюда следует энергетическая выгодность неоднородного сверхпроводящего состояния по отношению к нормальному при $\tilde{I} > \delta$. Однако при $\tilde{I} < \sqrt{2}$ энергию неоднородного состояния (6) необходимо сопоставить с энергией однородного сверхпроводящего состояния. Они сравниваются при значениях $\tilde{I}_0$, δ_0, удовлетворяющих системе из (5) и уравнения

$$\delta_0^3\sqrt{\tilde{I}_0^2 - \delta_0^2} = 1 - \frac{\tilde{I}_0^2}{2}\,. \tag{7}$$

Анализ показывает, что при $\delta \le \delta_0$, $\tilde{I} > \tilde{I}_0$ решение уравнения (5) с хорошей точностью можно представить в виде

$$\delta = \frac{1}{2\tilde{I}_0}, \quad \Delta = \frac{\Delta_0^2}{4I}\,. \tag{8}$$

Подставляя (8) в (7), приходим к уравнению

$$\tilde{I}_0^4 - 2\tilde{I}_0^2 + \frac{1}{4} = 0\,, \tag{9}$$

которое дает $\tilde{I} = \sqrt{1 + \sqrt{3}/2} \approx 1{,}36, \quad \delta \approx 0{,}36$.

Таким образом, в системе с магнитным нестингом при $I > 0{,}68\Delta_0$ имеет место фазовый переход первого рода из сверхпроводящего состояния с однородным параметром порядка $\Delta = \Delta_0$ в неоднородное с $|\Delta| = 0.36\Delta_0$. С ростом I параметр порядка монотонно убывает в соответствии с (8), а разность энергий (6) при $\tilde{I} > \sqrt{2}$ дается выражением

$$U_s - U_n \approx -N\frac{\Delta_0^2}{16\tilde{I}^2} \tag{10}$$

Интересно отметить, что разность энергий (10) при $I = \Delta_0$ превосходит соответствующую максимальную величину для фазы FFLO почти на два порядка.

4. Выше расчеты проводились для идеализированной ситуации. Когда контур Ферми является прямоугольником, а спектр удовлетворяет условию (1). В реальных ВТСП купратах (в том числе содержащих ферромагнитные слои, например $RuSr_2GdCu_2O_8$) спектр можно с высокой точностью аппроксимировать, используя приближение сильной связи при учете трех координационных сфер

$$\begin{aligned}\varepsilon(k_x, k_y) = 2 - 2t(\cos\pi k_x + \cos\pi k_y) - \\ 4t_1(\cos\pi k_x \cos\pi k_y) - 2t_2(\cos 2\pi k_x + \cos 2\pi k_y).\end{aligned} \tag{11}$$

Типичные значения интегралов перескока, фигурирующие в литературе: t = 0,5, t_1 = -0,15, а параметр t_2 меняется в достаточно широких пределах от 0 до 0,4. Такой выбор закона дисперсии позволяет описать экспериментально наблюдаемую форму контура Ферми вблизи половинного заполнения. Разворот контура Ферми (по сравнению со случаем учета только ближайших соседей) и магнитный нестинг (1) существенно определяется величиной интеграла перекрытия с третьим соседом t_2, поэтому в дальнейшем будем проводить расчеты для различных значений t_2. В работе [6] ограничивались только учетом вторых соседей (т.е. t_2 = 0), а значение t_1 берется вдвое большим общепринятого для обеспечения поворота контура Ферми приближения его формы к квадрату с закругленными углами. Такой выбор представляется нам менее реалистичным,

чем достижение этого за счет включения t_2, кроме того, при этом удается описать и экспериментально наблюдаемую гофрировку контура Ферми. Наличие намагниченности приводит к сдвигу закона дисперсии (11) для одного направления спина на величину I.

Ранее отмечалось, что эффект устойчивости сверхпроводимости связан с большой длиной линии нулей энергии возбуждения $\varepsilon_\sigma(k) = \varepsilon_{-\sigma}(k+q) - I$. В рассмотренной выше простейшей модели на части контура Ферми совпадение ε_σ и $\varepsilon_{-\sigma}$ полное, для реального закона дисперсии приближенное, тем не мене в широком интервале энергий это отличие может быть достаточно малым. Исходя из этого, далее для качественной оценки влияния поля I не будем решать уравнение самосогласования для Δ, а ограничимся вычислением длины части контура Ферми L, на которой приближенно (с заданной точностью) выполняется условие зеркального нестинга (1). Таким образом, алгоритм вычисления L следующий: при заданной степени заполнения N определяем в соответствии с формулой (11) энергию Ферми, соответствующую изоэнергетическую линию (контур Ферми) для $k_y = F(k_x)$ и ее длину L_0. Затем на контуре Ферми вычисляем энергию для частицы с противоположным спином с учетом магнитного расщепления и смещения по волновому вектору (учитывающего отличие от нуля импульса пары) - $\varepsilon_{-\sigma}(k+q) - I$. Отклонение от условия магнитного нестинга будем характеризовать параметром $\gamma = \varepsilon_\sigma(k) - \varepsilon_{-\sigma}(k+q) - I$, а в качестве итоговой величины использовать длину контура Ферми L, на которой $\gamma < \gamma_0$, где γ_0 некоторая заданная (малая) величина. В принципе γ_0 определяется целым набором параметров задачи (в чаастности, параметром обрезания), мы же будем интересоваться только некоторыми общие закономерности, не зависящие от деталей. Грубо говоря, L/L_0 является оценкой фигурной скобки в уравнении самосогласования (2). У FFLO она близка к нулю, в (2) является конечной порядка 0,5.

Используя изложенный выше алгоритм, оценим, насколько отличие реального спектра (11) от идеального, дающего квадратные изоэнергетические линии, сказывается на возможности сосуществования сверхпроводимости и ферромагнетизма. Характерной особенностью полученных кривых $L(q)$ является наличие достаточно резких максимумов, причем при конечном t_2 наблюдаются два максимума. Последнее обусловлено сложностью контура Ферми, в одном из максимумов совмещаются (после сдвига на I и Q) одни области контура, в другом другие. Реализовываться будут состояния соответствующие абсолютному максимуму $L(Q)$. Величина $L_{\max}$ растет с ростом t_2, достигая максимума при t_2 =0,1. Это обусловлено тем, что при таком t_2 форма контура Ферми максимально приближается к квадрату (имеются плоские участки). Достаточно большой оказывается и абсолютное значение длины - 0.65.

Расчеты показывают, что $L_{\max}$ имеет большее значение для электронного заполнения и вплоть до $I \sim 0{,}2$ превышает 0,2 для $t_2 = 0{,}1$. Имеется достаточно узкая область по t_2, в которой оптимальным оказывается дырочное заполнение, в остальном преимущество наблюдается для легирования электронного типа.

Интересно проследить возможность сосуществования сверхпроводимости и ферромагнетизма для ситуации спаривания с конечным импульсом $\mathbf{K}$ уже в отсутствие ферромагнетизма [7]. В этом случае определяющую роль играет так называемая область кинематического ограничения, образуемая пересечением области $\varepsilon(\mathbf{k}) < \varepsilon_F$ и смещенной на $\mathbf{K}$ - $\varepsilon(\mathbf{k}+\mathbf{K}) < \varepsilon_F$. В этом случае необходимо сравнивать совпадение при сдвиге по импульсу на Q и по энергии на I областей кинематического ограничения . Оптимальным при этом является случай совпадения по направлению $\mathbf{Q}$ и $\mathbf{K}$. Хотя смысл величины L_0 отличается от рассмотренного выше в случае $K = 0$, в том смысле что эта длина будет по другому входить в уравнение самосогласования, тем не менее и здесь отношение L/L_0 характеризует подавление сверхпроводимости ферромагнетизмом. Область кинематического ограничения занимает часть Ферми поверхности в некотором сектора направленном по $\mathbf{K} = (0, K)$. Поэтому при определении L (и L_0) вычисления необходимо ограничить этим сектором. В результате значение L_0 оказывается меньшим соответствующего значения, полученного выше при $K = 0$, отношение же L/L_0 оказывается большим. Таким образом, ситуация спаривания с конечным $\mathbf{K}$ оказывается более благоприятной с точки зрения сосуществования ферромагнетизма и сверхпроводимости.

1. В.Л. Гинзбург, ЖЭТФ, **31,** 202 (1956).

2. А.И. Ларкин, Ю.Н. Овчинников, ЖЭТФ, **47**, 1136 (1964), 7. P. Fulde, R.A. Ferrell, Phys. Rev., **135A**, 550 (1964).

3. I. Felnez et al, Phys. Rev., **B55**, R3374 (1997).

4. J.D. Jorgensen et al, Phys. Rev., **B63**, 054440 (2001).

5. W.E. Pickett, R. Weht, A. Shick, Phys. Rev. Lett., **83**, 3713 (1999).

6. H. Shimahara, S. Hata, Phys. Rev., **B62**, 14541 (2000).

7. В. И. Белявский, В.В. Капаев, Ю.В. Копаев, ЖЭТФ, **118**, 941 (2000).

Composite fermions, trios and quartets in Fermi-Bose mixture.

M.Yu. Kagan*
P.L. Kapitza Institute for Physical Problems, Kosygin street 2, Moscow, Russia
Laboratoire de Physique Statistique, Ecole Normale Supérieure,
24 rue Lhomond, 75231 Paris Cedex 05, France

I.V. Brodsky
P.L. Kapitza Institute for Physical Problems, Kosygin street 2, Moscow, Russia

A.V. Klaptsov
Russian Research Centre "Kurchatov Institute", Kurchatov square 1, Moscow, Russia, 123182

D.V. Efremov
Technische Universität Dresden Institut für Theoretische Physik, 01062, Dresden
(Dated: October 1, 2004)

We consider a model of Fermi-Bose mixture for neutral particles in magnetic traps and for spinons and holons in high-T_c superconductors. For particles in magnetic traps we consider a case of short-range attraction between fermions and bosons and find the energies corresponding to the bound state of composite fermions fb, trios fbb and quartets $fbfb$. For high-T_c superconductors we consider a confinement interaction potential between spinons and holons, and find the energies corresponding to the bound states of composite hole $h = fb$ and for two holes $hh = fbfb$ configuration.

PACS numbers:
Keywords: superconductivity, Fermi-Bose mixture, confinement.

I. INTRODUCTION.

The model of a Fermi-Bose mixture is very popular nowadays in connection with different problems in condensed matter physics such as high-T_c superconductivity, superfluidity in ^{3}He-^{4}He mixtures [1], fermionic superfluidity in magnetic traps and so on.

In high-T_c superconductivity this model was firstly proposed by J.Ranninger [2, 3] to describe simultaneously high transition temperature and short coherence length of SC pairs on one hand and the presence of well-defined Fermi-surface on the other. Later on P.W.Anderson [4] reformulated this model including bosonic degrees of freedom (holons b with spin 0 and charge e) and fermionic degrees of freedom (spinons f with charge 0 and spin 1/2). On the mean field level, according to the ideas of Anderson and Lee [5, 6], there is a spin-charge separation between spinons and holons. The interaction between them arises only on the level of fluctuations on top of the mean-field results. In our lecture we advocate a different philosophy which is more close to the ideas of Laughlin [7–9]. Namely, in accordance with Bulaevskii et al., it is a strong string-like interaction between spinons and holons [10, 11] which produces a spin-charge confinement inside a physical hole $h = fb$. The superconductive pair in this scenario is formed by the composite holes $\Delta = \langle h, h\rangle = \langle fb, fb\rangle$. According to this philosophy in all low temperature experiments in high-T_c superconductors the physical holes are seen as point-like structureless objects. Their composite nature (nontrivial formfactors) manifests itself only at high temperatures or high frequencies, where excited levels in the confinement potential become occupied. This ideology more naturally explains the results of APRES - photoemission [12] together with numerical simulations [13], which reveal rather standard Bogolubov type behavior of quasiparticles below T_c. In order to observe the composite nature of physical holes, we should study more carefully the optical conductivity $\sigma(\omega, T)$ and spin susceptibility $\chi(\omega, T)$ at frequencies and temperatures of the order of level spacing in the confinement potential $V(r) = \alpha(r/d)^\beta/2$, where $\alpha = zJS^2/2$, J is AFM exchange interaction, $z = 4$ is a number of nearest neighbors on a square lattcie in 2D, d is an intersite distance, $1 \le \beta \le 2$. Note that we consider holons to be the light particles with a mass $m_b \sim 1/t$, t is a hopping integral, and spinons to be heavy particles with a mass $m_f \sim 1/J$.

*Electronic address: kagan@kapitza.ras.ru

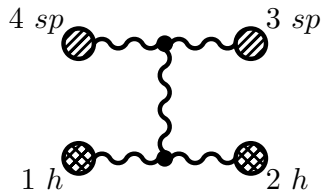


FIG. 1: The diagonalized Hamiltonian corresponds to three string-like potentials: between two holons (1 and 3), between two spinons (2 and 4) and between centers of masses of two spinons and two holons.

Fermi-Bose mixture of neutral particles

We start from Fermi-Bose mixture of neutral particles in a magnetic trap. Here we consider the Hamiltonian with a short-range attraction between fermions and bosons $U_{fb} < 0$. It leads to a bound state of fermion and boson on the 2D lattice with an energy [14]

$$E_b = \frac{1}{2m_{fb}a^2} = \frac{1}{2m_{fb}d^2}\frac{1}{\exp\left(2\pi/m_{fb}|U_{fb}|\right) - 1} \tag{1}$$

where $m_{fb} = m_b m_f/(m_b + m_f)$ is a reduced mass and a is a size of a composite fermion fb. If $E_b > T_{0b}, T_{0f}$, where T_{0f} and T_{0b} are degeneracy temperatures for fermions and bosons, then the creation of composite fermions fb takes place earlier (at higher temperatures) then Cooper pairing of two fermions $\langle ff\rangle$ or Bose-Einstein condensation of one or two bosons ($\langle b\rangle$ or$\langle bb\rangle$) [15]. The crossover temperature is governed by the Saha formula [16], which reads for equal densities of fermions and bosons ($n_b = n_f = n$): $T_* \sim E_b/\ln(E_b/T_{0fb})$, where $T_{0fb} = 2\pi n/m_{fb}$. Below T_* most of the particles in the mixture are paired in composite fermions fb. We calculate the residual interaction between two composite fermions and find that it corresponds to attraction. As a result the quartets $fbfb$ are formed. In the exchange approximation the bound state of a quartet for equal masses ($m_b = m_f$) of fermions and bosons has an energy $E_4 \approx 3E_b$ in a 2D case [14]. At low temperatures the quartets are dominant in the system and are bose-condensed below the temperature $T_c \approx T_0/8\ln\ln(4/na^2)$. At intermediate temperatures some amount of trios fbb is also present in the system. Their binding energy in the exchange approximation is given by $E_3 \approx 1.7E_b$ for $m_b = m_f$ in 2D.

Strongly interacting Fermi-Bose mixture of spinons and holons

For the high-T_c case we consider a strongly interacting Fermi-Bose mixture of spinons and holons. We assume for simplicity that spinons and holons are interacting via harmonic oscillator potential $V(r) = \alpha(r/d)^2/2$ [17] and solve a four particle problem for two spinons and two holons. It has a Hamiltonian:

$$\hat{H}_{1234} = -\frac{\hbar^2}{2m_b}\Delta_1 - \frac{\hbar^2}{2m_f}\Delta_2 - \frac{\hbar^2}{2m_b}\Delta_3 - \frac{\hbar^2}{2m_f}\Delta_4 + V_{12} + V_{34} + V_{14} + V_{23} \tag{2}$$

where $m_b = 1/t$, $m_f = 1/J$, $V_{ij} = (zJS^2/2d^2)r_{ij}^2$; $\vec{r}_{ij} = \vec{r}_i - \vec{r}_j$. In Eq. (1) we neglect direct boson-boson and fermion-fermion interactions.

The direct diagonalization of the Hamiltonian yields the following expression for the energy of a bound state of four particles in a physical limit $J \ll t$:

$$E_4 \approx 2\sqrt{2}\omega_0\left[1 + o\left(\frac{J}{t}\right)\right] + \frac{Q_{cm}^2}{2M_4} \tag{3}$$

where Q_{cm} is a center of mass momentum, $M_4 = 2m_b + 2m_f$ is a total mass of four particles, and

$$E_B \equiv \omega_0 = \sqrt{\frac{2\alpha}{m_{fb}d^2}} \approx \sqrt{\frac{2\alpha}{m_b d^2}} \sim \sqrt{Jt}$$

is a binding energy of a composite hole. Hence we get that $E_4 > 2E_B$ - two strings repel each other. It is interesting to note that the diagonalized Hamiltonian corresponds to three effective string-like interactions: between two spinons,

between two holons, and between centers of masses of two spinons and two holons (see Fig. 1). Geometrically this solution resembles the situation in the two-leg ladders, where at a strong coupling along the rungs two holons are localized on one rung and two spinons are localized on another rung [18]. We are currently investigating the symmetry of the superconductive gap in our model.

Acknowledgments

We recognize valuable discussions with A.F. Andreev, P. Fulde, Yu. Kagan, L.V. Keldysh, E.G. Maksimov, X. Leyronas and P. Nozieres. This work was supported by Russian Foundation for Basic Research (Grant No. 04-02-16050), CRDF (Grant No. RP2-2355-MO-02) and the grant of Russian Ministry of Science and Education. M.Yu.K. is also grateful to R. Combescot for the hospitality during the visit to Ecole Normale Supérieure, where this work was completed.

---

[1] J. Bardeen, G. Baym, and D. Pines, Phys. Rev. **156**, 207 (1967).
[2] J. Ranninger and S. Robaszkiewicz, Physica B **135**, 468 (1985).
[3] B. K. Chakraverty, J. Ranninger, and D. Feinberg, Phys. Rev. Lett. **81**, 433 (1998).
[4] P. W. Anderson, Science **235**, 1196 (1987).
[5] P. A. Lee and N. Nagaosa, Phys. Rev. B **46**, 5621 (1992).
[6] P. A. Lee, N. Nagaosa, T. K. Ng, and X. G. Wen, Phys. Rev. B **57**, 6003 (1998).
[7] R. B. Laughlin, Phys. Rev. Lett. **60**, 2677 (1988).
[8] A. L. Fetter, C. B. Hanna, and R. B. Laughlin, Phys. Rev. B **39**, 9679 (1989).
[9] B. A. Bernevig, D. Giuliano, and R. B. Laughlin, Phys. Rev. Lett. **87**, 177206 (2000).
[10] L. N. Bulaevskii, E. L. Nagaev, and D. I. Khomskii, JETP **27**, 836 (1968).
[11] W. F. Brinkman and T. M. Rice, Phys. Rev. B **2**, 1324 (1970).
[12] H. Ding et al., Phys. Rev. B **54**, R9678 (1996), and references therein.
[13] Y. Ohta, T. Shimozato, R. Eder, and S. Maekawa, Phys. Rev. Lett. **73**, 324 (1994).
[14] M. Yu. Kagan, I. V. Brodsky, D. V. Efremov, and A. V. Klaptsov, Phys. Rev. A **70**, 023607 (2004).
[15] M. Yu. Kagan and D. V. Efremov, Phys. Rev. B **65**, 195103 (2002).
[16] L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Statistical Physics (Course of Theoretical Physics, Volume 5)* (Butterworth-Heinemann, Oxford, 1999).
[17] E. L. Nagaev, *Physics of Magnetic Semiconductors* (Moscow: Mir Publ., 1983).
[18] H. Tsunetsugu, M. Troyer, and T. M. Rice, Phys. Rev. B **51**, 16456 (1995).

ARPES view of low energy electronic interactions in superconducting cuprates

A.A. Kordyuk and S.V. Borisenko
Institute for Solid State Research, IFW-Dresden, Helmholtzstr. 20, D-01069 Dresden, Germany
Institute of Metal Physics of National Academy of Sciences of Ukraine, 03142 Kyiv, Ukraine

While the pronounced doping dependence of the quasiparticle spectral weight in the antinodal region of the superconducting cuprates, as seen by ARPES, unambiguously points to the magnetic origin of the strong electron-boson coupling there, the nature of the electron scattering in the nodal direction remained unclear. Here we present a short review of our recent detailed investigations of the nodal direction of Bi-2212. Our findings prove the existence of well defined quasiparticles even in the pseudogap state and show that the essential part of the quasiparticle scattering rate, which appears on top of Auger-like electron-electron interaction, also implies a magnetic origin.

Angle-resolved photoemission spectroscopy (ARPES) [1] provides a direct view on the density of low energy electronic excited states in solids—the 2D detector of the electron analyzers used in modern ARPES is just a window into momentum-energy space of 2D solids. A snapshot through this window stores the quasiparticle spectral weight in the momentum-energy co-ordinates [2-5]. Being essentially two-dimensional, the superconducting cuprates are a perfect example of the arpesable compounds [1]. All the interactions of the electrons which are responsible for their unusual normal and superconducting properties are encapsulated in such snapshots, and success in understanding of the nature of electronic interactions in the cuprates depends, in the first place, on how clear the ARPES window is. Then, the experimental experience (namely, how many different snapshots have been taken and made out) comes into play. But taking into account a number of parameters (e.g. temperature and doping) which cause a redistribution of the quasiparticle spectral weight, the detailed exploration of the momentum-energy space, even for one compound, will take ages of experimental work.

Leaving such a global task for the nearest future, one can focus on the two cuts in the Brillouin zone (BZ), nodal and antinodal directions (see Fig. 1a). These regions represent an inherent anisotropy of the electronic interactions in the cuprates which appear in anisotropy of the superconducting gap [6], pseudo-gap [7], and coupling strength [8] (or scattering in general). While the pronounced doping dependence of the quasiparticle spectral weight in the antinodal region of the BZ unambiguously points out to the magnetic origin of the strong electron-boson coupling seen by ARPES [9-11] (see Fig. 1 c-f), the nature of the electron scattering in the nodal direction remained unclear. Here we review the results of a detailed investigation of the nodal direction of Bi-2212 in a wide range of doping, temperature and excitation energy. We have found that although the electronic band structure along the nodal direction remains complex due to non-vanishing bilayer splitting, the quasiparticle spectral weight distribution from each split band can be self-consistently described within the quasiparticle self-energy approach. The scattering rate, on the other hand, can be considered as a sum of two main channels: the doping independent channel can be well understood in terms of the conventional Fermi liquid model, while the additional doping dependent channel implies a magnetic origin.

Experimental cornerstones. The experimental details can be found elsewhere [5, 9, 10], but here we highlight the cornerstones which are peculiar to our experiments. They are: the precise cryo manipulator, the wide excitation energy range, and the superstructure-free samples.

The precise cryo manipulator operates in the controlled temperature range from 20 K to 400 K and allows us to translate the sample in three perpendicular directions and rotate it around three perpendicular axes in steps of 0.1º, that secures the precise positioning and easy motion of the ARPES window in the momentum space.

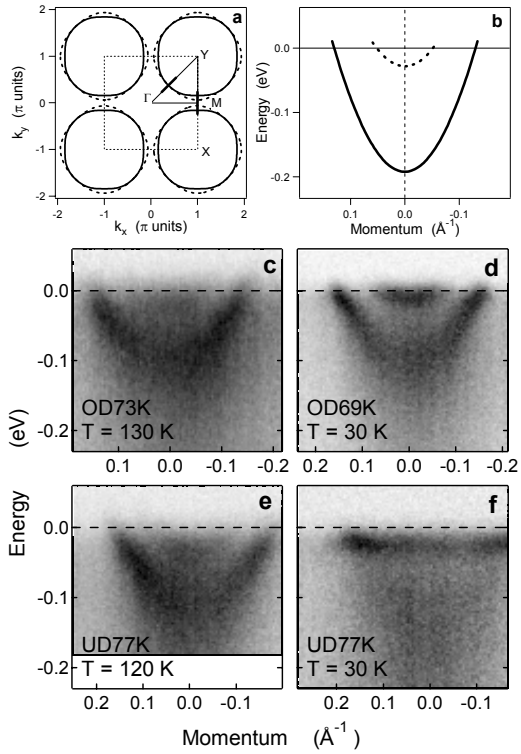
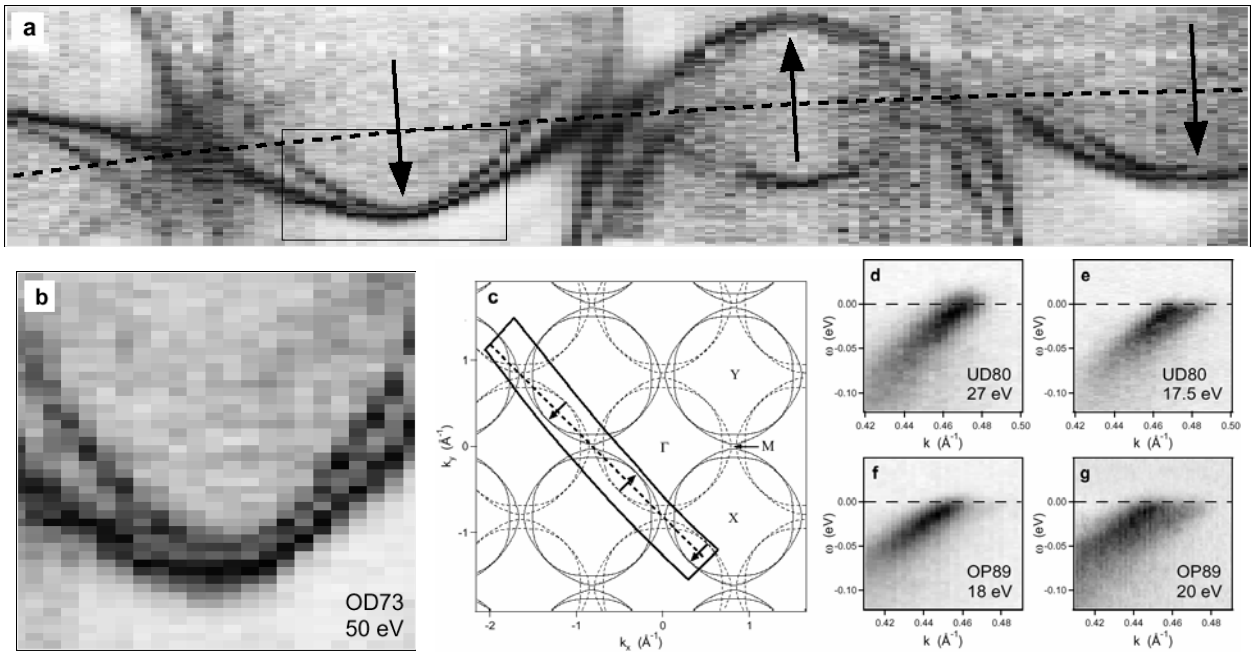


Fig. 1. Electronic band structure of an overdoped Bi-2212 [6]: Fermi surfaces (a) and the "XMY" cut (b). ARPES snapshots taken along the XMY direction of the BZ [10] for the overdoped (c, d) and underdoped (e, f) samples above (c, e) and below (d, f) T_c.



The photons of different energy and polarization have appeared to be an extremely useful tool to selectively excite the electrons from different bands [12, 13]. As a light source we use a He discharge lamp, linearly polarized light from a high resolution beamline (U125/1-PGM at BESSY) with a wide excitation energy range (17–600 eV), or circularly polarized light (4.2R beamline "Circular Polarization" at ELETTRA).

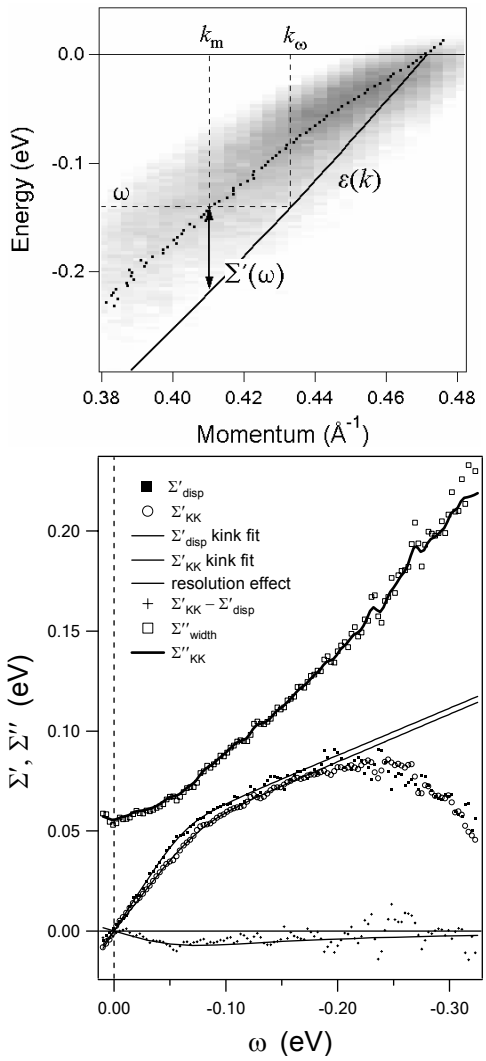
The well known problem for ARPES on Bi-2212 is a "5x1" superstructure which produces a number of diffraction replicas along the BZ diagonal (ΓY direction) [14, 15]. This highly complicates the analysis of the spectra taken from certain areas of the BZ (e.g., the antinodal region [12, 16]) or, if the main features and replicas are spatially separated (e.g. along ΓY direction), reduces the photocurrent intensity. Another important point about Bi-2212 samples, which becomes crucial now [17, 18], is that one needs to know precisely their doping level. We studied both the led-doped superstructure-free Bi(Pb)-2212 and reach of replicas pure Bi-2212. However, as the main line, we use the well characterized superstructure-free samples of a wide doping range (x = 0.11 – 0.22), for which the charge carrier densities have been derived from the measured Fermi-surface area (and appeared to be consistent with their T_c) [19] and the tight-binding parameters have been determined [6]. The parameters of the band structure of the pure Bi-2212 samples which we have measured are also in agreement with their doping level estimated from the T_c measurements.

Fig. 2. Experimental evidence for nodal splitting. (a) Fermi surface map of Bi(Pb)-2212 OD73 measured with 50 eV excitation energy at 25 K over a wide momentum region shown in (c): pointing up and down arrows mark the nodal directions in the 1st and 2nd Brillouin zone (BZ) respectively; the area of interest within the rectangle in (a) is zoomed in in (b); the dashed line goes through M-points representing the boundary of the "magnetic" BZ. (d-g) A set of images of the energy distribution maps (EDMs) for Bi-2212 UD80 (d,e) and Bi-2212 OP89 (f,g) measured at 25 K along different nodal directions at different excitation energy: (d) and (e) in the 1st BZ along the (0,0)–(π,–π) direction, (f) and (g) in the 2nd BZ in (2π,0)–(π,π) direction.

Complex structure. A distinguishing feature of modern ARPES is the ability to resolve the bilayer splitting (BS) of the CuO conduction band in the bilayer cuprates. For the first time such a splitting has been observed for overdoped Bi-2212 [20, 21] and then also for optimally doped and underdoped samples [19, 22] (clearly resolved below [19, 23] and above [10] the superconducting transition, as one can see in Fig. 1 c-e). It has been found [20, 21] that the observed splitting can be approximated by a momentum dependence: $t_\perp (\cos k_x - \cos k_y)^2/2$, which is expected for an inter-plane hopping between two CuO layers (where $t_\perp$ describes the interlayer hopping mainly mediated via Cu4*s* orbitals). The splitting along the node is expected to be much less than the maximum splitting at the saddle-point [24] but has been never observed.

Recently, we have resolved the nodal splitting for a number of Bi-2212 samples of different doping level [25]. Fig. 2 illustrates this.

Simple physics. Apparently, the nodal splitting found in Bi-2212, if not taken into account, can intricately complicate the nodal spectra. Even if unresolved, it should influence the quantities derived from these spectra, e.g. the renormalized dispersion or scattering rate. It is observed as a dependence of these quantities on excitation energy. In the following we try to eliminate the influence of the splitting choosing an appropriate excitation energy. We focus on the experimental dataset taken at 27 eV in order to find out whether the quasiparticle spectral weight from only one band can be



described by "simple physics", i.e. in terms of quasiparticle self-energy [26].

Fig. 3 (top) illustrates the basics of the nodal spectra analysis within the self-energy approach [27, 28]. The black solid line represents a non-interacting case when the spectral function is a delta function with the pole $\omega - \varepsilon(\mathbf{k}_\omega) = 0$, $\varepsilon(\mathbf{k})$ is called "bare dispersion". A simple electronic interaction leads to shifting and broadening of the non-interacting spectral function and the resulting picture is essentially that which is measured by ARPES: the blurred region in Fig. 3 illustrates the distribution of the quasiparticle spectral weight. Such an interaction can be described by introducing a quasiparticle self-energy $\Sigma = \Sigma' + i\Sigma''$, an analytical function the real and imaginary parts of which are related by the Kramers-Kronig (KK) transformation [29]. Neglecting the momentum dependence of the self-energy, the MDC at certain ω exhibits a Lorentzian lineshape [4] with the maximum at $k_m(\omega)$ determined by $\Sigma'(\omega) = \omega - \varepsilon(k_m)$, which is illustrated in Fig. 3 by the double headed arrow (squared symbols show the renormalized dispersion). In the region where the bare dispersion can be considered as linear ($\varepsilon = v_F k$), the MDC width W (the half width at half maximum) is proportional to Σ": $\Sigma''(\omega) = -v_F W(\omega)$. Thus, the determination of both the real and imaginary parts of the self-energy requires the knowledge of the bare dispersion. The KK transformation, giving an additional equation to relate these functions, opens the way to extract all desired quantities from the experiment (see [27, 28] for the details). Fig. 3 (bottom) shows the results for an underdoped Bi(Pb)-2212 (T_c = 77 K) at 130 K, i.e. in the pseudo-gap state. Σ'(ω) calculated in two ways have appeared to be identical for the certain v_F = 3.82 ± 0.17 eVÅ. This gives the following interaction parameters: λ = 0.87 ± 0.12, Z = 0.54 ± 0.03. The extracted bare band dispersion is in good agreement with the band structure calculations [25] and allows one to quantify the self-energy of the electronic excitations on the real energy scale.

Fig. 3. Bare band dispersion (solid line) and renormalized dispersion (symbols) on top of the spectral weight of interacting electrons (top). Real and imaginary parts of the self-energy extracted from the experiment with the described procedure (bottom). A complete coincidence between the corresponding parts of the self-energy calculated from the two different experimental functions, the MDC dispersion and MDC width, demonstrates the full self-consistency of the ARPES data treated within the self-energy approach.

The demonstrated self-consistency can be considered as a validity criterion for photoemission spectra, since it weeds out not only a "complex structure" like splitting or admixture of other bands but also artificial effects like inhomogeneity of the detector, etc. Considering the intimate relation between Σ' and Σ" one can distinguish two energy scales in Fig. 3. One, at about 200 meV, corresponds to the maximum of Σ'(ω) and is related to the cut-off energy for Σ"(ω). Another, at 70 meV, is a famous "kink", it develops as a sharp bend between two linear segments of Σ'(ω), is related to the "drop" in the scattering rate [30-32], and commonly explained as an interaction with a bosonic mode [3, 4]. It is important to distinguish these two scales in order to find out the nature of the coupling boson.

As far as the kink on the dispersion appears as just a sharpening of a bend of the same sign in the experimental dispersion which is present at every temperature and doping [30, 33], we focus on the "scattering rate kink" [32] which is much more convenient in this sense because it develops on top of the strong normal state scattering of the opposite curvature. Studying a number of samples of different doping level at different temperature we have found that the scattering rate kink makes it possible to distinguish between the different scattering channels [32]. We argue that the main contribution to the scattering can be well understood in terms of the conventional Fermi liquid model (FL) [26] while the additional doping dependent contribution apparently has a magnetic origin.

Fig. 4a shows the scattering rate (in momentum units) as a function of frequency for optimally doped Bi(Pb)-2212 OP89 for different temperatures. A sharp kink seen in Σ"(ω) at 0.1 eV (indicated by the arrow) at 40 K (below T_c = 88 K) gradually vanishes with increasing temperature. Another important finding is that

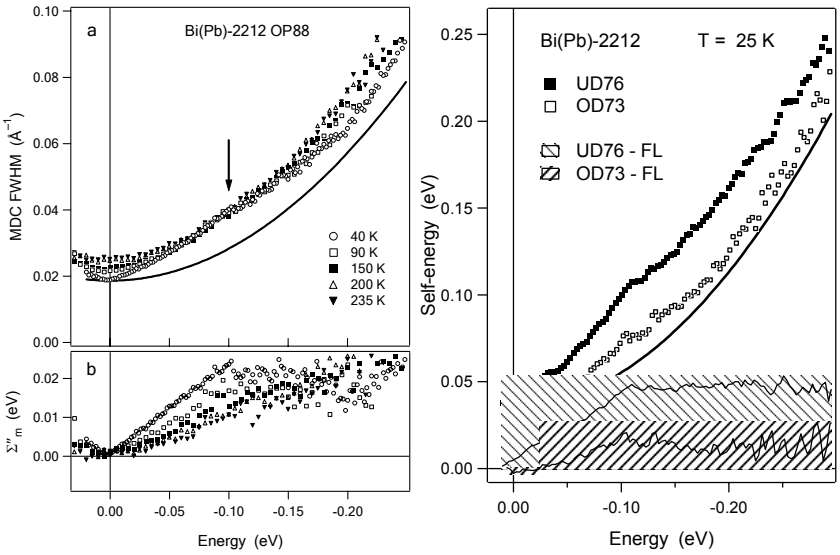


Fig. 4. (a) Temperature dependence of the scattering rate for the nodal quasiparticles in optimally doped Bi(Pb)-2212. The solid line represents a contribution from the usual Auger decay (Fermi liquid parabola) obtained by fitting the data for highly overdoped sample (OD69) at 130 K. (b) Result of a subtraction of the Fermi liquid parabola for each temperature in terms of the imaginary part of the self-energy (the FWHM/2 is multiplied to the bare Fermi velocity v_F = 4 eVÅ). (c) Strengthening of the scattering mode with underdoping. Comparison of the imaginary part of the self-energy of nodal quasiparticles in Bi(Pb)-2212 underdoped (T_c = 76 K) and overdoped (T_c = 73 K) samples at 25 K. The shaded areas represent the contributions from the magnetic scattering obtained by subtraction of the FL parabola [32].

the high binding energy tail of $\Sigma''(\omega)$ shifts upwards with temperature similar to the $\Sigma''(0)$ value. This shift, being in agreement with optical conductivity results [34], contradicts, in fact, the marginal FL scenario [35], according to which $\Sigma''(\omega, T) \sim \max(|\omega|, T)$. Such a shift of the whole curve is expected within the FL model when the scattering rate is determined by an Auger-like decay (the process where the hole decays into two holes and one electron [26]) that gives $\Sigma'' \sim \omega^2 + (\pi T)^2$. The FL behavior is generally expected for overdoped samples [36], and in Fig. 4a we add the FL parabola (solid line) which perfectly fits the scattering rate for an OD69 sample above T_c in the whole binding energy range. This parabola evidently describes the main contribution to Σ'' at any temperature. The additional contribution, which is seen as a hump on top of the FL parabola, must originate from an additional interaction which can be responsible for the unusual properties of the cuprates. In Fig. 4b we evaluate this interaction subtracting the FL parabola for each temperature and setting the resulting offsets to zero.

Therefore, this additional contribution decreases with increasing temperature, and we have found that it vanishes above T_c for the overdoped samples, but persists at higher temperatures, presumably up to T^* for optimally doped and underdoped samples [32]. In Fig. 4c we compare the absolute values of $\Sigma''(\omega)$ for underdoped (UD76) and overdoped (OD73) Bi(Pb)-2212 at T = 25 K. The room temperature scattering rates for these two samples coincide within the experimental error bars. It is seen that at low temperature the underdoped sample exhibits a much higher scattering rate with a more pronounced kink that has a tendency to disappear completely at higher doping levels [30]. The differences between these data and the FL parabola (solid line, the same as in Fig. 4a) demonstrate that the additional scattering channel of the nodal quasiparticles is highly doping dependent which is difficult to reconcile with the phonon scenario [31, 37], leaving space for magnetic excitations as the only bosons responsible for this additional channel [38, 39].

1. For review see A. Damascelli, Z. Hussain, and Z.-X. Shen, Rev. Mod. Phys. 75, 473 (2003).
2. T. Valla et al., Science 285, 2110 (1999).
3. P. V. Bogdanov et al., Phys. Rev. Lett. 85, 2581 (2000).
4. A. Kaminski et al., Phys. Rev. Lett. 86, 1070 (2001).
5. S. V. Borisenko et al., Phys. Rev. B 64, 094513 (2001).
6. A. A. Kordyuk et al., Phys. Rev. B 67, 064504 (2003).
7. Z.-X. Shen et al., Phys. Rev. Lett. 70, 1553 (1993).
8. H. Ding et al., Nature 382, 51 (1996).
9. T. K. Kim et al., Phys. Rev. Lett. 91, 167002 (2003).
10. S. V. Borisenko et al., Phys. Rev. Lett. 90, 207001 (2003).
11. A. D. Gromko et al., Phys. Rev. B 68, 174520 (2003).
12. A. A. Kordyuk et al., Phys. Rev. Lett. 89, 077003 (2002).
13. S. V. Borisenko et al., Phys. Rev. B 69, 224509 (2004).
14. H. Ding et al., Phys. Rev. Lett. 76, 1533 (1996).
15. S. V. Borisenko et al., Phys. Rev. Lett. 84, 4453 (2000).
16. S. V. Borisenko et al., Phys. Rev. Lett. 92, 207001 (2004); S. V. Borisenko et al., Nature 431, U1 (2004).
17. J. Hwang et al., Nature 427, 714 (2004); T. Valla et al., cond-mat/0405203.
18. T. Cuk et al., cond-mat/0403743.
19. A. A. Kordyuk et al., Phys. Rev. B 66, 014502 (2002).
20. D. L. Feng et al., Phys. Rev. Lett. 86, 5550 (2001).
21. Y.-D. Chuang et al., Phys. Rev. Lett. 87, 117002 (2001).
22. Y.-D. Chuang et al., cond-mat/0107002.
23. S. V. Borisenko et al., Phys. Rev. B 66, 140509 (2002).
24. O. K. Andersen et al., J. Phys. Chem. Solids 56, 1573 (1995).
25. A. A. Kordyuk et al., cond-mat/0311137.
26. A. A. Abrikosov, L. P. Gor'kov, and I. E. Dzyaloshinskii Quantum Field Theoretical Methods in Statistical Physics (Pergamon, Oxford), (1965).
27. A. A. Kordyuk et al., cond-mat/0405696.
28. A. A. Kordyuk et al., cond-mat/0409483.
29. L. D. Landau and E. M. Lifschitz, Statistical Physics, Part 1 (Pergamon, Oxford, 1980).
30. A. Koitzsch et al., Phys. Rev. B 69, 140507 (2004).
31. X. J. Zhou et al., Nature 423, 398 (2003).
32. A. A. Kordyuk et al., Phys. Rev. Lett. 92, 257006 (2004).
33. P. D. Johnson et al., Phys. Rev. Lett. 87, 177007 (2001).
34. D. van der Marel et al., Nature 425, 271 (2003).
35. C. M. Varma, et al., Phys. Rev. Lett. 63, 1996 (1989).
36. C. M. Varma, et al., Phys. Rep. 361, 267 (2002).
37. A. Lanzara et al., Nature 412, 510 (2001).
38. H. F. Fong et al., Phys. Rev. B 61, 14773 (2000).
39. M. Eschrig and M. R. Norman, Phys. Rev. B 67, 144503 (2003).

Электрон-фононное взаимодействие в ВТСП системах. Теория и эксперимент.

Е.Г. Максимов
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Дается подробный обзор экспериментальных данных по оптическим и фотоэмиссионным спектрам, убедительно доказывающим наличие в ВТСП системах сильного взаимодействия электронов с низкочастотными бозонами. Будет представлена микроскопическая теория взаимодействия электронов с такими бозонами и влияние этого взаимодействия на оптические и фотоэмиссионные спектры. Будет показано, что только электрон-фононное взаимодействие (ЭФВ) может объяснить всю совокупность имеющихся экспериментальных данных для нормального состояния этих металлов. Будет обсуждена возможная роль ЭФВ в механизме сверхпроводимости в ВТСП купратов.

Обобщенный метод сильной связи для расчета электронной структуры ВТСП купратов в широком диапазоне концентраций с учетом сильных электронный корреляций

С.Г. Овчинников, В.А. Гавричков, М.М. Коршунов
Институт Физики им .Л.В. Киренского СО РАН, 660036 Красноярск, Россия

В докладе представлен обзор результатов исследования электронной структуры ВТСП купратов с учетом сильных корреляций и ее эволюции с допированием от антиферромагнитного диэлектрика до парамагнитного металла, а также результирующий низкоэнергетический эффективный гамильтониан для магнитного механизма спаривания.

Понимание трансформации электронной структуры купратов с допированием считается ключевым моментом для адекватного решения проблемы ВТСП. Первопринципные методы, основанные на методе функционала плотности, достигли значительных успехов в области оптимально и сильно допированных купратов [1]. В то же время для слабодопированных и диэлектрических недопированных купратов традиционный подход не применим из-за сильных электронных корреляций (СЭК). В настоящем докладе делается обзор работ по исследованию электронной структуры купратов с учетом СЭК в рамках обобщенного метода сильной связи (ОМСС). Хотя сам термин ОМСС мы начали употреблять сравнительно недавно [2], ячеечная форма теории возмущений, на которой основан ОМСС, использовалась нами много ранее для периодической модели Андерсона [3], s-*d* обменной модели [4] и многозонной *p-d* модели [5]. В рамках ОМСС точная диагонализация многоэлектронного гамильтониана внутри элементарной ячейки сочетается с теорией возмущений для перескоков и взаимодействий между ячейками. Естественным математическим аппаратом ОМСС являются *X*-операторы Хаббарда, построенные на точных многоэлектронных молекулярных орбиталях ячейки, детальное описание ОМСС дано в книге [6].

Уже в низшем порядке теории возмущений по межкластерным перескокам (приближение «Хаббард-1») зонная структура квазичастиц в ОМСС обладает таким специфическими чертами, как дробный спектральный вес и дисперсия, зависящие от концентрации носителей, типа магнитного порядка и температуры. В результате для недопированных купратов получается состояние диэлектрика с переносом заряда как в антиферромагнитной (АФМ), так и парамагнитной (ПМ) фазах. Выход за рамки приближения Хаббард-1 позволяет учесть влияние ближнего магнитного порядка через двухцентровые спиновые корреляционные функции [7], что особенно важно для слабодопированных купратов. Результаты расчетов в ОМСС зависят от набора микроскопических параметров, таких как интегралы перескока медь-кислород t_{pd}, кислород-кислород t_{pp}, энергия переноса заряда $\Delta=\varepsilon_p-\varepsilon_d$, параметров Хаббарда U_d и U_p для меди и кислорода, которые были найдены (рис.1) для недопированных $Sr_2CuO_2Cl_2$ (*T*-структура) и Nd_2CuO_4 (*T'*-структура) из сопоставления с данными ARPES [2, 8], а также получены из первопринципных методов проектированием LDA зонной структуры на базис Ванье многозонной *p-d* модели [9].

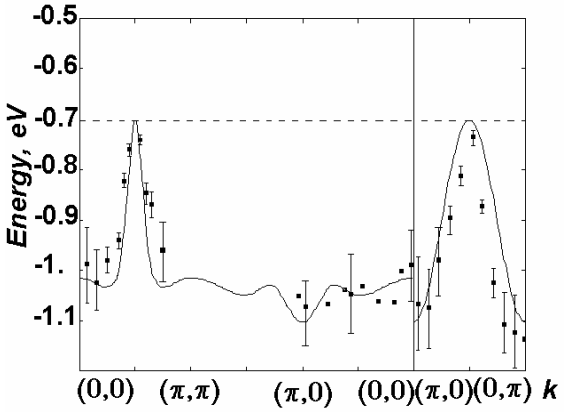


Рис. 1 Вычисленные дисперсионные зависимости для *x=0* и направлений зоны Бриллюэна представленных в *ARPES*- экспериментах (точки, $Sr_2CuO_2Cl_2$). Пунктиром обозначен бездисперсный виртуальный уровень с нулевой спектральной плотностью.

Хотя с допированием меняются параметры решетки, и вследствие этого параметры модели, эти изменения малы по сравнению с концентрационной зависимостью зонной структуры квазичастиц. В дальнейшем мы фиксируем параметры, найденные в недопированном случае, и единственным меняющимся с допированием параметром служит концентрация носителей. Для дырочных купратов на потолке валентной зоны появляется внутрищелевое состояние спинполяронной природы, число состояний в котором определяется концентрацией допирования *x*, при малых *x* уровень Ферми пиннингуется этими состояниями вплоть до оптимального допирования $x_{опт}$ [10]. При $x>x_{опт}$ уровень Ферми погружается в валентную зону и восстанавливается типичная одноэлектронная картина сильно легированного полупроводника *p*-типа. Хотя само значение $x_{опт}$ в расчете [10] не согласуется с экспериментальным значением 0,16, однако расчет в оптимальных концентрациях $x/x_{опт}$ дает количественное

согласие с поверхностью Ферми $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ из ARPES данных.

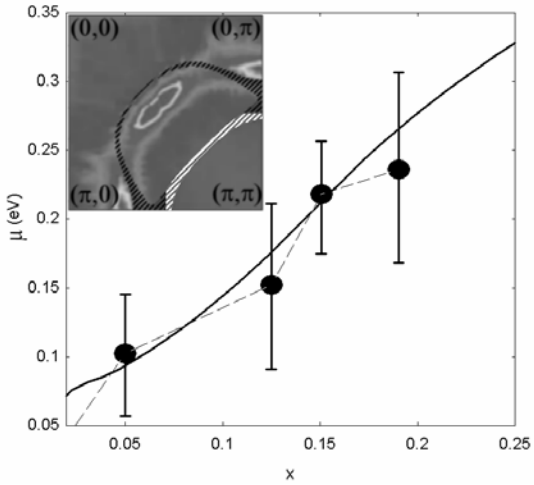


Рис. 2. Сплошная линия – зависимость химпотенциала μ от допирования x в t-J*-модели с учетом спиновых корреляторов, штриховая линия соединяет экспериментальные точки. На вставке - экспериментальная и рассчитанная ферми-поверхности для $Nd_{1.85}Ce_{0.15}CuO_4$.

Для электронного допирования купратов с T'-структурой дно зоны проводимости в точке (π,0) опускается ниже внутрищелевого состояния, препятствуя пиннингу химпотенциала. В результате зависимость $\mu(x)$ немонотонна (рис.2). Псевдощель между основной зоной и внутрищелевыми состояниями при малых x (в области АФМ фазы) имеют магнитную природу. Как для p-типа, так и для n-типа купратов в области слабого допирования получены участки с $\partial\mu/\partial x<0$, свидетельствующие о фазовом расслоении [8].

Для исследования сверхпроводящей фазы в рамках ОМСС построен низкоэнергетический эффективный гамильтониан [11], который оказался ассиметричен для дырочного и электронного допирования. В случае купратов n-типа $H_{эфф}=H_{t\text{-}J*}$, имеем t-J модель с трехцентровыми коррелированными перескоками. Для p-типа эффективной моделью явилась более сложная синглет-триплетная t-J модель. Из-за большой протяженности функций Ванье параметры перескока в эффективных моделях медленно спадают и учитываются нами вплоть до 5 координационных сфер. Для закона дисперсии квазичастиц важны три особенности эффективного гамильтониана: наличие трехцентровых коррелированных перескоков, большое число координационных сфер для перескоков и ближний магнитный порядок (рис.3). Расчет зависимостей $\mu(x)$, поверхности Ферми и $T_c(x)$ (рис.4) с магнитным механизмом спаривания в t-J* модели находится в очень хорошем согласии с экспериментальными данными для купратов n-типа [12]. Для p-типа согласия нет, по-видимому, необходимо добавить электрон-фононное взаимодействие.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы ОФН «Сильные электронные корреляции» и гранта РФФИ 03-02-16124.

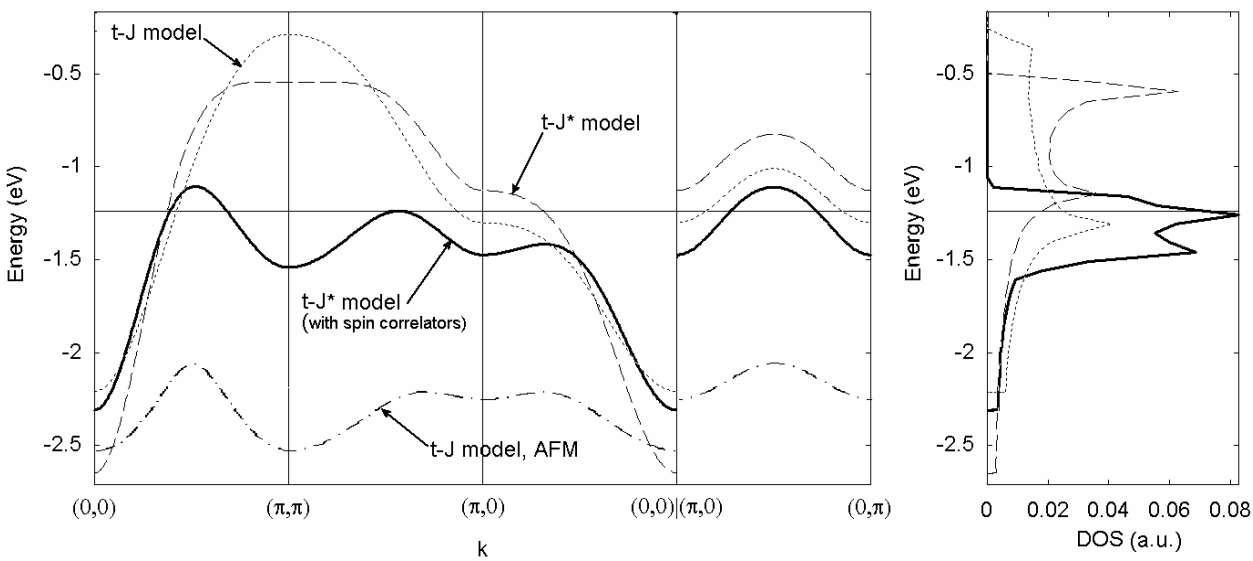


Рис. 3. Дисперсия по основным направлениям зоны Бриллюэна и плотность состояний в парамагнитной фазе в t-J (пунктирная линия) и t-J* (штриховая линия)-моделях Хаббард-1, t-J*-модели с учетом спиновых корреляторов (жирная сплошная линия). Сплошная горизонтальная линия – химпотенциал, самосогласованно вычисленный для последней модели. Также приведен спектр t-J-модели в АФМ фазе (штрихпунктирная линия).

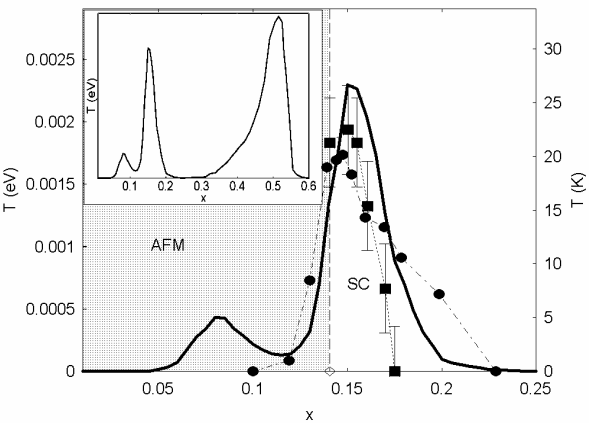


Рис. 4. Фазовая диаграмма купратов n-типа: теоретически рассчитанная зависимость $T_c(x)$ (сплошная жирная линия), экспериментальные зависимости $T_N(x)$ для NCCO (штриховая линия , слева от нее – АФМ фаза, справа – парамагнитная фаза), $T_c(x)$ для NCCO (пунктирная линия с черными квадратами) и для PCCO (штрихпунктирная линия с черными кружками). На вставке – теоретически рассчитанная зависимость $T_c(x)$ для более широкого диапазона концентраций.

1. Е. Г. Максимов, УФН 170, 1033 (2000).
2. В. А. Гавричков, С. Г. Овчинников, А. А. Борисов, Е. Г. Горячев, ЖЭТФ 118, 422 (2000).
3. S. G. Ovchinnikov, I. S. Sandalov, Solid State Commun. 47, 367 (1983).
4. M. Sh. Erukhimov, S. G. Ovchinnikov, Phys. Stat. Sol. b 123, 105 (1984).
5. S. G. Ovchinnikov, I. S. Sandalov, Physica C 161, 607 (1989).
6. В. В. Вальков, С. Г. Овчинников, Квазичастицы в сильнокоррелированных системах, Изд-во СО РАН, Новосибирск, 2001.
7. N. M. Plakida, V. S. Oudovenko, Phys. Rev. B 59, 11949 (1999).
8. В. А. Гавричков, С. Г. Овчинников, ЖЭТФ 125, 630 (2004).
9. М.М.Коршунов, В.А.Гавричков, С.Г.Овчинников, З.В.Пчелкина, И.А.Некрасов, М.А.Коротин, В.И.Анисимов, ЖЭТФ 125, в.8, (2004)
10. А. А. Борисов, В. А. Гавричков, С. Г. Овчинников, ЖЭТФ 124, 862 (2003).
11. М. М. Коршунов, С. Г. Овчинников, ФТТ 43, 399 (2001).
12. М. М. Коршунов, С. Г. Овчинников, А. В. Шерман, Письма ЖЭТФ 80, 45 (2004).

О роли кулоновского взаимодействия в формировании сверхпроводящего и псевдощелевого состояний в купратных металло-оксидных соединениях

Э.А. Пашицкий, В.И. Пентегов
Институт физики НАН Украины, 03028 Киев, Украина

Показано, что ключевую роль в механизме высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП) в слоистых купратных металло-оксидных соединениях (МОС) с анизотропным квазидвумерным электронным спектром и *d*-волновой симметрией сверхпроводящего (СП) параметра порядка играет запаздывающее экранированное кулоновское взаимодействие и многоэлектронные корреляции, которые способствуют повышению критической температуры СП перехода T_c. Предложен механизм возникновения псевдощели в купратных МОС за счёт нестинга уплощённых участков поверхности Ферми (ПФ) в окрестности протяжённых седловых особенностей с квазиодномерным спектром. Показано, что появление анизотропной диэлектрической щели на плоских участках ПФ за счёт электрон-дырочного (экситонного) спаривания должно приводить к подавлению анизотропной СП щели с *d*-волновой симметрией. Однако, благодаря частичному подавлению диэлектрической щели в результате упругого рассеяния электронов и дырок на заряженных точечных дефектах (ионах кислорода, неизовалентных примесях) сверхпроводимость сохраняется, а в области температур $T > T_c$ возникает псевдощелевое состояние, аналогичное «бесщелевой» сверхпроводимости при наличии магнитных примесей в сверхпроводниках с синглетным куперовским спариванием. Предполагается, что полное подавление псевдощели заряженными примесями должно существенно повысить критическую температуру СП перехода в купратных МОС.

1. Эффекты запаздывания в экранированном кулоновском взаимодействии в слоистых кристаллах купратных МОС обусловлены обменом виртуальными коллективными возбуждениями зарядовой (электронной) плотности с квазиакустическим законом дисперсии — акустическими плазмонами (АП). Такие возбуждения возникают как за счёт квазидвумерности зонного спектра в этих соединениях, так и благодаря сильной анизотропии фермиевской скорости в плоскости слоёв. Эта анизотропия обусловлена наличием протяжённых седловых особенностей в спектре квазичастиц вблизи уровня Ферми (УФ) с корневой сингулярностью Ван Хова в плотности состояний (ПС) [1].

Выполненные нами самосогласованные численные расчёты электронной поляризуемости, экранированного межэлектронного кулоновского взаимодействия, нормальной и аномальной собственных энергий показывают, что малоугловое неупругое рассеяние носителей тока (электронов, дырок) на длинноволновых АП приводит к подавлению кулоновского отталкивания при малых передаваемых импульсах и, как следствие, к возникновению эффективного межэлектронного притяжения в *d*-волновом куперовском канале [2,3]. Многочастичные кулоновские корреляции (эффекты локального поля), которые учитываются с помощью трёхвостой кулоновской вершины Γ_c, усиливают это притяжение и обеспечивают высокие значения критической температуры T_c перехода в СП состояние.

Для численных расчётов нами использовался теоретический электронный спектр для антисвязывающей зоны Y123, вычисленный в [4], а кулоновская вершина Γ_c вычислялась с помощью приближённого выражения, предложенного Намбу [5] для заряженных Ферми-жидкостей:

$$\Gamma_c\left(\mathbf{k}_\parallel,\omega_n;\mathbf{q}_\parallel,\nu_m\right) = \frac{1}{2}\left[Z_c\left(\mathbf{k}_\parallel+\mathbf{q}_\parallel,\omega_n+\nu_m\right)+Z_c\left(\mathbf{k}_\parallel,\omega_n\right)\right], \quad (1)$$

где

$$Z_c\left(\mathbf{k}_\parallel,\omega_n\right)=1-\frac{\operatorname{Im}\Sigma_c\left(\mathbf{k}_\parallel,\omega_n\right)}{\omega_n}, \quad (2)$$

а Σ_c — часть электронной собственной энергии, связанная с кулоновским взаимодействием.

Для исследования зависимости критической температуры T_c от положения УФ (по отношению к протяжённым седловым точкам в зонном спектре) численно решалось линеаризованное интегральное уравнение для СП параметра порядка Φ:

$$\Phi\left(\mathbf{k}_\parallel,\omega_n\right)=-\frac{T}{N^2}\sum_{\mathbf{k}',\omega_m}K\left(\mathbf{k}_\parallel,\omega_n;\mathbf{k}'_\parallel,\omega_m\right)\Phi\left(\mathbf{k}'_\parallel,\omega_m\right), \quad (3)$$

где

$$K\left(\mathbf{k}_\parallel,\omega_n;\mathbf{k}'_\parallel,\omega_m\right)=\tilde{V}_c\left(\mathbf{k}_\parallel-\mathbf{k}'_\parallel,\omega_n-\omega_m\right) \times\left[\Gamma\left(\mathbf{k}_\parallel,\omega_n;\mathbf{k}'_\parallel,\omega_m\right)\right]^2\left|G\left(\mathbf{k}'_\parallel,\omega_m\right)\right|^2, \quad (4)$$

На Рис. 1 показаны вычисленные с учётом $d_{x^2-y^2}$-волновой симметрии параметра порядка концентрационные зависимости собственного значения Λ ядра уравнения (3) и критической температуры СП перехода, которая соответствует значению $\Lambda=1$. Видно, что эффективное притяжение в *d*-волновом канале, обязанное своим происхождением обмену возбуждениями зарядовой плотности и усиленное благодаря многочастичным корреляциям, обеспечивает достаточно высокие критиче-

ские температуры при оптимальном уровне допирования, и позволяет описать концентрационную зависимость T_c.

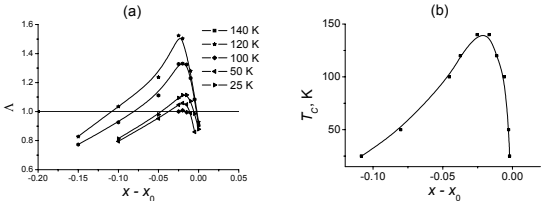


Рис. 1. Собственное значение ядра уравнения (3) для разных температур (а) и критическая температура сверхпроводящего перехода (б) в *d*-канале, в зависимости от концентрации x допированных дырок. Значение x_0 соответствует пересечению УФ и седловины.

Отметим резкое падение T_c по мере приближения УФ к седловой точке. Такое поведение было предсказано ранее в [6] и является следствием одновременного учёта эффектов сильной связи и корневой особенности в плотности состояний зонного спектра с протяжёнными седловинами.

Действительно, анизотропную ПС, или обратную групповую скорость квазичастиц, зависящую от энергии ξ и азимутального угла θ на почти круглой (в плоскости слоёв) цилиндрической ПФ, можно приближённо представить как

$$\nu(\xi,\theta)=\nu_+(\xi)+\nu_-(\xi)\cdot\cos 4\theta\,, \qquad (5)$$

где

$$\nu_\pm(\xi)=\frac{1}{2}[\nu_1(\mu_0)\cdot \mathrm{Re}\sqrt{\frac{\mu_0}{\mu+\xi}}\pm\nu_2]\,, \qquad (6)$$

μ — расстояние от УФ до дна протяжённой седловины, а μ_0 — характерная энергия существования корневой особенности в ПС.

Тогда уравнение для критической температуры СП перехода T_{c0} в состояние с $d_{x^2-y^2}$-симметрией щели $\Delta(\theta)=\Delta_d\cos 2\theta$ с учётом перенормировки, обусловленной эффектами сильной связи, приближённо записывается в следующем виде:

$$1=\frac{W_1}{16\left(1+\lambda^0(\mu)\right)}\times\left\{3\nu_1\int_{-\mu}^{\Omega}\frac{d\xi}{\xi}\sqrt{\frac{\mu_0}{\mu+\xi}}\,\mathrm{th}\frac{\xi}{2T_{c0}}+\nu_2\int_{-\Omega}^{\Omega}\frac{d\xi}{\xi}\,\mathrm{th}\frac{\xi}{2T_{c0}}\right\} \qquad (7)$$

Здесь $\lambda^0(\mu)\equiv\lambda_1^0\sqrt{\frac{\mu_0}{\mu}}+\lambda_2^0$ — безразмерная перенормировочная константа, связанная с изотропной частью запаздывающего взаимодействия, W_1 — матричный элемент взаимодействия в $d_{x^2-y^2}$ канале, а Ω — характерная энергия этого взаимодействия. По мере приближения μ к нулю с ростом концентрации носителей в (7) происходит сокращение корневых особенностей, так что $T_{c0}\propto\mu$ при $\mu\to 0$. Зависимость T_{c0} от μ, полученная с помощью (7), представлена на Рис. 2а (кривая 1-1').

2. Для спектра квазичастиц на ближайших уплощённых участках ПФ, вытянутых вдоль берегов протяжённых седловин, выполняется условие нестинга $\varepsilon(\mathbf{k})=-\varepsilon(\mathbf{k}+\mathbf{q}_0)$, где вектор нестинга $q_0 \square \pi/a$ и зависит от уровня допирования кристалла. При этом кулоновское отталкивание между электронами с передаваемым импульсом q_0, характеризующееся матричным элементом W_0, соответствует эффективному притяжению между электронами и дырками. В результате этого на плоских участках ПФ может возникнуть анизотропная диэлектрическая щель за счёт неустойчивости основного состояния по отношению к спонтанному когерентному электрон-дырочному (экситонному) спариванию, т.е. к фазовому переходу в состояние экситонного диэлектрика [7]. Уравнение для такой «экситонной» щели в отсутствие СП щели может быть представлено в виде:

$$1=\frac{W_0\cdot\nu_1(\mu_0)}{2\left(1+\lambda^0(\mu)\right)}\times\int_{-\mu}^{\Omega}d\xi\frac{\sqrt{\frac{\mu_0}{\mu+\xi}}}{\sqrt{\xi^2+\Sigma_0^2(T)}}\,\mathrm{th}\frac{\sqrt{\xi^2+\Sigma_0^2(T)}}{2T}. \qquad (8)$$

Следует подчеркнуть, что диэлектрическая щель Σ_0 имеет чисто электронную природу и не связана с пайерлсовской неустойчивостью кристаллической решётки, поскольку вектор нестинга q_0, вообще говоря, несоизмерим с периодом обратной решётки $2\pi/a$.

Зависимость критической температуры перехода в состояние экситонного диэлектрика $T_{D0}(\mu)$ при условии $W_0>\frac{1}{2}W_1$ показана кривой 2 на Рис. 2а.

Однако, в уравнении (8) не учтено распаривающее влияние заряженных примесей на «экситонную» щель Σ и критическую температуру T_D. Этот эффект аналогичен влиянию магнитных примесей на СП щель и T_c в «бесщелевых» сверхпроводниках с синглетным куперовским спариванием [8]. Учёт распада электрон-дырочных пар в результате упругого рассеяния на ионах кислорода приводит к понижению T_D по сравнению T_{D0} (см. Рис. 2а, кривая 3-3').

3. Поскольку диэлектрическая и СП щели существуют практически на одних и тех же участках ПФ вблизи седловин, имеет место их сильное взаимное влияние. В частности, при условии

$T_{c0} < T_D$ сверхпроводимость подавлена, а критическая температура СП перехода T_c при $\Sigma \neq 0$ определяется уравнением:

$$1 = \frac{W_1}{16\left(1+\lambda^0(\mu)\right)} \times \left\{ 3\nu_1 \int_{-\mu}^{\Omega} d\xi \frac{\sqrt{\frac{\mu_0}{\mu+\xi}}}{\sqrt{\xi^2+\Sigma^2(T_c)}} \operatorname{th}\frac{\sqrt{\xi^2+\Sigma^2(T_c)}}{2T_c} + \nu_2 \int_{-\Omega}^{\Omega} \frac{d\xi}{\xi} \operatorname{th}\frac{\xi}{2T_c} \right\} \quad (9)$$

На Рис. 2а кривой 4 показана зависимость T_c от μ в той области, где $T_{c0} < T_D$.

В то же время, при $T_{c0} > T_D$ для T_c из (9) следует прежний результат, даваемый уравнением (7), т.е. $T_c = T_{c0}$ (кривая 1).

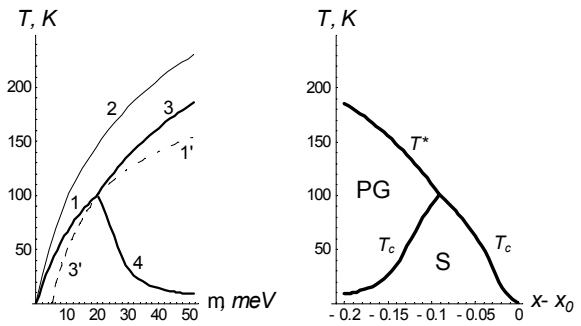


Рис. 2. Зависимости T_c и T_D от μ (а) и фазовая диаграмма СП и псевдощелевого состояний (б).

На Рис. 2б показаны зависимости критических температур сверхпроводящего T_c и диэлектрического T_D переходов от концентрации допированных дырок. Как видим, полученная фазовая диаграмма качественно согласуется с экспериментально наблюдаемой фазовой диаграммой купратных МОС [9], если T_D отождествить с характеристической температурой псевдощелевого состояния T^*.

Таким образом, в рамках данной модели предполагается, что наблюдаемая в ARPES экспериментах псевдощель [9] представляет собой частично подавленную отрицательно заряженными ионами кислорода диэлектрическую щель в спектре квазичастиц.

Следует отметить, что полное подавление диэлектрической (экситонной) щели Σ, согласно рассмотренной модели, могло бы привести к заметному повышению максимального значения T_c (вплоть до максимума T_{c0}). В связи с этим в качестве возможного механизма подавления псевдощели и повышения T_c можно предложить дополнительное допирование кристаллов купратных МОС донорами и акцепторами с оптимально подобранными концентрациями (по аналогии с компенсированными полупроводниками), поскольку эффект распаривания электрон-дырочных пар не зависит от знака заряда примеси.

В заключение заметим, что электрон-дырочное спаривание на плоских участках ПФ вблизи протяжённых седловых особенностей должно сопровождаться возникновением вдоль главных кристаллографических осей волн зарядовой плотности (ВЗП), несоизмеримых с периодом кристаллической решётки. В случае подавления диэлектрической щели заряженными примесями эти ВЗП должны вырождаться в метастабильную «страйп»-структуру, сосуществующую с СП состоянием.

1. A. A. Abrikosov, J. C. Campuzano, K. Gofron, Physica C **214**, 73 (1993).
2. Э. А. Пашицкий, В. И. Пентегов, Письма в ЖЭТФ **72**, 628 (2000).
3. E. A. Pashitskii and V. I. Pentegov, in *Models and Methods in High-Temperature Superconductivity: Some Frontal Aspects* (edited by J. K. Srivastava and S. N. Rao), Nova Science Publishers, Hauppauge (New York), 2003, Vol. 1, p. 299.
4. O. K. Andersen, O. Jepsen, A. I. Liechtenstein, I. I. Mazin, Phys. Rev. **B 49**, 4145 (1994).
5. Y. Nambu, Phys.Rev. **117**, 648 (1960).
6. Э. А. Пашицкий, В. И. Пентегов, Э. Абрахам, Письма в ЖЭТФ **67**, 473 (1998).
7. Л. В. Келдыш, Ю. В. Копаев, ФТТ 6, 2791 (1964).
8. А. А. Абрикосов, Л. П. Горьков, ЖЭТФ **39**, 1781 (1960).
9. A. Damascelli, Z. Hussain, Z.-X. Shen, Rev. Mod. Phys. **75**, 473 (2003).

Сверхпроводимость в примесных полупроводниках

А.И. Агафонов, Э.А. Маныкин
ИСФТТ РНЦ “Курчатовский Институт”

В докладе представлены результаты теории фазовых переходов изолятор - сверхпроводник - металл в легированных невырожденных полупроводниках, у которых при переходе от диэлектрической фазы к металлической возникает плотность одночастичных электронных состояний в области исходной запрещенной зоны. При этом химический потенциал находится в глубине энергетической щели и его положение слабо меняется при легировании.

Изначально, основанием для теоретических исследований сверхпроводимости в легированных полупроводниках [1] являлась возможность их вырождения при высоких уровнях легирования. Согласно выражению БКШ для температуры сверхпроводящего перехода, можно было бы ожидать относительно низких T_c. Это связано с тем, что для вырожденных полупроводников типичны низкие концентрации электронов и плотности электронных состояний при энергии Ферми по сравнению с металлами. Кроме того, при высоких уровнях легирования может быть сильным затухание квазичастиц вблизи поверхности Ферми.

В легированных невырожденных полупроводниках оба отмеченных выше недостатка, присущие вырожденных полупроводникам и приводящим к низким T_c, могут сниматься. При легировании в этих материалах образуются глубокие примесные зоны электронных состояний в исходной энергетической щели, в которых закреплен химический потенциал. Полное число состояний в этих зонах связано с уровнем легирования и может быть относительно низким. Однако, если щелевые зоны узкие, то плотность одночастичных состояний в них может быть высокой. Далее, поскольку физика фазовых переходов разыгрывается в щелевых состояниях, затухание квазичастиц вблизи поверхности Ферми может быть низким. Наконец, важным моментом является возможность нового канала спаривания квазичастиц, связанного с образованием локальных узельных бозонов на примесных узлах и их последующей делокализацией, обусловленной гибридизацией затравочных примесных локализованных состояний с исходными зонными состояниями полупроводника. Впервые подобный канал обсуждался в [2], где изучалась модель легированного металла.

Наиболее распространенное направление в построении теории сверхпроводимости в легированных оксидах переходных металлов имеет общий фундамент с теорией сверхпроводимости в металлах и вырожденных полупроводниках. Это связано с часто используемым предположением, что носители заряда, вводимые примесью, не связаны с примесными ионами и могут свободно мигрировать в материале [3]. Тогда при легировании происходит металлизация одной из разрешенных зон исходного полупроводника, что, в конечном счете, приводит к сценарию фазовых переходов, контролируемых переменным заполнением элементарной ячейки исходного электронно-коррелированного полупроводника. Однако известные экспериментальные результаты для вольфрамовых бронз Na_xWO_3 и купратов $La_{2-x}Sr_xCuO_4$, $Nd_{2-x}Ce_xCuO_4$ и $Bi_2Sr_2Ca_{1-x}Y_xCu_2O_8$ указывают на то, что эти материалы, по-видимому, не являются вырожденными полупроводниками в областях легирования, соответствующих возникновению сверхпроводимости в этих соединениях. Подчеркнем, что для купратов это заключение эквивалентно тому, что при легировании химический потенциал не покидает область диэлектрической щели в исходном электронно-коррелированном материале.

Отказ от этого предположения приводит к необходимости исследования общей проблемы сверхпроводимости невырожденных легированных полупроводниках [4]. В докладе обосновывается использованный в теории подход к описанию легированного полупроводника, основанный на обобщенной модели Холстейна-Андерсена (Фрелиха-Андерсона), в которой учитывается ансамбль примесных узлов, случайным образом распределенных в исходной решетке, и учтены электронные корреляции на примесных орбиталях. Обсуждаются механизмы перехода изолятор - металл в щелевых состояниях и перехода в сверхпроводящее состояние.

В этой теории необычной сверхпроводимости в легированных полупроводниках не возникает уравнения типа БКШ на энергетическую щель, которая, тем не менее, открывается в спектре одночастичных состояний. Вместо него, ключевым уравнением для сверхпроводящего состояния является уравнение, описывающее образование локальных синглетных бозонов на примесных узлах. Последние можно рассматривать как предвестники возникновения сверхпроводимости в системе, поскольку вызванные гибридизацией двухквазичастичные переходы по примесному ансамблю j-узельный бозон

$\rightarrow$ ($-\vec{k}\vec{k}$) пара связанных квазичастиц $\rightarrow$ j_1-узельный бозон $\rightarrow$ ($-\vec{k}_1\vec{k}_1$) пара связанных квазичастиц и т.д. приведут к появлению распространенных заряженных бозонов, необходимых для возникновения сверхпроводимости [5].

При температуре ниже T_c распространенные заряженные бозоны конденсируются на основной уровень, характеризующийся тем, что все связанные пары входят в волновую функцию основного состояния в одном и том же внутреннем состоянии с покоящимся центром инерции. Волновая функция относительного движения пары $f^{(+)}(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)$ одна и та же для всех пар конденсата. Температура, при которой впервые возникает такая неустойчивость, связана с температурой возникновения узельных бозон-фермионных смешанных состояний в примесном полупроводнике.

В недодопированной области фазовой диаграммы теория предсказывает, что сверхпроводящее состояние является смешанным, то есть, в сверхпроводящем состоянии сосуществуют как синглетный канал, так и триплетный канал спаривания. Фактически, этот простой результат следует из того, что симметрия легированного кристалла не включает пространственную симметрию по отношению к инверсии. В передопированной области имеет место фононный механизм сверхпроводимости с синглетным каналом спаривания. Обсуждаются результаты численного исследования переходов изолятор -сверхпроводник - металл в представленной модели легированного невырожденного полупроводника. Результаты сравнения полученных теоретических данных с известными экспериментальными данными для ВТСП материалов являются обнадеживающими.

1. М. Коэн, в кн. Сверхпроводимость полупроводников и переходных металлов, под ред. Л.П. Горькова, Мир, Москва, 1972, с. 11.

2. L.P. Gor'kov, A.V. Sokol, JETF Lett., **46**, 420 (1987).

3. E. Dagotto, Rev. Mod. Phys., **66**, 763 (1994).

4. А.И. Агафонов, Э.А. Маныкин. ЖЭТФ, **124**, 394 (2003).

5. M.R. Schafroth, J.M. Blatt, S.T. Butler, Helv. Phys. Acta, **30**, 93 (1952).

Локализованная сверхпроводимость в гибридных структурах сверхпроводник-ферромагнетик

А.Ю. Аладышкин, А.С. Мельников, Д.А. Рыжов, А.В. Соколов, А.А. Фраерман,
Институт физики микроструктур РАН, 603950, Нижний Новгород, Россия
А.И. Буздин
Centre de Physique Moleculaire Optique et Hertzienne, Universite Bordeaux 1-UMR 5798, CNRS, F-33405 Talence Cedex, France

В рамках теории Гинзбурга-Ландау исследовано формирование локализованного сверхпроводящего состояния в тонкопленочных гибридных структурах сверхпроводник–ферромагнетик (S/F) и изучены особенности зависимости критической температуры сверхпроводящей пленки T_c от внешнего магнитного поля H. Для рассматриваемых S/F систем предсказана необычная нелинейная (в ряде случаев немонотонная) зависимость $T_c(H)$ в области слабых магнитных полей.

Представляет несомненный интерес изучение вопроса о сосуществовании магнитного и сверхпроводящего порядков в гибридных S/F структурах и ферромагнитных сверхпроводниках [1]. В качестве ферромагнитной подсистемы в гибридных S/F структурах могут быть использованы ансамбли магнитных частиц или ферромагнитные пленки с доменной структурой. Практический интерес к изучению сверхпроводящих свойств гибридных S/F структур связан с возможностью создания на их основе систем с контролируемым пиннингом. Далее мы будем предполагать, что сверхпроводящая пленка отделена от ферромагнетика изолирующим слоем, что позволяет пренебречь обменным взаимодействием и эффектом близости по сравнению с орбитальным эффектом (разрушением сверхпроводимости магнитным полем). Неоднородное магнитное поле, индуцированное ферромагнетиком, изменяет условия зарождения сверхпроводимости, поэтому гибридные S/F системы могут обладать необычной фазовой диаграммой H-T (см., например, [2,3,4]), в частности, нелинейной зависимостью критической температуры T_c от внешнего магнитного поля H. В тонких сверхпроводящих пленках (толщина D_S которых значительно меньше длины когерентности ξ), формирование зародышей сверхпроводящей фазы будет определяться профилем перпендикулярной к плоскости пленки компоненты магнитного поля $B_z(x,y)$.

Зависимости $T_c(H)$ для гибридных S/F систем могут быть рассчитаны на основе линеаризованного уравнения Гинзбурга-Ландау в заданном магнитном поле $B_z(x,y)$:

$$-(\partial/\partial \mathbf{r}+2\pi i\mathbf{A}(\mathbf{r})/\Phi_0)^2\Psi=\xi^{-2}(T)\Psi, \qquad (1)$$

где $\mathbf{A}(\mathbf{r})$ – векторный потенциал, $\mathbf{B}=rot\ \mathbf{A}$, Φ_0 – квант магнитного потока, $\xi(T)=\xi_0(1-T/T_{c0})^{-1/2}$ – длина когерентности, T_{c0} – критическая температура сверхпроводника при $B=0$, (x,y) – плоскость пленки. Заметим, что уравнение *(1)* эквивалентно уравнению Шредингера для двумерного электронного газа в неоднородном магнитном поле. Наименьшее значение величины $\xi^{-2}(T)$ при заданном внешнем магнитном поле $\mathbf{H}=Hz_0$ определяет критическую температуру T_c перехода пленки в сверхпроводящее состояние. Мы предполагаем, что доменная структура ферромагнитной пленки или намагниченность магнитных частиц не изменяются при приложении внешнего магнитного поля.

Адекватным приближением для описания полей рассеяния реальных S/F систем с доменной структурой может служить одномерная модель, $B_z=B_z(x)$. Если $l\ll w\ll D_F$ ($l=(\Phi_0/2\pi B_0)^{1/2}$ – характерный размер зародыша, w – ширина доменов, B_0 – амплитуда неоднородной компоненты магнитного поля в плоскости пленки), то задача *(1)* сводится к задаче о формировании сверхпроводящего зародыша в поле изолированной доменной стенки, при этом $B_z(x)=H+B_0\ sgn(x)$. Было обнаружено (сплошная линия на рис. 1a), что вблизи T_{c0} зависимость $T_c(H)$ становится немонотонной – реализуется режим возвратной сверхпроводимости. В слабых магнитных полях ($|H|<B_0$) сверхпроводящий зародыш локализован вблизи доменной стенки, а при дальнейшем увеличении внешнего поля зародыш перемещается вглубь домена. Максимальная критическая температура реализуется при $|H|=B_0$, когда происходит полная компенсация поля внутри соответствующих доменов.

Для S/F систем с одномерной доменной структурой, для которой $L,D_F\ll w$ ($L=(\Phi_0/\pi|B'_z(x_0)|)^{1/3}$ – характерный размер зародыша, $B_z(x_0)=0$), мы имеем другое распределение магнитного поля вблизи доменной стенки: $B_z(x)=H+(2B_0/\pi)\ arctg(D/x)$ [5]. Поэтому в слабых магнитных полях ($H\ll B_0$) сверхпроводящий зародыш располагается вдали от доменной стенки (в глубине домена), а при увеличении внешнего поля зародыш перемещается к доменной стенке. Зависимость $T_c(H)$, полученная в результате численного решения уравнения *(1)*, представлена на рис. 1b. Получены асимптотические выражения для зависимости $T_c(H)$: $(T_{c0}-T_c)/\Delta T_c^{orb}\approx(\Phi_0/B_0D^2)^{1/3}\ sin^{4/3}(\pi|H|/(2B_0))$ при $|H|\ll B_0$ и $(T_c-T_{c0})/\Delta T_c^{orb}=1-|H|/B_0$ при $|H|\gg B_0$, где $\Delta T_c^{orb}=T_{c0}\xi^2/l^2$.

Если период одномерной доменной структуры будет сравним с характерным размером зародышей,

необходимо учитывать их взаимодействие. Фазовая диаграмма *H-T* для тонкой сверхпроводящей пленки в периодическом магнитном поле представлена на рис. 1c. Для больших значений параметра $\pi B_0 w^2/\Phi_0$ зависимость $T_c(H)$ (сплошная линия на рис. 1c) близка к соответствующей зависимости для пленки в поле изолированной доменной стенки (рис. 1a) за исключением области температур, близких к T_{c0}: $\Delta T \sim 4T_{c0}\xi_0^2/w^2$. При $\pi B_0 w^2/\Phi_0 < 2.0$ исчезает возвратная сверхпроводимость и зависимость $T_c(H)$ становится похожей на соответствующую зависимость для пленки в однородном магнитном поле (пунктирная линия на рис. 1c). Это связано с сильным перекрытием волновых функций зародышей, локализованных на разных доменных стенках, что приводит к эффективному усреднению магнитного поля.

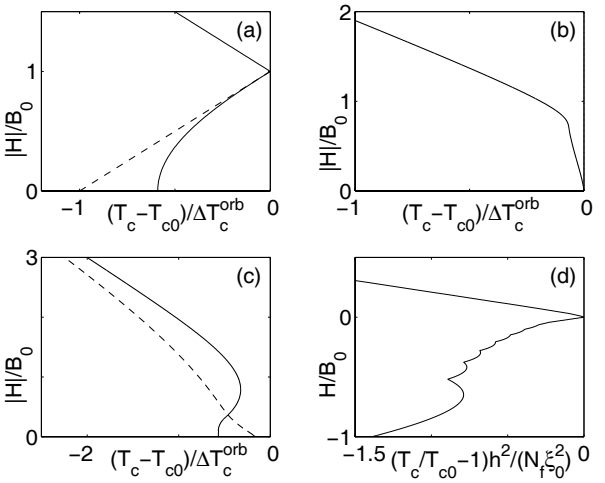


Рис. 1. Фазовая диаграмма *H-T* для различных S/F систем: (a) изолированная доменная стенка в толстой F пленке; (b) изолированная доменная стенка в тонкой F пленке, $B_0 D_F^2/\Phi_0=25$; (c) периодическая одномерная структура, $\pi B_0 w^2/\Phi_0=5$ (сплошная линия) и $\pi B_0 w^2/\Phi_0=1$ (пунктирная линия); (d) магнитная частица над сверхпроводящей пленкой ($N_f=10$).

Для учета двумерного характера полей рассеяния в реальных S/F системах была рассмотрена задача о формировании зародыша в сверхпроводящей пленке в поле магнитной частицы с моментом $\boldsymbol{M}=Mz_0$, находящейся на высоте h. Было показано, что критическая температура пленки T_c осциллирует при изменении внешнего магнитного поля H (рис. 1d), а фазовая диаграмма *H-T* становится асимметричной: $T_c(H) \neq T_c(-H)$. Необходимым условием возникновения осцилляций $T_c(H)$ является существование в плоскости пленки замкнутых контуров, на которых z-компонента полного магнитного поля обращается в нуль. При изменении внешнего поля H меняется площадь, охваченная таким контуром, что приводит к скачкообразному изменению орбитального момента куперовской пары (завихренности). Ранее подобные осциллирующие зависимости T_c от внешнего магнитного поля H (эффект Литтла-Паркса) наблюдались в только многосвязных и мезоскопических сверхпроводниках. Гибридные S/F структуры позволяют наблюдать эффект квантования флуксоида в тонких сверхпроводящих пленках большого размера, и поэтому данный класс сверхпроводящих систем удобен для наблюдения макроскопических квантовых эффектов. Показано, что характерный масштаб осцилляций T_c по магнитному полю имеет порядок B_0/N_f и по температуре – $T_{c0}B_0/H_{c2}(0)$, где $B_0=2M/h^3$ – максимальное поле, создаваемое магнитной частицей, $H_{c2}(0)=\Phi_0/2\pi\xi_0^2$ – верхнее критическое поле, $N_f=4\pi M/((27)^{1/2}h\Phi_0)$ – число квантов потока через контур, ограниченный линией $B_z(x,y)=0$ при $H=0$.

Локализованные сверхпроводящие состояния могут быть обнаружены по результатам транспортных и магнитных измерений. Оценки параметров реальных гибридных систем указывают на возможность экспериментального обнаружения предсказанных эффектов. Действительно, используя типичные параметры ферромагнитных пленок ($4\pi M \sim 10^3$ *Гс*), получаем следующие интервалы магнитных полей $\delta H \sim 10^2$-10^3 *Гс* и температур $\delta T=T_{c0}-T_c \leq 1$ *K* для пленок *Nb* и $\delta T \leq 0.02$ *K* для пленок *YBaCuO,* в которых должна наблюдаться нелинейность зависимости $T_c(H)$. Используя типичные для магнитной частицы параметры $M \sim 3\cdot 10^{-11}$ *Гс·см*^{3} и $h \sim 300$ *нм*, получаем $N_f \approx 10$, $\Delta H \sim 10$-100 *Гс*, $\Delta T_c \sim 0.1$ *K* для пленок *Nb* и $\Delta T_c \sim 0.01$ K для пленок *YBaCuO*. Аномалии на зависимости $T_c(H)$ (изломы и изменение наклона dT_c/dH) для пленок *Pb* с ансамблем намагниченных частиц *CoPd* наблюдались экспериментально в работе [2]. Изменение величины T_c и наклона dT_c/dH после перемагничивания ферромагнитной пленки, сходное с нашими предсказаниями, было обнаружено в работе [3]. Осцилляции критической температуры для пленок *Nb* с ансамблем магнитных частиц *CoGd* наблюдались экспериментально в работе [4].

Представляемые результаты опубликованы в работах [6]. Работа поддержана грантом Президента РФ (МД-141.2003.02), грантом РФФИ (№03-02-16774) и Фондом содействия отечественной науке.

1. А.И. Буздин, Л.Н. Булаевский, С.В. Панюков, ЖЭТФ **87**, 299 (1984); J. Flouquet and A. Buzdin, Physics World **15**, 41 (2002).

2. M. Lange *et al.*, Phys. Rev. Lett. **90**, 197006 (2003).

3. M. Lange *et al.*, Phys. Rev. B **68**, 174522 (2003).

4. Y. Otani *et al.*, Journ. Magn. Magn. Mater. **126**, 622 (1993).

5. Э.Б. Сонин, Письма в ЖТФ **14**, 1640 (1988).

6. A.Yu. Aladyshkin *et al.*, Phys. Rev. B 184508 (2003); A.Yu. Aladyshkin *et al.*, J. Phys.: Condens. Matter **15**, 6591-6597 (2003).

Баллистический кондактанс точечного контакта: высокотемпературный сверхпроводник/сильный ферромагнетик

Б.П. Водопьянов

Казанский физико-технический институт им. Е.К.. Завойского РАН, 420029 Казань, Россия

Проанализированы баллистические транспортные свойства контактов между высокотемпературными сверхпроводниками (ВТСП) и сильными металлическими ферромагнетиками. Вычислена зависимость подщелевого (андреевского) кондактанса от степени поляризации зоны проводимости ферромагнетика. Найдено, что при наличии квазичастичных связанных состояний, локализованных в области контакта, нормированный андреевский кондактанс меньше двух для любых значений коэффициента прохождения.

Основным отличием ВТСП от обычных s-волновых сверхпроводников является анизотропность параметра порядка. В настоящее время считается установленным [1, 2], что параметр порядка в ВТСП материалах имеет $d_{x^2+y^2}$ симметрию. Сверхпроводники с d-волновой симметрией имеют внутреннюю, зависящую от импульса фазу, которая сильно влияет на транспортные свойства контактов между ними и другими материалами. В работе [3] было показано, что когда угол α между a-осью ВТСП кристалла и нормалью к поверхности высокоомного контакта отличен от нуля, то вблизи высокоомной границы на уровне Ферми образуются квазичастичные связанные состояния. В работах [4, 5] было показано, что эти связанные состояния приводят к острому пику в нормированном туннельном кондактансе ВТСП с обычными [4] и ферромагнитными [5] металлами при нулевом напряжении. В работе [4] и ряде других статей были сделаны выводы, что высота этих пиков может быть значительно больше двойки, которая появляется в контактах нормальных металлов с s-волновыми сверхпроводниками и характеризует удвоение кондактанса из-за Андреевского отражения квазичастиц [6] .

В данном докладе представлены результаты анализа расчетов баллистического кондактанса точечного контакта: ВТСП /сильный ферромагнетик (S/F), выполненных с целью изучения влияния на кондактанс взаимодействия спин поляризованных электронов с квазичастичными связанными состояниями. Расчёты выполнены методом квазиклассических функций Грина с учётом граничных условий для них на границе S/F, выведенных в работе [7] и справедливы при произвольной прозрачности границы. Отражение от границы считалось зеркальным.

На рисунке 1 представлена зависимость нормализованного Андреевского кондактанса при нулевом напряжении от степени поляризации зоны проводимости ферромагнетика δ для непосредственного контакта между металлами. Для δ равной единице имеем контакт: ВТСП /нормальный металл. В этом случае наибольшее значение равное двум нормированный кондактанс имеет для контакта с s-волновым сверхпроводником (нормировка на кондактанс этого же контакта при температуре выше температуры сверхпроводящего перехода). Кондактанс с d – волновым сверхпроводником при угле α равном π/4 меньше кондактанса с s-волновым сверхпроводником при любой прозрачности границы. При угле α равном нулю (связанные состояния отсутствуют) кондактанс становиться еще меньше.

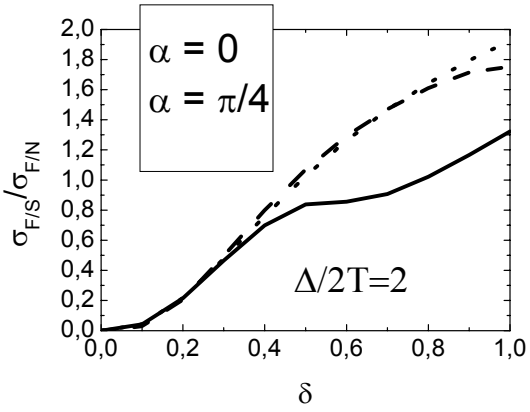


Рис. 1. Дельта равна отношению p↓/ p↑, p↓ < pS < p↑, где pS, p↑и p↓– импульсы Ферми сверхпроводника и соответствующих спиновых подзон ферромагнетика, α - угол между a-осью ВТСП кристалла и нормалью к поверхности контакта. Линия из точек соответствует контакту с обычным s-волновым сверхпроводником. Импульс Ферми s - волновых и d – волновых сверхпроводников взят одинаковым.

Укажем физическую причину того, что нормированный андреевский кондактанс ВТСП при угле α равном π/4 не может быть больше двух, несмотря на высокую плотность связанных состояний на поверхности Ферми. Из проведенных расчётов следует, что ширина связанных уровней пропорциональна коэффициенту прохождения. Ток тоже пропорционален коэффициенту прохождения, так что

вклад от связанных состояний в кондактанс становится конечным, а сам кондактанс меньше двух.

На рисунке видно, что по мере роста спиновой поляризации зоны проводимости ферромагнетика, андреевское отражение подавляется. Это связано с тем, что эффективность Андреевского отражения определяется числом проводящих каналов в подзоне с меньшим значением импульса Ферми, в данном случае это $p\downarrow$. В d-волновых сверхпроводниках появляется еще один канал влияния обменного взаимодействия в ферромагнетике на кондактанс. Это влияние осуществляется через анизотропную часть параметра порядка, модулю которой пропорционален кондактанс. Требование равенства параллельной компоненты импульса на границе устанавливает соотношение, зависящее от спиновой поляризации зоны проводимости ферромагнетика, между углом падения электрона на границу из ферромагнетика и анизотропной частью параметра порядка. На рисунке 2 показана зависимость, усредненной по косинусам углов падения электронов из нижней подзоны ферромагнетика, анизотропной части параметра порядка от степени поляризованности зоны проводимости ферромагнетика.

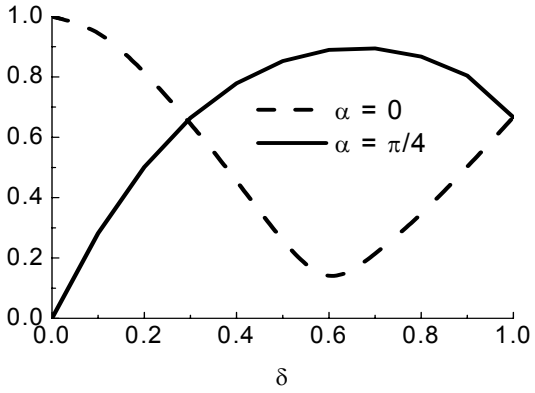


Рис. 2. Зависимость, усредненной по косинусам углов падения электронов из нижней подзоны ферромагнетика, анизотропной части параметра порядка от степени спиновой поляризации зоны проводимости ферромагнетика для двух ориентаций кристаллических осей ВТСП.

Рисунок 2 позволяет лучше понять зависимость нормализованного андреевского кондактанса при нулевом напряжении от степени спиновой поляризации зоны проводимости ферромагнетика, представленную на рисунке 1. С ростом поляризованности ферромагнетика, при ориентационном угле $\alpha = 0$, происходит подавление андреевского отражения как за счет уменьшения числа проводящих каналов, так и за счет подавления анизотропной части параметра порядка, соответствующей этим проводящим каналам. С дальнейшим ростом поляризованности зоны проводимости ферромагнетика подавление анизотропной части параметра порядка, соответствующей проводящим каналам (их число уменьшается), прекращается и начинается ее рост. Второй механизм начинает компенсировать подавление кондактанса за счет уменьшения числа проводящих каналов. Этим объясняется почти горизонтальная зависимость приведенного кондактанса от поляризованности зоны проводимости ферромагнетика при $0{,}5 < \delta < 0{,}7$ (см. на рисунок 1). С дальнейшим уменьшением δ подавление андреевского отражения из-за уменьшения числа проводящих каналов доминирует и, при $\delta = 0$, андреевский кондактанс становится равен нулю. Совсем другая ситуация возникает, при ориентационном угле α равном $\pi/4$. Как видно из рисунка 2, рост анизотропной части параметра порядка, соответствующей проводящим каналам, не очень большой и лишь несколько замедляет подавление андреевского отражения из-за уменьшения числа проводящих каналов, но этого роста хватает (см. рисунок 1), чтобы в некоторой области значений δ превзойти андреевский кондактанс для s-волнового сверхпроводника.

Таким образом нами получены следующие новые результаты:

1. Найдена зависимость андреевского кондактанса точечного контакта сильный ферромагнетик/ВТСП от спин-зависящих коэффициентов прохождения и отражения.
2. Найдена ширина квазичастичных связанных состояний локализованных у границы сильный ферромагнетик/ВТСП и установлена их зависимость от спин-зависящих коэффициентов прохождения и отражения.
3. Найдено, что вклад квазичастичных связанных состояний в андреевский кондактанс конечен и не может быть больше двух.
4. Найдена зависимость андреевского кондактанса точечного контакта сильный ферромагнетик/ВТСП от степени спиновой поляризации зоны проводимости ферромагнетика.
5. Изучены механизмы влияния обменного взаимодействия в ферромагнетике на величину андреевского кондактанса точечного контакта сильный ферромагнетик/ВТСП.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, грант № 03-02-17432.

1. D.J. Van Harlingen, Rev. Mod. Phys. 67, 515 (1995).
2. C.C. Tsuei and J.R. Kirtley, Rev. Mod. Phys. 72, 969 (2000).
3. C.-R. Hu, Phys. Rev. Lett. 72, 1526 (1994).
4. Y. Tanaka and S. Kashiwaya, Phys. Rev. Lett. 74, 3451 (1995).
5. S. Kashiwaya, Y. Tanaka, N. Yoshida, and M.R. Beasley, Phys. Rev. B, 60, 3572 (1999).
6. G.E. Blonder, M. Tinkham, and T.M. Klapwijk, Phys. Rev. B, 25, 4515 (1982).
7. Б.П. Водопьянов, Л.Р. Тагиров, Письма в ЖЭТФ, 153 (2003) [JETP Letters 77, 126 (2003)].

Влияние магнитных корреляций и трехцентровых взаимодействий на фазовую диаграмму высокотемпературных сверхпроводников с d_{x2-y2} симметрией параметра порядка

В.В. Вальков, Д.М. Дзебисашвили,
Институт физики им.Л.В.Киренского СО РАН 660036, Красноярск, Россия
Красноярский государственный университет, 660075, Красноярск, Россия

Известно [1], что в режиме сильных электронных корреляций в эффективном гамильтониане модели Хаббарда, помимо взаимодействий, соответствующих t-J-модели, возникают дополнительные, так называемые трехцентровые взаимодействия (ТЦВ). В работах [3-5] было показано, что учет этих взаимодействий имеет принципиальное значение при получении условий формирования $d_{x^2-y^2}$ - сверхпроводимости. Известно также, что магнитные флуктуации (МФ) играют существенную роль в магнитном механизме ВТСП [5-7]. В этом отношении интересны исследования, связанные с явным введением в теорию электронного строения CuO_2-плоскости магнитополяронных связанных состояний [8], обусловленных учетом двухузельных взаимодействий.

К настоящему времени в литературе отражены результаты исследований отдельного влияния, как ТЦВ так и МФ на формирование SC-фазы. В то же время отсутствуют данные по их совместному воздействию.

В данной работе рассмотрено одновременное влияние ТЦВ и МФ на концентрационную зависимость температуры перехода T_c в сверхпроводящую фазу с $d_{x^2-y^2}$ -типом симметрии параметра порядка. Рассмотрение проведено на основе модели Хаббарда, гамильтониан которой в режиме сильных электронных корреляций (СЭК) (до второго порядка по параметру t/U) и в представлении операторов Хаббарда имеет вид

$$H_{tJ*} = H_{tJ} + H_{(3)}, \qquad (1)$$

где H_{tJ} представляет собой гамильтониан обычной $t-J$ - модели:

$$H_{tJ} = \sum_{f\sigma}(\varepsilon-\mu)X_f^{\sigma\sigma} + \sum_{fm\sigma} t_{fm} X_f^{\sigma 0} X_m^{0\sigma} + \\ + \frac{1}{2}\sum_{fm\sigma} J_{fm}\left(X_f^{\sigma\bar\sigma} X_m^{\bar\sigma\sigma} - X_f^{\sigma\sigma} X_m^{\bar\sigma\bar\sigma}\right),$$

а трехцентровые взаимодействия описываются слагаемым

$$H_{(3)} = \sum_{\substack{fmg\sigma \\ (f\neq g)}} \left(\frac{t_{fm}t_{mg}}{U}\right)\left(X_f^{\sigma 0} X_m^{\bar\sigma\sigma} X_g^{0\bar\sigma} - X_f^{\sigma 0} X_m^{\bar\sigma\bar\sigma} X_g^{0\sigma}\right).$$

Здесь все обозначения стандартные. Важно отметить, что появление, как обменного взаимодействия, так и ТЦВ имеет одну причину и обусловлено фактическим наличием двоечных состояний в системе, поскольку эффективный оператор двоек на подпространстве, не содержащем состояния с двумя электронами на узле, имеет вид

$$\hat{N}_2 = -\sum_{fmg\sigma}\left(\frac{t_{fm}t_{mg}}{U^2}\right)\left(X_f^{\sigma 0} X_m^{\bar\sigma\sigma} X_g^{0\bar\sigma} - X_f^{\sigma 0} X_m^{\bar\sigma\bar\sigma} X_g^{0\sigma}\right).$$

Отсюда ясно, что для последовательного изучения модели Хаббарда в режиме СЭК необходимо учитывать ТЦВ.

Главный эффект ТЦВ в уравнении на температуру T_c для $d_{x^2-y^2}$ -симметрии сверхпроводящего параметра порядка проявляется в перенормировке константы связи по сценарию $J \to Jn/2$ [3,4]. Само уравнение на T_c в приближении ближайших соседей имеет вид

$$1 = \left(\frac{n}{2}\right)\left(\frac{J}{N}\right)\sum_q \frac{(\cos q_x - \cos q_y)^2}{(\tilde\varepsilon_q - \mu)} th\left(\frac{\tilde\varepsilon_q - \mu}{2T_c}\right). \qquad (2)$$

Как показано в [4] данное обстоятельство приводит к тому, что область существования сверхпроводящего состояния на $T-n$ диаграмме сильно уменьшается.

Второй эффект ТЦВ заключается в возникновении эффективных перескоков в более далекие координационные сферы. Так, при учете перескоков электронов только между ближайшими соседями, квазиимпульсная зависимость фермиевского спектр $\tilde\varepsilon_q$, входящего в (2), благодаря $H_{(3)}$, помимо инварианта $\gamma_1(q) = (\cos q_x + \cos q_y)/2$, будет включать в себя также инварианты $\gamma_2(q) = \cos q_x \cos q_y$ и $\gamma_3(q) = (\cos 2q_x + \cos 2q_y)/2$ которые эффективно описывают перескоки во 2-ю и 3-ю координационные сферы. Важное обстоятельство заключается в том, что амплитуды дальних перескоков существенно перенормируются магнитными корреляционными функциями $C_i = \left\langle \vec S_f \vec S_{f+i} \right\rangle$ которые отражают интенсивность МФ. В приближении ближайших соседей $i = 1,2,3$.

Отметим, что в работе [4] магнитные корреляторы не учитывались. В этой связи возникает естественный вопрос о влиянии магнитных корреляций на фазовую диаграмму системы при учете ТЦВ. Для ответа на поставленный вопрос было проведено

вычисление спиновых корреляционных функций с использованием идеологии квантовой спиновой жидкости [9-11]. Спиновые корреляторы предполагались сферически симметричными, а для их вычисления была составлена система уравнений движения второго порядка для функций Грина, записанных на операторах Хаббарда, с дальнейшим расцеплением высших функций Грина с учетом алгебры операторов Хаббарда.

Результат самосогласованного численного расчета концентрационной зависимости температуры сверхпроводящего перехода для $t-J^*$-модели в приближении ближайших соседей представлен на рисунке 1 (сплошная линия). Для сравнения здесь же приведены аналогичные зависимости для $t-J^*$-модели без учета спиновых корреляторов (штрих-пунктирная линия) и для $t-J$-модели (пунктирная линия).

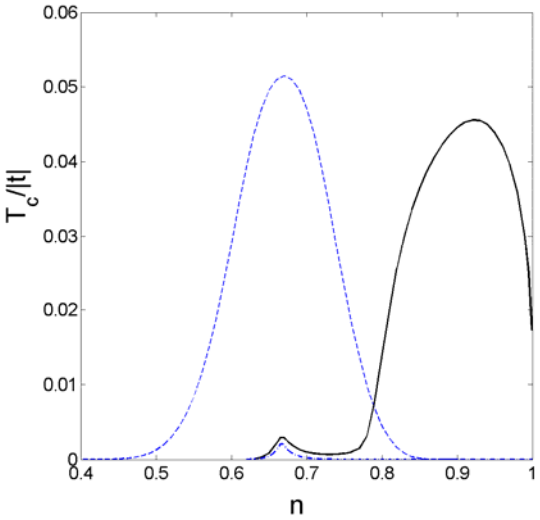


Рисунок 1. Концентрационная зависимость температуры сверхпроводящего перехода.

Из сравнения этих трех зависимостей видны качественные изменения фазовой диаграммы при последовательном включении ТЦВ и магнитных флуктуаций. Так, включение только трёхцентровых взаимодействий существенно уменьшает область реализации сверхпроводящей фазы. Как было показано в работе [4] данное обстоятельство связано исключительно с перенормировкой константы по сценарию отмеченному выше.

Учет в $t-J^*$-модели спиновых корреляционных функций приводит к качественному изменению зависимости $T_c(n)$, индуцируя появления дополнительного максимума в области малого допирования. Важно отметить, что этот максимум возникает только при одновременном учете как ТЦВ, так и ренормировок электронного спектра за счет магнитных корреляций, и обусловлен сильной модификацией плотности состояний фермиевских квазичастиц при допировании.

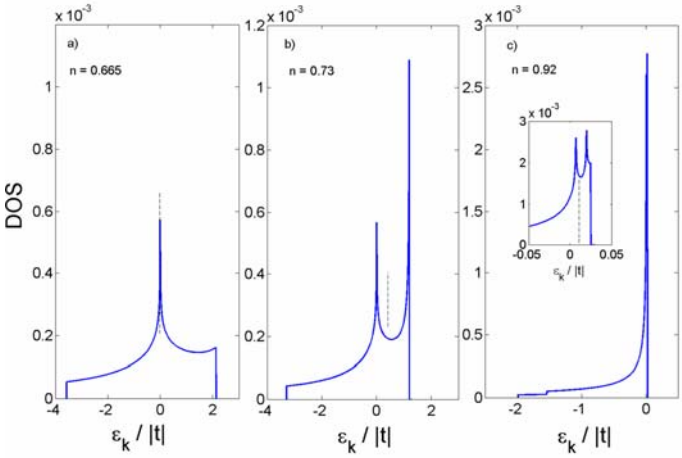


Рисунок 2. Эволюция плотности состояний фермиевских квазичастиц при допировании. Положение химпотенциала обозначено вертикальной пунктирной линией.

Как видно из рисунка 2а при концентрации электронов $n = 0.665$ в плотности состояний имеется одна особенность Ван-Хова. Положению химпотенциала на этой особенности соответствует первый максимум в $T_c(n)$ на рисунке 1 (сплошаня линия). При дальнейшем увеличении концентрации n происходит сильное сужение зоны в области высоких энергий и, в частности, к появлению второй особенности Ван-Хован в окрестности потолка валентной зоны. Такая эволюция плотности состояний проводит к увеличению числа электронов на уровне Ферми и как следствие к повторному всплеску в зависимости $T_c(n)$.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ+ ККФН "Енисей" (грант N 02-02-97705), РФФИ (грант N 03-02-16124), INTAS (грант N 01-0654), а также комплексной программы научных исследований РАН "Квантовая макрофизика". Один из авторов (Д.М.Д.) признателен Благотворительному Фонду содействия отечественной науке, а также Лаврентьевскому конкурсу молодежных проектов СО РАН за финансовую поддержку исследований.

1. Изюмов Ю.А., УФН, **167**, 465 (1997).
2. Hirsch J.E., Phys.Lett A **136**, 163 (1989);
3. Yushankhay V.Yu., Vujicic G.M., Zakula R.B., Phys.Lett A **151**, 254 (1990);
4. Вальков В.В., Валькова Т.А., Дзебисашвили Д.М., Овчинников С.Г., Письма в ЖЭТФ, **75**, 450 (2002).
5. Kampf A.P., Phys. Rep., **249**, 219 (1994);
6. Изюмов Ю.А., УФН, **169**, 225 (1999);
7. Плакида Н.М., Письма в ЖЭТФ, **74**, 38 (2001).
8. Kuzian R.O., Hayn R., Barabanov A.F., Maksimov L.A., Phys. Rev., **58**, 6194 (1998).
9. Shimahara H., Takada S., JPSJ, **61**, 989 (1992).
10. Shimahara H., Takada S., JPSJ, **60**, 2394-2405 (1991).

Барабанов А.Ф., Березовский В.М., ЖЭТФ, **106**, 1156 (1994).

Эффекты сильных электронных корреляций в динамической восприимчивости слоистых купратов

М. Ерёмин, И. Ерёмин
Физический факультет, Казанский госуниверситет, 420087 Казань, Россия

Цель данной работы - исследовать поведение динамических зарядовой и спиновой восприимчивостей в эффективной *t-J-G* модели для одно- и бислойных купратов. Формулы для зарядовой и спиновой восприимчивостей для нормальной фазы были получены в работе [1]. В данной работе приводятся соответствующие выражения для сверхпроводящего состояния. Гамильнониан монослоя имеет вид

$$H = \sum t_{ij} \Psi_i^{pd,\sigma} \Psi_j^{\sigma,pd} + \sum_{i>j} J_{ij} \left((S_i S_j) - \frac{n_i n_j}{4} \right) + \sum_{i>j} G_{ij} \delta_i \delta_j . \quad (1)$$

Здесь $\Psi_i^{pd,\sigma}$ – операторы рождения квазифермиевских возбуждений, образованных на основе медно-кислородных синглетных состояний, t_{ij} - эффективные интегралы перескока, J_{ij} -параметр суперобменного взаимодействия, G_{ij} -параметр кулоновского отталкивания, $\delta_i = \Psi_i^{pd,pd}$ соответствует числу допированных дырок в расчёте на одну элементарную ячейку. Скелетные формулы для восприимчивостей имеют тот же вид что и в нормальной фазе . В частности, зарядовая восприимчивость записывается в виде [1]

$$\chi^{ch}(q,\omega) = \frac{\chi_0(q,\omega)}{1 + (G_q - J_q/4)\chi_0(q,\omega) - (1/2)\pi(q,\omega) - [(2-P)/2] z(q,\omega)} \quad (2)$$

однако выражения для функций $\chi_0(q,\omega)$, $\pi(q,\omega)$ и $z(q,\omega)$ в сверхпроводящем состоянии модифицируются. Функция $\chi_0(q,\omega)$ - с точностью до множителя $P_{pd} = \frac{1+\delta}{2}$ совпадает с выражением для динамической восприимчивости в рамках теории БКШ. Функция $\pi(q,\omega)$ приобретает вид:

$$\pi(q,\omega) = \frac{1}{N} \sum (x_k x_{k+q} + z_k z_{k+q}) \frac{t_k n_k - t_{k+q} n_{k+q}}{\omega + i\Gamma + E_k - E_{k+q}} + \frac{1}{N} \sum (y_k y_{k+q} + z_k z_{k+q}) \frac{t_k (P_{pd} - n_k) - t_{k+q} (P_{pd} - n_{k+q})}{\omega + i\Gamma - E_k + E_{k+q}} + \frac{1}{N} \sum (x_k y_{k+q} - z_k z_{k+q}) \frac{t_k n_k - t_{k+q} (P_{pd} - n_{k+q})}{\omega + i\Gamma + E_k + E_{k+q}} + \frac{1}{N} \sum (y_k x_{k+q} - z_k z_{k+q}) \frac{t_k (P_{pd} - n_k) - t_{k+q} n_{k+q}}{\omega + i\Gamma - E_k - E_{k+q}} , \quad (3)$$

где $E_k = \sqrt{(\varepsilon_k - \mu)^2 + |\Delta_k|^2}$ -энергия квазичастичных боголюбовских возбуждений в сверхпроводящей фазе. Для сокращения записи когерентных фактров введены обозначения:

$$x_k = u_k^2 = \frac{1}{2}[1 + \frac{(\varepsilon_k - \mu)}{E_k}], \quad y_k = v_k^2 = \frac{1}{2}[1 - \frac{(\varepsilon_k - \mu)}{E_k}],$$

$z_k = u_k v_k = \frac{\Delta_k}{2E_k}$. Функция $\pi(q,\omega)$ для случая $\Delta_k = 0$, впервые была введена в работе [2], при обсуждении динамической спиновой восприимчивости в модели Хаббарда. Её появление обусловлено отличием коммутационных соотношений композитных операторов (хаббардовских) от фермиевских, что соответствует учету так называемых кинематических электронных корреляций. Быстрые локальные флуктуации плотности заряда (а в случае спиновой восприимчивости - это локальные флуктуации узельного спина) приводят к поправке

$$z(q,\omega) = \frac{1}{N} \sum (x_k x_{k+q} + z_k z_{k+q}) \frac{\omega + i\Gamma}{\omega + i\Gamma + E_k - E_{k+q}} + \frac{1}{N} \sum (y_k y_{k+q} + z_k z_{k+q}) \frac{\omega + i\Gamma}{\omega + i\Gamma - E_k + E_{k+q}} + \frac{1}{N} \sum (x_k y_{k+q} - z_k z_{k+q}) \frac{\omega + i\Gamma}{\omega + i\Gamma + E_k + E_{k+q}} + \frac{1}{N} \sum (y_k x_{k+q} - z_k z_{k+q}) \frac{\omega + i\Gamma}{\omega + i\Gamma - E_k - E_{k+q}} . \quad (4)$$

Дополнительно отметим что в приведенных выше выражениях энергия квазичастичных возбуждений ε_k и числа заполнения n_k редуцированы, т.е. $n_k = P_{pd} f(E_k)$, где $f(E_k)$ - функция Ферми.

В бислойных купратах имеются симметричная и антисимметричная зоны; $\varepsilon_k^+ = P[t_k + t_k^{(12)}]$ и $\varepsilon_k^+ = P[t_k - t_k^{(12)}]$, где $t_k^{(12)}$ - Фурье компонента интегралов перескока между медно-кислородными плоскостями, а фактор $P = \frac{2 + \delta_s + \delta_a}{4}$ где δ_s и δ_a число дырок в симметричной и анитисимметричной зоне, соответственно. Для сопоставления с экспериментом выражение для восприимчивости удобно представить в виде

$$\chi(q,q_z,\omega)=\chi_e(q,\omega)\cos^2(q_z d/2) + \chi_o(q,\omega)\sin^2(q_z d/2), \quad (5).$$

где d -расстояние между медно-кислородными слоями .

Симметричная (четная) компонента зарядовой восприимчивости определяется выражением

$$\chi_e^{ch}=\frac{\chi_{ss}^0(q,\omega)D_{aa}+\chi_{aa}^0(q,\omega)D_{ss}}{D_{aa}D_{ss}-J_{as}^2\chi_{ss}^0\chi_{aa}^0}, \quad (6)$$

где

$$D_{ss}(q,\omega)=1+(G_q-J_q^+/4)\chi_{ss}^0(q,\omega)+\pi_{ss}(q,\omega)-z_{ss}(q,\omega)$$

Нечетная часть имеет вид:

$$\chi_o^{ch}(q,\omega)=\frac{\chi_{sa}}{1+(G_q^- -\frac{1}{4}J_q^-)\chi_{sa}-(1/2)\pi_{as}-[(2-P)/2]z_{sa}} \quad (7)$$

Здесь $G_q^-(J_q^-)$ - соответствующие Фурье-образы. Например $G_q^-=2G_1(\cos q_x a+\cos q_y b)-G_{12}$. Функции $\chi_{ss}(\chi_{aa})$ и т. п. получаются из приведенных выше формул для монослоя путем замены законов дисперсии зоны на симметричную (антисимметричную) зону. Общий вид факторов когерентности при этом не изменяется. В случае перекрестных компонент восприимчивости факторы когерентности становятся иными. Для пояснения этого приведем выражение для χ_{sa}

$$\chi_{sa}=\frac{1}{N}\sum x_k^a x_{k+q}^s\frac{n_{s,k+q}-n_{a,k}}{\omega+i\Gamma+E_{a,k}-E_{s,k+q}}+ \frac{1}{N}\sum y_{k+q}^s y_k^a\frac{n_{a,k}-n_{s,k+q}}{\omega+i\Gamma-E_{a,k}+E_{s,k+q}}+ \frac{1}{N}\sum x_{k+q}^s y_k^a\frac{P-n_{a,k}-n_{s,k+q}}{\omega+i\Gamma-E_{a,k}-E_{s,k+q}}+ \frac{1}{N}\sum y_{k+q}^s x_k^a\frac{n_{a,k}+n_{s,k+q}-P}{\omega+i\Gamma+E_{a,k}+E_{s,k+q}} \quad (8)$$

Выражения для спиновых восприимчивостей, в рамках приближения [1], записываются аналогично. В качестве примера приведем здесь формулу для антисимметричной части спиновой восприимчивости бислоя

$$\chi_o^{sp}=\frac{\chi_{sa}}{\frac{1}{2}J_q^-\chi_{sa}+\pi_{sa}+Pz_{ss}} \quad (9)$$

В отсутствие электронных корреляций, знаменатель формулы (9) превращается в единицу и наш результат естественно переходит в известный в теории идеальной Ферми жидкости [3,4].

Приведенные формулы позволяют проводить анализ широкого круга экспериментальных данных с использованием одних и тех же параметров зоны проводимости и сверхпроводящей щели. При этом, в отличии от обычного приближения случайных фаз, оказывается возможным использовать значения параметров зоны, определенных по фотоэмиссионным исследованиям, реалистические параметры суперобменного взаимодействия и сверхтонких взаимодействий. В докладе предполагается обсудить данные по температурной зависимости ядерной релаксации и сдвигу Найта и данные по неупругому рассеянию нейтронов. Проведенный нами анализ свидетельствует о том что, что в дырочно допированных купратах реализуется $d_{x^2-y^2}$ – тип спаривания, т.е. $\Delta_k=\frac{\Delta_0}{2}(\cos k_x a-\cos k_y a)$. Отметим, что если из-за поляронных эффектов интегралы перескока t_k перенормированы, то функция $\pi(q,\omega)$ имеет зависимости от изотопического состава медно–кислородных слоев, и следовательно, спиновая восприимчивость (9) приводит к изотопическому сдвигу резонансного пика, которых, как известно, уверенно регистрируется в неупругом рассеянии нейтронов [5]. Расчеты показали [7], что при использовании поляронного фактора, как в работе [6], ожидаемых изотопический сдвиг резонансного пика в области 41meV при оптимальном допировании [5] превышает погрешности эксперимента и должен быть наблюдаем.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ No. 030216550 и Российской программы по сверхпроводимости, грант No. 98014-3.

1. M. Eremin, I. Eremin, and S. Varlamov, Phys. Rev. B **64**, 214512 (2001)
2. J. Hubbard and K. P. Jain, J. Phys. **C1**, 1650 (1968)
3. I. I. Mazin and V. M. Yakovenko, Phys. Rev. Lett. **75**, 4134 (1995)
4. M. Eschrig and M. Norman , Phys. Rev. B **67**, 144503 (2003)
5. H.Fong et al., Phys. Rev. **B** 61, 14773 (2000).
6. G. -M. Zhao, M. B. Hunt, H. Keller, and K. A. Mueller., Nature(London) **385,** 236 (1997)
7. I. Eremin, O. Kamaev, and M.V. Eremin., Phys. Rev. B **69,** 094517 (2004).

Металоксидный ВТСП как параэлектрик вблизи неустойчивости Мотта-Хаббарда: температурная зависимость сопротивления и холловского коэффициента

А.И. Головашкин, А.Л. Карузский, В.Н. Мурзин, А.В. Пересторонин
Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Модель параэлектрика близкого к неустойчивости Мотта-Хаббарда, сформулированная на основе микроволновых данных, использована для описания температурной зависимости сопротивления и эффекта Холла в металоксидных ВТСП. Согласно модели ток в основном состоянии переносится жидкостью бозоноподобных пар носителей в верхней и нижней зонах Хаббарда. Неустойчивость Мотта-Хаббарда соответствует близости величин длины свободного пробега и параметра решётки и, как следствие, независимости друдевской проводимости от температуры. Линейный ход сопротивления от температуры обусловливается законом Кюри в результате влияния локального (действующего) электрического поля на движение носителей. Температурная зависимость эффекта Холла описывается термовозбуждением фермионоподобных носителей через псевдощель, соответствующую энергии диссоциации бозоноподобной пары.

Эффекты локального (действующего) электрического поля[1] и конечной диэлектрической проницаемости могут играть существенную роль в механизме высокотемпературной сверхпроводимости металоксидных ВТСП[2,3], так как этим материалам присуща слоистая перовскитоподобная структура и неустойчивость к переходу диэлектрик-металл. Эти свойства должны приводить к параэлектрической зависимости проницаемости подсистемы связанных зарядов (мягких диполей), которая будет следовать закону Кюри в нормальном состоянии, и к очень малой длине свободного пробега носителей тока, сравнимой по величине с параметром решётки. Заключение о наличие таких особенностей ранее было выведено исходя из необычных микроволновых свойств ВТСП[4–7], включая аномальное поглощение, аномальную дисперсию проницаемости и диэлектрические резонансы.

В настоящем докладе показано, что и статические свойства ВТСП, такие как температурная зависимость удельного сопротивления и эффекта Холла, могут быть описаны на основе модели параэлектрика, находящегося в состоянии близком к точке неустойчивости к переходу Мотта-Хаббарда, в основном состоянии которого ток переносится жидкостью бозоноподобных пар носителей в верхней и нижней зонах Хаббарда. Для упрощения дальнейшего рассмотрения и исходя из аргументов, представленных в работах[4,5,7,8], в качестве примера таких состояний будем рассматривать пары, образованные за счёт механизма переноса заряда между атомами кислорода, расположенными в соседних ячейках кристалла. Этот механизм приводит к образованию в одной ячейке кислородного состояния O^{2-}, соответствующего отрицательно заряженному бозоноподобному незаполненному (для дырок) состоянию в нижней зоне Хаббарда, а в соседней ячейке – состояния O^0, соответствующего положительно заряженному бозоноподобному заполненному (для дырок) состоянию в верхней зоне Хаббарда. Неустойчивость Мотта-Хаббарда соответствует близости величин длины свободного пробега и параметра решётки и, как следствие, независимости проводимости Друде от температуры. Почти линейная зависимость сопротивления от T возникает из закона Кюри в результате влияния локального (действующего) электрического поля на движение носителей. Термовозбуждение фермионоподобных носителей в результате диссоциации бозоноподобных пар (псевдощель Δ_1, соответствующая энергии диссоциации) описывает поведение эффекта Холла с изменением T. Фермионоподобные носители будем относить, соответственно, к состоянию O^-, состоящему из O^{2-} и дырки. В рамках предложенной модели рассматриваются известные экспериментальные данные.

Ранее было показано[4,5,9], что в случае, когда длина свободного пробега носителей становится порядка величины параметра решётки, влияние локального электрического поля учитывается в полуклассическом уравнении движения носителей тока в ВТСП путём замены напряжённости электрического поля $\mathbf{E}$ на $\mathbf{E}+\hat{b}\ \mathbf{P}/\varepsilon_0$, где $\mathbf{P}$ – поляризация, ε_0 – диэлектрическая постоянная и $\hat{b}\ \mathbf{P}/\varepsilon_0$ – лорентцевский вклад:

$$\frac{d\mathbf{j}}{dt} = \frac{ne^2}{m}(\mathbf{E} + \hat{b}\,\frac{\mathbf{P}}{\varepsilon_0}) - \frac{\mathbf{j}}{\tau}\,. \qquad (1)$$

Здесь и далее рассматривается нормальное состояние, в котором диэлектрическая восприимчивость подсистемы связанных зарядов (мягких диполей) подчиняется[3,5,9] закону Кюри $\chi=A(T-T_0)^{-1}$, где A и T_0 – некоторые константы. Принимая во внимание соотношение между $\mathbf{P}$ и χ, после Фурье-преобразования ур. (1) для круговой частоты ω получим[5]

$$j(\omega) = \frac{\sigma_D(1+b(\omega)\chi(\omega))}{(1+i\omega\tau)}E(\omega)\,, \qquad (2)$$

где $\sigma_D=ne^2\tau/m$ – проводимость Друде, в которой время рассеяния должно не зависеть от температуры из-за очень малой длины свободного пробега. Однако на постоянном токе (ω=0) из (2) получаем удельное сопротивление, которое вследствие пара-

электрических свойств системы оказывается почти пропорциональным T при не слишком малых значениях b_0 и χ:

$$\rho(T)=\sigma^{-1}(T)=\frac{E(0)}{j(0)}=\frac{\sigma_D^{-1}}{(1+\frac{b_0 A(0)}{T-T_0})}\cdot(T-T_0)\,. \qquad (3)$$

В магнитном поле **B** при заданных выше предположениях напряжение Холла будет образовываться за счёт поперечного движения только фермионоподобных носителей O^-. Бозоноподобные носители O^0 и O^{2-} сильно скоррелированы в соседних ячейках, что соответствует почти наполовину заполненным зонам Хаббарда, и поэтому могут рассматриваться при движении в магнитном поле как дырки и электроны с одинаковой концентрацией и подвижностью. Вклада в напряжение Холла от таких носителей не будет. Из условия равенства поперечных потоков, образуемых силой Лоренца и напряжением Холла получаем постоянную Холла

$$R_H=\frac{E_x}{j^y B_z}=\frac{n_{O^-}\mu_{O^-}^2}{e(2n_{O^0}\mu_{O^0}+n_{O^-}\mu_{O^-})^2(1-b_0+b_0\varepsilon_{p0})}, \qquad (4)$$

где ε_{p0} – статическая относительная диэлектрическая проницаемость подсистемы связанных зарядов.

Совместные условия независимости от температуры для полной концентрации носителей $n=n_O^-(T)+2n_O^0(T)=n\exp(-\Delta_1/kT)+n(1-\exp(-\Delta_1/kT))=const$ и для проводимости Друде $\sigma_D=e(2n_O^0\mu_O^0+n_O^-\mu_O^-)$ в приближении первого порядка по концентрации приводят к решению для подвижностей как функций соответствующих концентраций: $\mu_{O^-}=e\tau_{O^-}^0 n/(m_{O^-}n_{O^-})+\mu_i$ и $\mu_{O^0}=e\tau_{O^0}^0 n/(m_{O^0}n_{O^0})+\mu_i$, где «тау» символы и μ_i являются некоторыми константами. Это приводит к температурной зависимости постоянной Холла $R_H(T)$ и холловской подвижности, в предположении $\mu_i=0$ и $m_{O^0}=2m_{O^-}$,

$$R_H^{ef}(T)=R_H(T)(1-b_0+b_0\varepsilon_{p0}(T))=\frac{(\tau_{O^-}^0)^2 e^{\frac{\Delta_1}{kT}}}{en\tau^2}, \qquad (5)$$

$$\mu_H(T)=R_H(T)\sigma(T)=e(\tau_{O^-}^0)^2\exp(\Delta_1/kT)/m_{O^-}\tau, \qquad (6)$$

которые оказываются обратно пропорциональными концентрации фермионоподобных носителей.

Подгонка температурных зависимостей, предсказываемых уравнениями (5) и (6), к экспериментальным данным, полученным в работе[10], как следует из Рис. 1, указывает на хорошую применимость использованного первого приближения. Значения $R_H^{ef}(T)$ выведены с помощью ур. (5) из экспериментальных данных $R_H(T)$, полученных в работе[10], с использованием функции $\varepsilon_p(T)$, оцененной ранее[5] из микроволновых измерений:

$$\varepsilon_p(T,\omega)\cong\frac{3\times10^6}{(T-6.6)}\,. \qquad (7)$$

Однако для получения хорошего согласия с экспериментальными данными, в качестве статического коэффициента b_0 в ур. (5) использовалось оцененное на микроволновых частотах[5] значение $b(\omega)\approx3.6\times10^{-5}$, умноженное на порядок. Такое десятикратное увеличение статического лорентцевского вклада локального электрического поля по сравнению с его значением на микроволнах может объяснить аномальную частотную дисперсию мнимой части проницаемости[4]. Частотная зависимость мнимой части на частотах меньше 10^8Гц отличалась от частотной зависимости на частотах больших 10^9Гц множителем ~10.

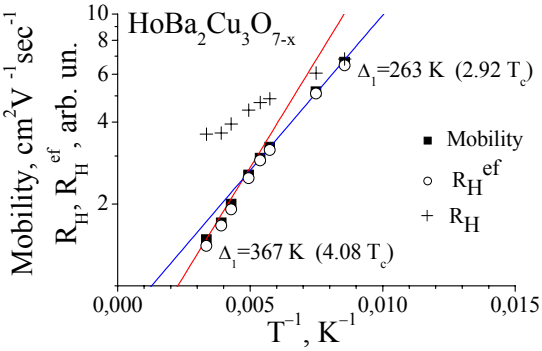


Рис. 1. Холловская подвижность, $R_H^{ef}(T)$ (см. ур. (5)) и $R_H(T)$ в зависимости от обратной T из работы[10] (символы) в сравнении с зависимостями (линии), полученными из ур-ий (5) и (6)

Как видно из рисунка, предложенная модель позволяет оценить из экспериментальных данных среднее значение псевдощели Δ_1, усреднённое по заселённости фермионоподобных носителей при данной температуре. Среднее значение Δ_1 уменьшается от 367 K до 263 K при уменьшении T от комнатной до 120 K, что коррелирует с зависмостью псевдощели от волнового вектора, обнаруженной недавно по данным ARPES.

ФЦНТП (40.012.1.1.1357), РФФИ (04-02-16455).

1. В. Н. Мурзин и др., УФН **92**, 427 (1967).
2. V. L. Ginzburg, Contemp. Phys. **33**, 15 (1992).
3. О. В. Долгов, Е. Г. Максимов, УФН **138**, 95 (1982).
4. А. С. Щербаков и др., ФММ **64**, 735 (1987); ФНТ **17**, 1427 (1991).
5. А. Л. Карузский и др., Препринт ФИАН №215 (1988); А. И. Головашкин и др., *ibid.* №217 (1988).
6. V. Müller et al., Solid State Commun. **67,** 997 (1989); Ferroelectrics **130,** 45 (1992).
7. V. A. Dravin et al., Physica C **341-348,** 2749 (2000).
8. А. К. Звездин, Д. И. Хомский, Письма ЖЭТФ **46,** Приложение, 102 (1987).
9. A. L. Karuzskii, Physica C **282-287**, 1581 (1997).
10. А. И. Головашкин и др., Письма ЖЭТФ **48,** 27 (1988).

Спин-флуктуационный и спин-экситонный механизмы сверхпроводимости в эффективной синглет-триплетной t-J* модели оксидов меди

М.М. Коршунов, С.Г. Овчинников, В.А. Гавричков,
Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Академгородок, 660036 Красноярск, Россия
З.В. Пчелкина, В.И. Анисимов,
Институт физики металлов УрО РАН, ул.С.Ковалевской 18, 620219 Екатеринбург, Россия
А.В. Шерман
Институт физики, Университет Тарту, Рua 142, 51014 Тарту, Эстония

Из микроскопической многозонной p-d модели, параметры которой определены из ab initio LDA расчета для недопированных антиферромагнитных купратов, в режиме сильных электронных корреляций получен низкоэнергетический эффективный гамильтониан синглет-триплетной t-J* модели, в котором перескоки и обмен медленно спадают с расстоянием и учитываются вплоть до пятой координационной сферы. С учетом ближнего магнитного порядка рассчитана зависящая от концентрации допирования зонная структура квазичастиц и построена теория сверхпроводимости со спин-флуктуационным и спин-экситонным механизмами спаривания. Показано, что вклад спин-экситонного механизма в зависимость $T_c(x)$ мал.

Существует два типа высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) - p-тип, т.е. дырочно допированные купраты ($La_{2-x}Sr_xCuO_4$ - LSCO и др.) и n-тип, т.е. электронно допированные купраты ($Nd_{2-x}Sr_xCuO_4$ - NCCO и др.). Несмотря на наличие базового для ВТСП элемента - CuO_2-плоскости - свойства этих двух типов купратов существенно отличаются.

Адекватной моделью, отражающей электронную структуру ВТСП купратов, является многозонная p-d модель [1] . Исследование этой модели с учетом сильных электронных корреляций в рамках обобщенного метода сильной связи позволили добиться количественного согласия с ARPES данными для недопированного антиферромагнитного (АФМ) LSCO [2] и NCCO [3].

На основе гамильтониана многозонной p-d модели нами с помощью операторной теории возмущений был получен эффективный низкоэнергетический гамильтониан [4]. Эффективный гамильтониан ассиметричен по отношению к электронному и дырочному допированию - для систем n-типа имеет место обычная t-J модель, в то время как для систем p-типа со сложной зонной структурой на потолке валентной зоны адекватной моделью является эффективная синглет-триплетная модель. В работе [5] было показано, что учет трехцентровых слагаемых в эффективном гамильтониане играет очень существенную роль при рассмотрении сверхпроводящей (СП) фазы. Учитывая вышесказанное, эффективный гамильтониан для сверхпроводников n-типа с учетом трехцентровых слагаемых имеет вид t-J* модели (обычная t-J модель с трехцентровыми слагаемыми), а для ВТСП p-типа - синглет-триплетная t-J* модель, где в двухдырочном секторе Гильбертова пространства помимо синглетного состояния учтено триплетное состояние.

Микроскопические параметры в данной работе были получены в рамках ab initio LDA расчета, с последующим проектированием функций Ваннье на базис многозонной p-d модели. Параметры эффективных гамильтонианов выражаются через микроскопические параметры p-d модели (см. работы [6]). Зависимость от расстояния обменных интегралов и интегралов перескока известна и дальнейшие расчеты в данной работе проводились с учетом всех интегралов вплоть до пятой координационной сферы.

При исследовании моделей в немагнитной фазе использовался метод уравнений движения в рамках обобщенного приближения Хартри-Фока. Возникающие при этом корреляторы расцеплялись следующим образом: $\left\langle X_f^{\sigma\sigma} X_g^{\sigma'\sigma'} \right\rangle \to n_p^{\,2} + \frac{\sigma}{\sigma'} C_{fg}$, $\left\langle X_f^{\sigma\bar{\sigma}} X_g^{\bar{\sigma}\sigma} \right\rangle \to C_{fg}$, где n_p - числа заполнения одночастичного состояния, спиновые корреляционные функции $C_{fg} \equiv \left\langle X_f^{\sigma\bar{\sigma}} X_g^{\bar{\sigma}\sigma} \right\rangle = \left\langle S_f^+ S_g^- \right\rangle$ были самосогласованно вычислены в t-J модели в приближении сферической симметрии [7].

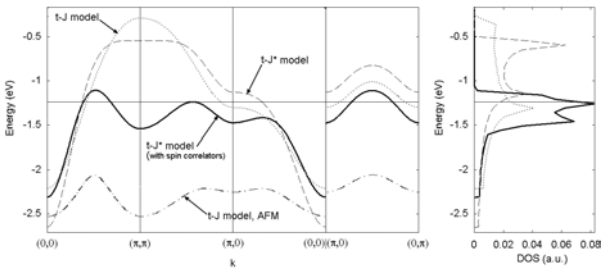


Рис. 1. Дисперсия квазичастиц и плотность состояний в парамагнитной фазе в t-J и t-J* моделях в Хаббард-I, и в t-J* модели с учетом спиновых корреляторов. Сплошная горизонтальная линия - хим-потенциал, самосогласованно вычисленный в последней модели.

На рис.1 показаны рассчитанные законы дисперсии и соответствующие плотности состояний в

парамагнитной несверхпроводящей фазе для t-J и t-J* моделей с учетом и без учета спиновых корреляторов. Как видно, учет трехцентровых слагаемых приводит к сильному изменению на потолке зоны проводимости, т.е. будет сказываться при малых уровнях допирования *x*. В АФМ фазе в спектре t-J модели существует симметрия в окрестности точек $(\pi/2, \pi/2)$ и $(\pi, 0)$. В парамагнитной фазе такой симметрии нет. Однако учет спиновых корреляторов C_{fg} дает тенденцию к восстановлению симметрии в упомянутых точках.

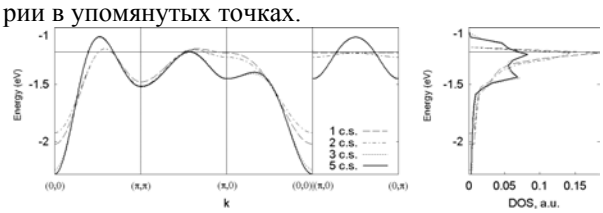


Рис. 2. Зависимость дисперсии и плотности состояний от числа учитываемых координационных сфер (c.s.) в t-J* модели с учетом C_{fg}.

Важность учета дальних перескоков и обмена хорошо видна из рис.2, где показано сравнение законов дисперсии и плотности состояний для различного числа учитываемых координационных сфер. Как видно, минимальная эффективная модель купратов должна включать как минимум 3 координационные сферы (t-t'-t''-J модель, например), т.к. при учете 3 c.s. дисперсия в окрестности точки $(\pi, 0)$ претерпевает существенные изменения по сравнению с приближением ближайших соседей и следующих за ближайшими соседями.

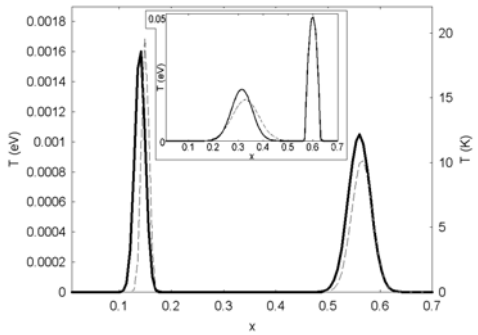


Рис. 3. $T_c(x)$ для купратов p-типа: рассчитанная зависимость в t-J* модели (штриховая линия) и в синглет-триплетной t-J* модели (сплошная жирная линия). На вставке - $T_c(x)$ в тех же моделях, но в приближении ближайших соседей и без учета спиновых корреляторов.

Теперь перейдем к рассмотрению СП фазы. Полученные нами уравнения на сверхпроводящий параметр порядка Δ_k аналогичны приведенным в работах [9]. В соответствии с последними экспериментальными данными, далее мы будем исследовать сверхпроводящее состояние только с $d_{x^2-y^2}$-типом симметрии. На вставке рис.3 приведена зависимость $T_c(x)$ в синглет-триплетной t-J модели (жирная сплошная линия) и t-J модели (штриховая линия), вычисленная в приближении ближайших соседей без учета трехцентровых слагаемых и спиновых корреляторов. Видно, что за счет синглет-триплетного вклада в сверхпроводящее спаривание максимум $T_c(x)$ сместился с типичного для t-J модели значения $x_{opt} = 0.33$ до $x_{opt} = 0.315$. Максимум $T_c(x)$ при $x \approx 0.6$ обусловлен спариваниями в триплетной подзоне.

При учете трехцентровых взаимодействий, спиновых флуктуаций и интегралов перескока и обмена вплоть до пятой координационной сферы ситуация существенно меняется (см. рис.3). Во-первых, возникает «колокол» СП фазы с максимальной $T_c(x)$ при $x_{opt} \approx 0.14$. Причина возникновения этого «колокола» - спин-флуктуационный механизм спаривания, характерный для t-J* модели [8]. Во-вторых, максимум $T_c(x)$ при $x_{opt} = 0.315$ сдвигается в область больших концентраций и ему соответствует $x_{opt} \approx 0.52$. В-третьих, максимум, обусловленный спариваниями в триплетной подзоне, сдвигается в недостижимую область очень высоких концентраций $x > 1$ и не показан на рисунке. Как видно из сравнения зависимостей $T_c(x)$ для синглет-триплетной t-J* и t-J* моделей, влияние синглет-триплетной гибридизации и связанного с ней спин-экситонного механизма спаривания [9], специфичной для синглет-триплетной t-J* модели, мало. Это влияние проявляется как небольшой сдвиг в область малых концентраций и небольшое увеличение максимумов $T_c(x)$.

Работа выполнена при поддержке РФФИ грант 03-02-16124, ФЦП «Интеграция» грант Б0017, ETF грант 5548, программа РАН «Квантовая макрофизика», Междисциплинарного Интеграционного проекта СО РАН-УрО РАН, Сибирского Отделения РАН (Лаврентьевский конкурс молодежных проектов), Фонда «Династия» и МЦФФМ.

1. Yu.B. Gaididei, V.M. Loktev, Phys. Status Solidi B 147, 307 (1988).
2. В.А. Гавричков и др., ЖЭТФ 118, 422 (2000).
3. В.А. Гавричков, С.Г. Овчинников, ЖЭТФ 125, 630 (2004).
4. М.М. Коршунов, С.Г. Овчинников, ФТТ 43, 399 (2001).
5. В.В. Вальков и др., Письма в ЖЭТФ 75, 450 (2002).
6. M.M. Korshunov et al., ЖЭТФ 126, 642 (2004).
7. A. Sherman, M. Schreiber, Eur. Phys. J. B 32, 203 (2003).
8. В.В. Вальков и Д.М. Дзебисашвили, Письма в ЖЭТФ 77, 450 (2002); направлено в ЖЭТФ (2004).
9. С.Г. Овчинников, Письма в ЖЭТФ 64, 23 (1996).

Экспериментальный метод определения температуры перехода Березинского-Костерлица-Таулеса

Н.Д. Кузьмичёв, М.А. Васютин
Мордовский госуниверситет им. Н.П. Огарёва, 430000 Саранск, Россия
А.И. Головашкин
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

В работе показано, что температура T^* положения максимума температурных зависимостей напряжений высших гармоник сигнала отклика, возникающих вследствие нелинейности вольт-амперной характеристики (ВАХ), обусловленной переходом Березинского-Костерлица-Таулеса (БКТ), совпадает с температурой БКТ-перехода T_{BKT}.

Нелинейные свойства высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) интенсивно изучаются в настоящее время [1,2 и т.д.]. Кристаллические ВТСП имеют слоистую структуру. Данная особенность кристаллов может при некоторых условиях приводить к БКТ-переходу. В отсутствие внешнего магнитного поля при малых зондирующих токах в монокристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ [3,4] вблизи температуры T_c перехода в сверхпроводящее состояние наблюдаются нелинейные ВАХ и гармоники сигнала отклика (ГСО) при пропускании через монокристалл переменного и постоянного токов [2,5].

В работе [3] использовались монокристаллы низкого качества с невысоким значением T_c. В работе [4] монокристаллы высокого качества не показали характерного скачка Нельсона-Костерлица из-за невысокой точности эксперимента. Повышение точности традиционных экспериментов в случае с ВТСП по ряду причин является трудно решаемой задачей. Вследствие этого требуются новые методы обнаружения БКТ-перехода в ВТСП.

Большая вероятность проявления двумерной сверхпроводимости в ВТСП монокристаллах обусловлена значительной анизотропией критического магнитного поля и длины когерентности в этих материалах [6-9]. ВАХ образца [6,8,9] будет иметь степенную зависимость $V \sim I^{a(T)}$ с показателем степени, зависящим от температуры.

Зависимость a(T) согласно работе [9] изменяется скачкообразно при температуре перехода Березинского-Костерлица-Таулеса T_{BKT} от 3 к 1. Т.е. должен наблюдаться скачкообразный переход от нелинейной ВАХ к линейной, и выше T_{BKT} высшие ГСО $V_n(T)$, начиная со второй, должны обращаться в ноль [10]. При этом T_{BKT} будет совпадать с температурой максимума высших гармоник T*. Действительно, максимум в $V_n(T)$ должен наблюдаться при температуре рождения максимального числа пар вихрей, т.е. при T_{BKT}. При $T>T_{BKT}$ энергия взаимодействия вихрей приводит к положительной свободной энергии сверхпроводящего состояния, и процесс рождения вихрей прекращается. Рожденные до T_{BKT} и распаренные под действием тока вихри приводят к линейной ВАХ. Т. о., следуя БКТ-модели, напряжения высших гармоник возрастают до T_{BKT} и скачком уменьшаются до нуля выше T_{BKT}, т.е. исследования высших ГСО позволяют простым способом с высокой точностью определять T_{BKT}.

Исследуемые монокристаллы $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ размером ~ 0,03×(0,3-1)×(1-2) мм^3 имели $T_c \approx$ 91,9–92,7 K и ширину перехода $\Delta T_c <$ 0,3 K. Измерения ВАХ и напряжений ГСО (модуляционный Фурье-анализ) производились четырехзондовым методом. Более подробно методика эксперимента описана в работах [2,5,10]. Сила постоянного тока I_0 варьировалась в пределах от 0 до 200 mA. Амплитуда переменного тока в пределах $0 \le i \le 27$ mA. Частота модуляции ν находилась в интервале от 40 Hz до 10 kHz. В экспериментах частотной зависимости напряжений ГСО не наблюдалось. Большинство экспериментов выполнено на постоянном и переменном токе частотой 1 kHz.

На рисунке 1 приведены температурные зависимости напряжений 1-ой V_1 и 3-ей V_3 гармоник ВАХ, а на рисунке 2 приведены экспериментальные ВАХ на постоянном токе для разных температур монокристалла $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ (образец №1). Аналогичные результаты были получены и на других монокристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-x}$. Из рисунка 1 видно, что температурная зависимость 3-ей гармоники имеет вид асимметричного максимума с резким спадом выше температуры максимума T^* и тянущимся “хвостом” в область низких температур.

При $I_0 = 0$ наблюдались только нечетные гармоники, а при $I_0 \neq 0$ и четные гармоники. Температуры максимумов ГСО в пределах ошибки измерений имеют одно и тоже значение ($T^* \approx$ 92,0 ±0,1 K – обр. №1). С ростом значений i, I_0, а также напряженности H внешнего магнитного поля, приложенного перпендикулярно Cu-O слоям монокристалла, в пределах ошибки не изменяют значения T*. Увеличение H приводит к подавлению ГСО.

Зависимость a(T) приведена на вставке к рис. 2. Видно, что около 92 K в a(T) наблюдается слабая особенность. На рис. 2 приведены теоретические ВАХ для разных температур. Выше T* гармоники $V_n(T)$ резко падают (см. рис. 1). Т.е. экспериментально обнаружен ярко выраженный переход от нелинейной ВАХ к линейной. Значение T* совпадает с температурой, при которой a(T)=3.

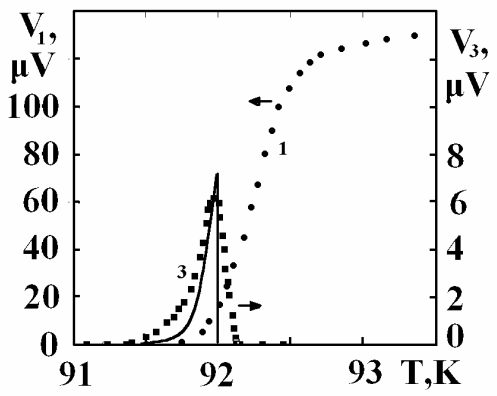


Рис.1. Температурные зависимости напряжений 1ой и 3ей ГСО монокристалла YBCO (образец №1). Измерения гармоник выполнены для i = 27 mA и I_0 = 0. На рисунке цифрами обозначены номера гармоник. Сплошная кривая соответствует теоретической зависимости напряжения 3ей ГСО.

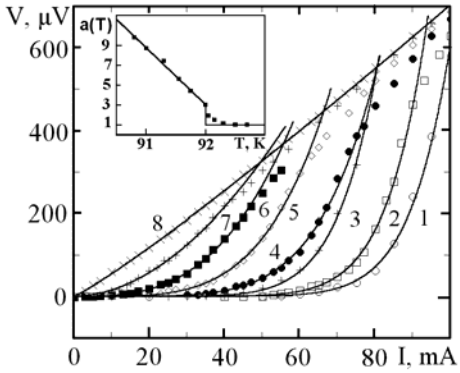


Рис. 2. ВАХ монокристалла YBCO (образец №1), измеренные на постоянном токе для температур: 1 – 90.8 К, 2 – 91.0 К, 3 – 91.3 К, 4 – 91.55 К, 5 – 91.75 К, 6 – 92.0 К, 7 – 92.1 К, 8 – 92.3 К. Сплошные кривые соответствуют степенным ВАХ (T_c = 92.35 К). На вставке показана температурная зависимость a(T).

Результаты подгонки температурной зависимости 3-ей ГСО приведены на рис. 1. Видно, что теоретическая кривая ГСО, согласно БКТ модели, имеет тянущийся “хвост” в области $T < T_{BKT}$ и резкий скачок до нуля для $T > T_{BKT}$. Аналогичные температурные зависимости имеют и остальные высшие гармоники.

Магнитополевые исследования ВАХ монокристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, проведенные в настоящей работе, показали, что уже в полях H ~ 10-20 Ое ГСО сильно подавляются вследствие того, что внешнее поле препятствует рождению вихрей, магнитный момент которых направлен против этого поля.

Было показано [11], что магнитный поток, переносимый квазидвумерным вихрем (панкейком), является очень малым, а это приводит к слабому магнитному взаимодействию вихрей. Джозефсоноское взаимодействие между Cu-O слоями $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, как было показано, также несущественно влияет на БКТ-переход [12,13].

Оценка собственного магнитного поля измерительного тока на поверхности монокристалла при I = 40 mA дает $H_I \cong I/2d \approx 0{,}25$ Ое, что меньше поля $H^{\perp}_{c1}$ [7], которое при 92 К составляет несколько эрстед, и, тем более, поля $H^{\perp}_{c2}$. Сопротивление для T=92 К, обусловленное движением вихрей вблизи острых краев монокристалла, более чем на порядок меньше нормального и должно приводить к сильному уширению максимумов ГСО в область низких температур, а это противоречит экспериментальным данным (рис. 1,2).

Т. о., показано, что температура T^* максимума зависимостей $V_n(T)$ совпадает с температурой $T_{БКТ}$ перехода Березинского-Костерлица-Таулеса. Экспериментальные результаты по исследованию ВАХ и ГСО, полученные в настоящей работе, показывают существование БКТ-перехода в монокристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-x}$.

1. В. Ф. Хирный, А. А. Козловский, УФН 174, 285 (2004).
2. Н. Д. Кузьмичев, М. А. Васютин, ФТТ 40, 202 (1998).
3. P. C. E. Stamp, L. Forro, C. Ayache et al., Phys. Rev. B38, 2847 (1988).
4. N. C. Yeh, C. C. Tsuei, Phys. Rev. B39, 9708 (1989).
5. М. А. Васютин, Н. Д. Кузьмичев, Письма в ЖТФ 18, 5 (1992).
6. В. В. Шмидт, Введение в физику сверхпроводников. М., МЦНМО, 2000.
7 Н. М. Плакида, Высокотемпературные сверхпроводники. М., МПО, 1996.
8. J. M. Kosterlitz, D. J. Thouless. J. Phys. C. 6, 1181 (1973).
9. B. J. Halperin, D. R. Nelson, J. Low Temp. Phys. 36, 599 (1979).
10. Н. Д. Кузьмичев, ЖТФ 64, 63 (1994).
11. Ю. А. Гененко, СФХТ 5, 1402 (1992).
12. H. Weber, H. Jensen, Phys. Rev. B44, 454 (1991).
13 А. И. Артемов и др., Физ. и техн. выс. давл. 11, 110 (2001).

Корреляция локальных и макроскопических свойств высокотемпературных сверхпроводников.

А.П. Менушенков

Московский инженерно-физический институт (государственный университет), 115409 Москва, Россия

В последнее время наблюдается нарастающий интерес к возможности объяснения высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП) на основе локальных структурных и зарядовых неоднородностей в CuO_2 плоскости (см., например, [1,2]). Наиболее убедительным доказательством существования таких неоднородностей считается открытие Транкуадой и др. [3] с помощью нейтронной дифракции страйповой (полосковой) структуры в $La_{1.48}Nd_{0.4}Sr_{0.12}CuO_4$. Практически одновременно Бьянкони с соавторами на основе наблюдения аномальной температурной зависимости фактора Дебая-Валлера Cu-O связи в CuO_2 плоскости в EXAFS- исследованиях делает утверждение о существовании статической страйповой структуры в сверхпроводящем $La_{1.85}Sr_{0.15}CuO_4$ [4]. Однако, тщательный анализ рассеяния нейтронов в монокристаллах $La_{1.85}Sr_{0.15}CuO_4$, проведенный Браденом и др. [5], показал отсутствие в CuO_2 плоскости структурных неоднородностей, которые могли бы быть связанными со статической страйповой структурой. Более того, исследование неупругого рассеяния нейтронов указывает на то, что локальное зарядовое упорядочение в сверхпроводящей плоскости имеет скорее динамический, чем статический характер [2]. Мы полагаем, что эти серьезные противоречия между данными EXAFS- спектроскопии и рассеяния нейтронов возникли из-за трудностей интерпретации EXAFS- спектров вследствие существования нескольких длин Cu-O связей и слишком короткой (~1.9 Å) Cu-O связи в сверхпроводящей плоскости. В тоже время, широко известен сверхпроводящий оксид $Ba_{1-x}K_xBiO_3$ (BKBO), проявляющий в основном те же необычные свойства, что и купраты при гораздо более простой структуре и значительно большей длине Bi-O связи (2.1÷2.2 Å), что обеспечивает существенные преимущества для выяснения особенностей на локальном уровне. Оба класса оксидов кристаллизуются в решетку перовскита, особенностью которой является присутствие системы CuO_n (n=4,5,6) или BiO_6 комплексов, пространственно связанных между собой общими ионами кислорода. При этом октаэдрические комплексы в висмутатах связаны в трех кристаллографических направлениях, что определяет их трехмерную кубическую структуру, в то время, как CuO_n комплексы оказываются связанными лишь в CuO_2 плоскостях, что создает слоистую двумерную структуру медно-оксидных соединений. Учитывая, что результаты исследования купратов, как правило, рассматриваются в отрыве от исследований свойств висмутатов, мы сосредоточили основное внимание на совместном исследовании особенностей локальной структуры сверхпроводящих оксидов на основе меди и на основе висмута методом EXAFS- спектроскопии с использованием синхротронного излучения.

EXAFS- спектры снимались выше L_3-края поглощения висмута и K-края поглощения меди в температурном интервале 5 ÷ 300 K на линии D-21 DCI LURE (Франция) и линии E-4 HASYLAB DESY (Германия). Спектры изотропного $Ba_{1-x}K_xBiO_3$ (x=0, 0.25, 0.4, 0.5) исследовались методом “на пропускание” на образцах в виде порошков, а слоистого $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ (LSCO)- с помощью флуоресцентного анализа при двух поляризациях синхротронного излучения **E**||**ab** и **E**||**c** на монокристаллах и тонких эпитаксиальных пленках. Изучались параметры кислородного окружения Bi и Cu (в сверхпроводящей CuO_2- плоскости) в первой координационной сфере. Вследствие обнаруженного нами в BKBO [6] сильного отклонения колебаний ионов кислорода при низких температурах от гармонического закона, моделирование экспериментальной EXAFS-функции проводилось с помощью построения потенциала колебаний, заданного параметрической функцией межатомных расстояний в соответствии с [7]:

$$\chi(k) = \frac{1}{k}\sum_{"a","b"} \left|F(k,\pi)\right| \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} g(r)\sin\left(2kr + \phi_j(k)\right)/r^2 dr$$

где

$g(r) = N\sum\left|\psi_n(r)\right|^2 \exp(-E_n/kT)\Big/\sum\exp(-E_n/kT)$ - парная функция радиального распределения атомов в *j-ой* сфере, N- координационное число, E_n и Ψ_n - n-й энергетический уровень и его волновая функция в модельном потенциале, r_{min} и r_{max} – параметры окна обратного фурье-преобразования. Варьируемыми являются N и параметры модельного потенциала. Фазовый сдвиг ϕ_j и амплитуда обратного рассеяния $F(k)$ рассчитывались по программе FEFF-6 [8].

Анализ температурных зависимостей EXAFS-спектров показал, что в $Ba_{1-x}K_xBiO_3$ часть ионов кислорода колеблется в двухъямном потенциале благодаря различной электронной структуре соседних октаэдрических комплексов BiO_6 и $Bi\underline{L}^2O_6$, где $\underline{L}^2$ обозначает дырочную пару в антисвязывающей $Bi6sO2p_{\sigma^*}$- орбитали. Установлено, что два типа комплексов существуют во всем диапазоне

($0 \le x \le 0.5$) допирования $BaBiO_3$ калием, включая сверхпроводящие составы, что проявляется в EXAFS- спектрах в виде локальной динамической деформации решетки. Это позволило установить корреляцию между локальными и макроскопическими свойствами BKBO в модели взаимосвязи локальной электронной и локальной кристаллической структур [9]. Показано, что колебания ионов кислорода в двухъямном потенциале коррелированы с переносом локальных пар дырок в соответствии с динамическим обменом $BiO_6 \leftrightarrow Bi\underline{L}^2O_6$. При низких температурах движение локальных пар становится когерентным вследствие совпадения фаз между движением ионов кислорода в двухъямном потенциале и колебаниями в "дыхательной" моде вдоль осей типа [100] на границе зоны Бриллюэна, что и объясняет появление сверхпроводимости в BKBO при $T < T_c$.

Наблюдая аномальный рост фактора Дебая-Валлера Cu-O связи в LSCO при понижении температуры от 100 K, авторы работы [4] приписывали это существованию статической страйповой структуры, что противоречило данным нейтронного рассеяния [5]. Мы показали, что эта аномалия обусловлена динамическим, а не статическим характером расщепления Cu-O связи в сверхпроводящей CuO_2- плоскости. Иными словами, особенности EXAFS- спектров в LSCO абсолютно идентичны случаю BKBO, и это указывает на то, что колебания части ионов кислорода в купратах также происходят в двухъямном потенциале. В результате, по аналогии с BKBO, нами предложена модель взаимосвязи локальной электронной и локальной кристаллической структур $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ [10]. В исходном соединении La_2CuO_4 верхняя антисвязывающая $Cu3d_{x2-y2}O2p_{\sigma*}$- орбиталь каждого из октаэдрических комплексов $Cu\underline{L}^1O_6$ наполовину свободна, что ведет к упорядочению спиновой подсистемы в виде основного антиферромагнитного состояния. La_2CuO_4 является изолятором моттовского типа, поскольку перенос электрона с одного октаэдрического комплекса на соседний меняет энергетическую структуру обоих комплексов и требует энергетических затрат (активационная энергия $E_a \approx 2$ эВ). Допирование La_2CuO_4 стронцием ведет к появлению комплексов $Cu\underline{L}^2O_6$ с двумя дырками в антисвязывающей орбитали, что означает появление локальных пар дырок $\underline{L}^2$ аналогично случаю BKBO. Эти пары могут туннелировать между соседними комплексами в соответствии с динамическим обменом $Cu\underline{L}^1O_6 \leftrightarrow Cu\underline{L}^2O_6$, вызывая колебание ионов кислорода в двухъямном потенциале. При низких температурах движение локальных пар когерентно, как и в $Ba_{1-x}K_xBiO_3$, что объясняет сверхпроводящее состояние $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ в интервале $0.05 \le x \le 0.28$. При $T > T_c$ когерентность движения пар теряется, но проводимость в нормальном состоянии обусловлена локальными парами дырок, создающими так называемое состояние "странного металла" *p*-типа. Появление комплексов $Cu\underline{L}^2O_6$ нарушает упорядочение спинов $Cu\underline{L}^1O_6$ комплексов, что при $x > 0.05$ разрушает дальний антиферромагнитный порядок в системе. В передопированном режиме ($x > 0.28$) концентрация дырочных пар становится слишком большой для того, чтобы волновая функция пары сохраняла локальный характер и свободные электронные уровни $Cu\underline{L}^2O_6$ комплексов делокализуются. Эти $\underline{L}^2$ уровни расщепляются и перекрываются с наполовину занятыми $\underline{L}^1$ уровнями $Cu\underline{L}^1O_6$ комплексов. В результате образуется частично заполненная зона проводимости. Таким образом, дырочное легирование исходного полупроводника *p*-типа La_2CuO_4 превращает его в обычный металл *n*-типа в передопированном режиме. Поскольку локальные пары исчезают, этот металл становится несверхпроводящим.

В заключение следует отметить, что аномальный рост фактора Дебая-Валлера при низких температурах по данным EXAFS- спектроскопии наблюдается практически для всех купратных ВТСП. Это позволяет утверждать, что колебание ионов кислорода в двухъямном потенциале является общей закономерностью, характерной для всех сверхпроводящих оксидов с решеткой перовскита. Полезно констатировать также, что в одной из последних работ [11] Бьянкони с соавторами вынужден признать правомерность модели двухъямного потенциала.

Автор благодарен программным комитетам LURE и HASYLAB за предоставленную возможность выполнения экспериментов на синхротронных источниках, К.В.Клементьеву и R.Cortes за помощь в эксперименте, М.Ю.Кагану и А.В.Кузнецову - за полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 02-02-16942), и Программы Минпромнауки РФ Госконтракт № 40.012.1.1.11.46).

1. T. Egami, & S.J.L.Billinge,., Prog. Mater. Sci., **38**, 359, (1994).

2. R. J. McQueeney, Y. Petrov, T. Egami, et al., Phys. Rev. Lett. **82**, 628, (1999).

3. J. M. Tranquada, J. D. Axe, N. Ichikawa, et al., Phys. Rev. B **54**, 7489, (1996).

4. A. Bianconi, N. L. Saini, A. Lanzara, et al., Phys. Rev. Lett. **76**, 3412, (1996).

5. M. Braden, M. Meven, W. Reichardt, et al., Phys. Rev. B **63**, 140510, (2001).

6. А. П. Менушенков, К. В. Клементьев, и др. Письма в ЖЭТФ **67**, 997, (1998).

7. A. P. Menushenkov, & K. V. Klementev, J. Phys.: Condens. Matter **12**, 3767, (2000).

8. J. J. Rehr, J. Mustre de Leon, S.I. Zabinsky, et al., J. Am. Chem. Soc. **113**, 5135, (1991).

9. A. P. Menushenkov, K. V. Klementev, A. V. Kuznetsov, M. Yu. Kagan, ЖЭТФ **120**, 700 (2001); Physica B **312-313**, 31, (2002).

10. A. P. Menushenkov J.Synhrotron Rad. **10**, 369, (2003).

11. N. L. Saini, H. Oyanagi, V. Scagnoli, et al. Europhys. Lett. **63**, 125 (2003).

Фазовая диаграмма $La_{2-x}Sr_xCuO_4$, как ключ к пониманию природы ВТСП

К.В. Мицен, О.М. Иваненко,
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

$La_{2-x}Sr_xCuO_4$ (LSCO) является наиболее исследованным ВТСП соединением, чья фазовая диаграмма проявляет множество хорошо воспроизводимых особенностей и подробно изучена во всем диапазоне допирования. В настоящей работе фазовая диаграмма LSCO проанализирована на основе модели [1], предполагающей, что механизмом, ответственным за многие аномальные свойства ВТСП, включая высокотемпературную сверхпроводимость, является взаимодействие электронов с двухатомными отрицательными-U центрами (NUC).

Согласно модели NUC образуются при определенном уровне допирования на паре соседних катионов Cu. Их формирование оказывается возможным, благодаря локализации допированных зарядов в окрестности примесных ионов Sr. Мы будем исходить из электронного спектра CT-диэлектрика (рис. 1а). В этой схеме энергия Δ_{ct} соответствует переходу электрона с кислорода на соседний ион меди. Дырка при этом распространена по 4 окружающим кислородным ионам вследствие перекрытия орбиталей соседних кислородных ионов (t_{OO}) (рис. 1б). Это образование напоминает водородный атом. Можно далее предположить, что энергия двух возбуждений будет меньше, если два таких псевдоатома находятся рядом и образуют псевдомолекулу (рис.1г). Понижение энергии (рис. 1в) возникает за счет Гайтлер-Лондоновского взаи-модействия и имеет место для связывающей орби-тали синглетной дырочной пары. Т.е. когда дырки могут одновременно притягиваться к двум катионам.

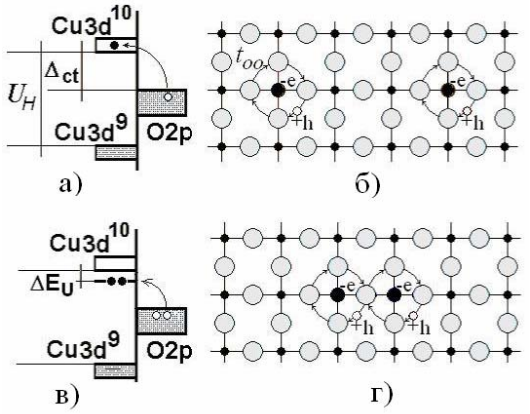


Рис. 1 (см. текст)

Помимо внешнего сходства дополнительным основанием для такого предположения служит тот факт, что в ВТСП расстояние между катионами a≈3,7-4,0 Å, что приблизительно равно произведению $R_0 \cdot \varepsilon_\infty$, где R_0=0.8 Å – расстояние между ядрами в молекуле H_2, а ε_∞ - высокочастотная диэлектрическая постоянная, которая для всех ВТСП равна 4.5-5.0. Т.е. в ВТСП сама природа создала условия для формирования внутри кристалла таких псевдомолекул. Если теперь каким-то образом уменьшить Δ_{ct} до тех пор, пока щель для двухчастичных переходов исчезнет, а для одночастичных еще сохранится, то мы получим систему, в которой электроны кислородной зоны могут эффективно взаимодействовать с парными состояниями NUC. Именно в этом по нашему мнению и состоит роль допирования.

Мы будем полагать, что допированные заряды (дырки) жестко локализованы в ячейке, содержащей допант. В случае допированная дырка локализована в кислородном квадрате в плоскости CuO_2. Рассмотрим кластер $Cu_2R_2O_n$. Здесь пара Cu ионов встроена в CuO_2 плоскость, а ионы R – это соседние с ними ионы Cu, которые находятся либо в цепочках, как в случае YBCO, либо в CuO_2 плоскости, как в случае LSCO. Наше утверждение состоит в том, что для формирования NUC на паре соседних Cu ионов необходимо, чтобы в окрестности иона R (на расстоянии ~*a* от Cu ионов) находилась допирован-ная дырка. Согласно простой оценке допированная дырка, локализованная на одном из 4-х кислородных ионов может понизить энергию состояния $Cu3d^{10}$ для одного из четырех соседних ионов Cu, т.е. уменьшает щель Δ^0_{ct} для одноэлектронных перехо-дов на этот ион Cu на 1,8 эВ , т.е. на величину, сравнимую с Δ^0_{ct}~2eV. Если два таких иона находят-ся рядом, то этого понижения оказывается достаточ-но, чтобы стали возможны двух электронные переходы на эту пару Cu-ионов с образование двух дырок в малой окрестности этой пары.

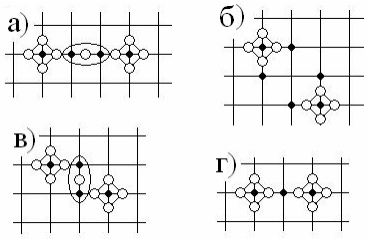


Рис. 2 (а, в) - два типа кластеров $Cu_2R_2O_n$ (с *l*=3a и a$\sqrt{5}$), формирующих NUC на внутренних ионах Cu; б) «промежуточный» между а) и в) случай (*l*=a$\sqrt{8}$), когда NUC не образуется; соответствует изолятору; г) *l*=2a; соответствует «металлической» фазе.

В LSCO для образования NUC необходимо, чтобы ионы R находились на расстоянии *l*=3a или a$\sqrt{5}$ (рис.2а,б). Важно отметить, что при промежу-

точном расстоянии $a\sqrt{8}$ (рис.2 в) нельзя выделить такую пару соседних Cu-ионов и NUC не образуется. Как мы увидим в дальнейшем это и есть причина 1/8-аномалии. Если в окрестности данного иона находятся два допированных заряда, то для него Δ_{ct} обращается в нуль и для одноэлектронных переходов (рис.2 г).

Поскольку NUC является фактически парным акцептором, их формирование приводит к переходу электронов с кислорода на медь и образованию дырок локализованных в окрестности NUC. Дырочная проводимость в такой системе возможна, если области локализации дополнительных дырочных пар образуют перколяционный кластер или, иначе, при формировании перколяционной цепочки из NUC.

В общем случае, при случайном распределении допированных зарядов нельзя ожидать образования протяженных перколяционных кластеров NUC. Для перколяции необходимо иметь упорядоченное расположение NUC и, следовательно, упорядочен-ное распределение допантов. В работе [2] мы предложили "электростатический» механизм такого упорядочения, приводящий к заполнению проекциями атомов Sr позиций в определенных квадратных решетках с различными параметрами l_{com} (соизмеримыми с постоянной решетки CuO_2 плоскости). Предполагая, что энергии решеток с различными l_{com} близки, можно полагать [2], что при данном x будут сосуществовать домены с различными типами решеток

$$0{,}638/\sqrt{x} < l_{com} \leq 1/\sqrt{x} \qquad (1)$$

Это предполагает при данном x сосуществование различных доменов в CuO_2 плоскости, в каждом из которых идет заполнение допированными дырками решетки с l_{com}, удовлетворяющим условию (1). С ростом x доля занятых узлов изменяется от 0,5 (при $x=1/2l^2_{com}$) до 1 (при $x=1/l^2_{com}$). В свою очередь, существование доменов с данным l_{com} возможно при концентрации, удовлетворяющей условию [2]

$$0{,}407/l^2_{com} < x \leq 1/l^2_{com}.$$

Можно определить области перколяции по узлам для решеток с различными l_{com}, т.е. области концентраций, соответствующих существованию непрерывных кластеров различных фаз. Порог перколяции x_{p0} для данного l_{com} при случайном распределении по узлам $x_{p0}=0{,}593/l^2_{com}$ [3]. На рис. 3а приведены интервалы концентраций, соответствующие перколяции по узлам в доменах с l_{com}=3, $\sqrt{5}$, $\sqrt{8}$ и 2. Т.е. интервалы, где согласно вышесказанному возможно существование перколя-ционных кластеров с $l=\sqrt{5}$ и 3 (т.е. цепочек NUC), кластера с l=2, соответствующего фазе обычного металла, и кластера с $l_{com}=\sqrt{8}$, соответствующего диэлектрической фазе. Здесь сплошными линиями показаны границы областей перколяционных ломаных с длиной звена l_{com}. Как видно из рис.3а объемная сверхпроводимость (домены с перколя-ционными цепочками NUC), существуют в областях $0.066<x<0.11$ и $0.12<x<0.20$. В области $0.15<x<0.20$ сосуществуют как сверхпроводящие домены (в которых существуют перколяционные кластеры с $l=\sqrt{5}$), так и домены нормального металла, причем с ростом x число нормальных доменов растет. Это соответствует переходу в состояние, когда сверх-проводимость осуществляется лишь за счет эффекта близости, с монотонным понижением T_c с ростом x.

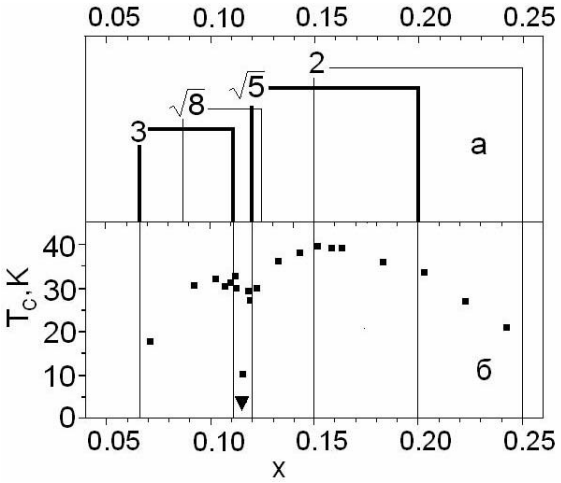


Рис. 3. (а) - Интервалы концентраций, соответствующие перколяции по узлам в доменах с l_{com}=3, $\sqrt{8}$, $\sqrt{5}$ и 2. Сплошными линиями показаны границы областей перколяционных ломаных с длиной звена l_{com}. Жирными линиями отмечены границы существования перколяционных кластеров NUC Соответствующее значение l_{com} указано над левым верхним углом каждого прямоугольника. (б) Экспериментальные фазовые диаграммы $T_c(x)$ для LSCO. [4].

Совпадение интервалов сверхпроводимости на экспериментальных фазовых диаграммах (рис. 3б) с областями перколяции для $l_{com}=\sqrt{5}$ и 3 подтверждает вывод о том, что за сверхпроводимость в LSCO ответственны именно рассматриваемые фрагменты, включающие пары соседних Cu ионов в CuO_2 плоскости и является свидетельством в пользу предложенной модели ВТСП. В рамках данной модели основные особенности экспериментальных фазовых диаграмм LSCO отражают лишь геометрические соотношения, существующие в квадратной решетке, и конкуренцию между различными типами упорядочения Sr.

Работа выполнена при поддержке Федерального агенства по науке РФ (контракт № 40.012.1.1.1357).

1. К.В. Мицен, О.М. Иваненко. УФН, 174, 545 (2004).
2. К.В. Мицен, О.М. Иваненко. Тезисы докладов FPS'04. (2004)
3. R. M. Ziff, Phys. Rev. Lett. **69**, 2670 (1992).
4. K. Kumagai et al., J. Supercond. **7,** 63 (1994).

Природа "страйповой" текстуры в $La_{2-x}Sr_xCuO_4$

К.В. Мицен, О.М. Иваненко,
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Предложена микроструктурная модель $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ (LSCO), предполагающая совмест-ное упорядочение ионов Sr и локализованных допированных дырок в квадратные решетки. Показано, что такое упорядочение в определенных интервалах концентраций Sr сопровождается формированием магнитных спиновых текстур, имитирующих «страйповую» модуляцию. Детальное совпадение экспериментальных «страйповых» фазовых диаграмм с рассчитанными может служить подтверждением предложенной микроструктурной модели LSCO.

Ранее [1] мы предложили механизм допирования LSCO, согласно которому замещение иона La на Sr приводит к появлению дырки, локализованной в CuO_2 плоскости внутри кислородного октаэдра, смежного с ионом Sr. Т.е. система ион Sr + дырка представляет собой электрический диполь, который взаимодействует с другими такими же диполями через дальнодействующий кулоновский потенциал. В подобных системах между диполями возникает ориентационное взаимодействие, в результате которого диполи выстраиваются противоположны-ми полюсами друг к другу. Исходя из кристаллической структуры соединения можно предположить, что замещение La на Sr в LSCO будет происходить таким образом, чтобы возникающие диполи образовывали цепочки, вытянутые вдоль оси *c* (рис.1). Такое расположение одновременно снимает вопрос о «принадлежности» допированной дырки тому или иному иону Sr.

Рис. 1. Образование цепочек примесных диполей при допировании. Зигзагообразные линии соединяют ионы Sr с центрами кислородных квадратов, содержащих допированные дырки.

Расчет энергии электростатического взаимодействия диполей показывает, что две ближайшие цепочки диполей (рис.1) будут притягиваться друг к другу при расстоянии между допированными дырками $l_{com}\geq 2$, а следующие за ближайшими – отталкиваться. Следствием такого характера взаимодействия будет упорядочение цепочек диполей, в результате которого в CuO_2 плоскости допированные дырки (или проекции ионов Sr) будут занимать позиции в узлах квадратной решетки с неким параметром l_{com}, соизмеримым с постоянной CuO_2 плоскости - *a*. Из расчета следует, что энергии конфигураций с $l_{com}=2, \sqrt{5}, \sqrt{8}$ и3 близки с точностью $\sim 10^{-2}e^2/\varepsilon a$ в расчете на один диполь (ε - диэлектрическая постоянная) и потому возможно их одновременное сосуществование в виде микродоменов, в которых допированные дырки заполняют позиции в решетках с различными l_{com}.

Решетка с данным l_{com} может существовать лишь в определенном интервале концентраций *x*. Сверху этот интервал ограничен значением $x_{com}=1/l_{com}$, выше которого существование физически значимых доменов с данным l_{com} не отвечает условию постоянства средней концентрации. При $x<x_{com}$ цепочки диполей “разрываются” и в квадратных решетках проекций появляются вакансии. Решетка с данным l_{com} будет сохраняться до некоторого значения $x=x_l$, которое при случайном распределе-нии соответствует порогу 2D-перколяции по вакансиям $c_v=1-x_l=0{,}593$ [2]. Соответственно, существование решеток с данным l_{com} возможно при концентрациях, удовлетворяющих условию

$$0{,}407/l^2_{com}<x\leq 1/l^2_{com} \qquad (1)$$

В свою очередь для произвольных значений концентрации *x* возможно упорядочение с заполнением узлов различных решеток проекций с l_{com}, удовлетворяющим условию:

$$0{,}638/\sqrt{x}<l_{com}\leq 1/\sqrt{x} \qquad (2)$$

Рассмотрим теперь, как такое зарядовое упорядочение влияет на спиновую магнитную текстуру. Рассмотрим случай полного упорядочения для $x=1/8$. Мы будем предполагать, что: 1) каждая дырка циркулирует по кислородному квадрату, окружающему ион меди; 2) вследствие взаимодействия этого дырочного тока и спинов четырех, ближайших к данному, ионов меди, последние поляризуются, а возникающие искажения АФМ-фона можно описать [3,4] как рождение скирмиона с топологическим зарядом ±1.

На рис.2а показано возможное упорядочение проекций Cu-спинов на CuO_2 плоскость для упорядоченного расположения локализованных дырок (сплошные кружки) при $x=1/8$, когда они образуют квадратную решетку $\sqrt{8}\times\sqrt{8}$. При этом CuO_2-

плоскость разбивается на отдельные 4-х угольные АФМ-упорядоченные микродомены, углы которых задаются локализованными допированными дырками. Проекции на CuO_2 плоскость направлений спинов на Cu ионах, находящихся в узлах решетки, показаны стрелками. Возникающее в этом случае упорядочение, как видно из рис.2а, приводит к имитации страйповой текстуры (вертикальные и горизонтальные страйпы выделены жирными линиями).

Перейдем теперь от упорядоченной решетки допированных дырок при x=1/8 к их распределению при $x\approx$1/8. Сначала рассмотрим экспериментальные данные, полученные в области существования статических параллельных страйпов при x≈0.12. Это даст нам возможность провести сравнение результатов эксперимента с нашей моделью.

В [5] на образце LSCO с x≈0,12 наблюдалась модуляция спиновой текстуры с параметром несоразмерности δ=0,118. Это соответствует среднему периоду текстуры T≈8,5 (в единицах *a*), или чередованию двух периодов T_1=8 и T_2=9. На рис.2б показана предлагаемая нами картина упорядоченного распределения допированных дырок (а, следовательно, и проекций допантов) для средней концентрации x=0,118, полученная «разрезанием» полностью упорядоченного распределения для x=0.125 вдоль диагонали и смещением одной части относительно другой на вектор **q**=(1,1). Такая дислокация, «сдвигает» системы вертикальных и горизонтальных страйпов при переходе через разрез на одну ячейку. Возникающая текстура (рис.2*б*) даст на нейтроно-граммах характерные рефлексы, отвечающие несоразмерной модуляции как спина (с параметром несоразмерности δ), так и заряда (с параметром несоразмерности 2δ). Из условия сохранения средней концентрации $T_d x_{loc}=(T_d+1)x_m$. Здесь T_d - средний период дислокаций в единицах *a*, x_{loc}-локальная концентрация дырок внутри домена. Для соблюдения средней концентрации x_m=0,118 и при локальной концентрации внутри домена x_{loc}=0,125 вводимые диагональные дислокации должны иметь средний период T_d=17 т.е. $T_2=T_1+T_2$. Такие квазипериодические дислокации приводящие к несоразмерной модуляции как кристаллической структуры, так и спиновой текстуры, обеспечивают возможность наблюдения несоразмерных рефлексов в дифракционных экспериментах.

Особенность возникающей картины упорядочения (рис.2*б*) в том, что и горизонтальные и вертикальные страйпы смещаются на одну постоянную решетки. Т. е. они как бы отклоняются от тетрагональных осей на угол θ_Y=1/17≈3.3° в направлении орторомбической оси ***b***. Именно такие «наклонные» параллельные страйпы с углом наклона 3° наблюдались в работе [4].

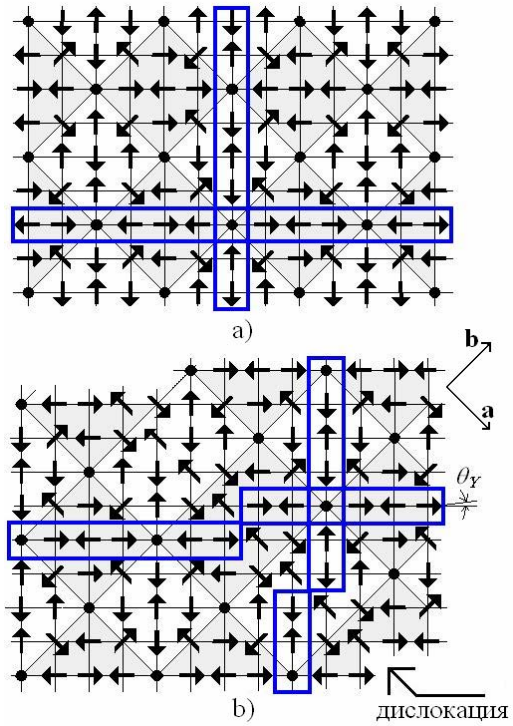


Рис. 2. Спиновая текстура CuO_2 плоскости; а) x=1/8, б) при x<1/8. (пояснения см. в тексте)

Рассмотрим теперь спиновую текстуру при x<1/8. Она может быть получена из полностью упорядо-ченного распределения для x=1/8 введением определенного числа подобных дислокаций. Средний период этой текстуры T, определяемый как расстояние между серединами однофазных магнитных микродоменов, включает два заполненных узла, как и в случае полного упорядочения. Т.е. в прямоугольнике площадью $T\cdot l_{com}/\sqrt{2}$ =2T должно находиться 2 заполненных узла. Откуда

$$2Tx=2 \text{ и } \delta=1/T=x \qquad (3)$$

Таким образом, соотношение δ=*x* является, случайным и связано с тем, что в случае параллельных страйпов дырки находятся на прямых, отстоящих друг от друга на расстоянии 2a.

Следует отметить, что вводимые дислокации являются фактически зародышами диагональных страйпов. Они будут проявляться в виде квазипериодической структуры, при x<0,06, когда останутся лишь диагональные строчки примесных диполей с расстоянием между последними $l_{com}=\sqrt{8}$ и с расстоянием между самими строчками $l\geq 2\sqrt{8}$.

Работа выполнена при поддержке Федерального агенства по науке РФ (контракт № 40.012.1.1.1357).

1. К.В. Мицен, О.М. Иваненко. УФН, **174**, 545 (2004).
2. R. M. Ziff, Phys. Rev. Lett. **69**, 2670 (1992).
3. R.J. Gooding, et al., Phys. Rev. B **55**, 6360 (1997).
4. А.А. Белавин, А.М. Поляков, Письма в ЖЭТФ **22**, 503 (1975).
5. H. Kimura, et al., Phys. Rev. B. **61**, 14366 (2000).

Вычислительная схема для расчета электронных свойств сильнокоррелированных систем в полном орбитальном базисе

И.А. Некрасов, Д.Е. Кондаков, А.В. Кожевников, З.В. Пчелкина, В.И. Анисимов
Институт физики металлов УрО РАН, 620219 Екатеринбург, ул. С.Ковалевской 18, Россия
Д. Ален, С.-К. Мо,
Randall Laboratory of Physics, University of Michigan, Ann Arbor, MI 48109 USA
Х.-Д. Ким,
Pohang Accelerator Laboratory, Pohang 790-784, Korea
П. Меткальф,
Department of Physics, Purdue University, West Lafayette, IN 47907 USA
С. Суга,
Division of Materials, Physics Graduate School of Engineering
Science Osaka University Toyonaka, Osaka 560-8531 Japan
А. Секияма,
Graduate School of Engineering Science,Osaka University Toyonaka, Osaka 560-8531 Japan
Г. Келлер, И. Леонов, Ш. Рен, Д. Фольхардт
Theoretical Physics III, Center for Electronic Correlations and Magnetism,
University of Augsburg, 86135 Augsburg, Germany

Вычисление физических свойств электронных систем при помощи контролируемых приближений является одной из самых важных задач современной физики твердого тела. В частности, в физике оксидов переходных металлов - исключительно важной группы материалов (к которым относятся и ВТСП), как с точки зрения фундаментальных исследований, так и технологических применений - необходим явный учет сильного эффективного кулоновского взаимодействия на узле между валентными электронами.

Как отмечалось ранее, для сильнокоррелированных материалов наибольшее значение имеют кулоновские корреляции между электронами на частично заполненных валентных ***d***- или ***f***-орбиталях. Для описания корреляционных взаимодействий (например в рамках методов динамической теории среднего поля (DMFT) [1] или LDA+U [2] необходимо использовать некоторый атомоподобный центрированный на узлах базисный набор орбиталей. Если взаимодействующие электроны хорошо локализованы, как, например 4***f***-состояния редкоземельных ионов, то атомные (например, muffin-tin) орбитали являются хорошим базисом. Однако в задачах, связанных с переходом металл-изолятор, рассматриваемые коррелированные состояния становятся частично проводящими и существенно протяженными в пространстве. Ошибка, появляющаяся при использовании атомных орбиталей наиболее велика в случае материалов с сильными ковалентными эффектами (например, оксиды переходных металлов, где частично заполненные зоны формируются смешиванием ***d***-орбитали металла и ***p***-орбитали кислорода).

Таким образом, для явного описания корреляционных эффектов из первых принципов, необходимо иметь возможность построить некоторый малый базис, содержащий только физически интересные орбитали. При этом важными требованиями для выбора такого малого базиса является 1) воспроизведение выбранных зон в полном орбитальном базисе, 2) возможность вычислить параметры модельного гамильтониана в малом базисе и 3) возможность вернуться в полный орбитальный базис. Все указанные требования удовлетворяются для формализма функций Ванье, предложенного в работах [3] и развитого в работе [4].

Формализм функций Ванье [4] был успешно применен для LDA+DMFT (приближение локальной электронной плотности в раках теории функционала электронной плотности +динамическая теория среднего поля) расчетов [5] электронных свойств сильно коррелированных систем V_2O_3 и $SrVO_3$ [4], а также для определения модельных параметров t-J модели для La_2CuO_4[6].

1. A. Georges, G. Kotliar, W. Krauth, M.J., and M. Rozenberg, Rev. Mod. Phys. **68**, 13 (1996).

2. V.I. Anisimov, F. Aryasetiawan, and A.I. Lichtenstein, J. Phys.: Condens. Matter **9**, 767 (1997).

3. N. Marzari and D. Vanderbildt, Phys. Rev. B **56**, 12847 (1997); Wei Ku, H. Rosner, W.E. Pickett, and R.T. Scalettar, Phys. Rev. Lett. **89**, 167204 (2002).

4. V.I. Anisimov, D.E. Kondakov, A.V. Kozhevnikov, I.A. Nekrasov, Z.V. Pchelkina, J.W. Allen, S.-K. Mo, H.-D. Kim, P. Metcalf, S. Suga, A. Sekiyama, G. Keller, I. Leonov, X. Ren, D. Vollhardt, cond-mat/0407359.

5. 1. K. Held, I. A. Nekrasov, G. Keller, V. Eyert, N. Blümer, A. K. McMahan, R. T. Scalettar, T. Pruschke, V. I. Anisimov, and D. Vollhardt, Psi-k Newsletter **56**, 65 (2003). psi-k.dl.ac.uk/newsletters/News_56/Highlight_56.pdf.

6. Pchelkina Z.V., Kondakov D.E., Leonov I.V., Anisimov V.EASTMAG-2004, Krasnojarsk, Russia, August 24-27, 2004 Abstract book p. 250.

Тороидные состояния в допированных антиферромагнитных диэлектриках (узлы и зацепления параметров порядка в двухкомпонентной модели Гинзбурга-Ландау)

А.П. Протогенов,
Институт прикладной физики РАН, 603950 Нижний Новгород, Россия

В рамках обобщенной σ-модели, эквивалентной двухкомпонентной калибровочно-инвариантной модели Гинзбурга-Ландау, рассматриваются границы энергии неоднородных токовых состояний в допированных антиферромагнитных диэлектриках, а также пространственные распределения спиновых и зарядовых степеней свободы в нормальной и сверхпроводящей фазах. Найден характеризующий недодопированное состояние тороидный момент [1]. Показано, что в этой сильно коррелированной электронной системе существует геометрический малый параметр, задающий степень упаковки в узле нитеобразных областей определения параметров порядка спиновых и зарядовых степеней свободы. Найдено, что при уменьшении уровня допирования возрастание плотности нитей в узле приводит к переходу в неоднородное токовое состояние с наибольшим выигрышем свободной энергии, возникающем при обращении в нуль инварианта зацепления Хопфа. Показано, что в перколяционной картине связных токовых конфигураций, существующих на краях диэлектрических антиферромагнитных кластеров, оптимальный уровень дырочной концентрации равен x=0.18, что находится в качественном согласии с экспериментально наблюдаемым значением.

[1] Б. А. Волков, А. А. Горбацевич, Ю. В. Копаев, ЖЭТФ **86**, 1870 (1984).

Спонтанное нарушение симметрии, наблюдающееся в явлении устойчивого тока

А.В. Никулов

Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, 142432 г.Черноголовка, Московская обл., Россия

Наблюдение квантовых осцилляций постоянного напряжения в функции магнитного поля свидетельствует о том что устойчивый ток (persistent current) ведет себя подобно обычному круговому току. Вместе с тем его существование свидетельствует о спонтанном нарушении симметрии.

Постоянная разность потенциалов $V(\Phi/\Phi_0)$, знак и величина которой являются периодическими функциями магнитного поля, с периодом, соответствующем кванту потока Φ_0, Рис.1, наблюдаемая на сегментах несимметричных сверхпроводящих колец [1,2], Рис.2, и квантового интерферометра [3], означает наличие постоянной составляющей электрического поля $E = -\nabla V$, направленного вправо или влево, в зависимости от величины магнитного потока, Рис.2.

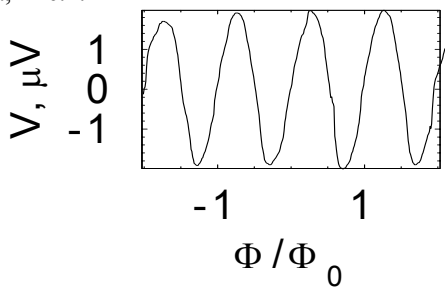


Рис. 1. Квантовые осцилляции постоянного напряжения в функции магнитного поля $V(\Phi/\Phi_0)$. $V \neq 0$ при $\Phi \neq n\Phi_0$ и $\Phi \neq (n + 0.5)\Phi_0$. $E = -\nabla V$ изменяет направление при $\Phi = n\Phi_0$ и $\Phi = (n + 0.5)\Phi_0$: например если при $\Phi = 0.25\Phi_0$, E направлено вправо, то при $\Phi = 0.75\Phi_0$ – влево, см. Рис.2.

Наблюдаемая зависимость $V(\Phi/\Phi_0)$, Рис.1, повторяющая зависимость $I_p(\Phi/\Phi_0)$ для устойчивого тока, может быть объяснена исходя из аналогии с разностью потенциалов $V=(<\rho/s>_{ls}-<\rho/s>_l)l_sI$, наблюдаемой на сегменте кольца, l_s, со среднем сопротивлением $R_{ls}/l_s =< \rho/s >_{ls} = \int_{ls} dl\rho/sl_s$ отличном от среднего сопротивления вдоль всей окружности $R_l/l =< \rho/s >_l = \oint_l dl\rho/sl$, когда ток в кольце $I = \oint_l dlE/R_l$ индуцирован электродвижущей силой Фарадея $\oint_l dlE = -d\Phi/dt$. В обоих случаях разность потенциалов наблюдается только в асимметричных кольцах и при наличии кругового тока. То есть, в обоих случаях, нарушение симметрии между правым и левым направлениями является следствием нарушения двух симметрий: симметрии кольца и симметрии между направлениями кругового движения, по часовой и против часовой стрелки.

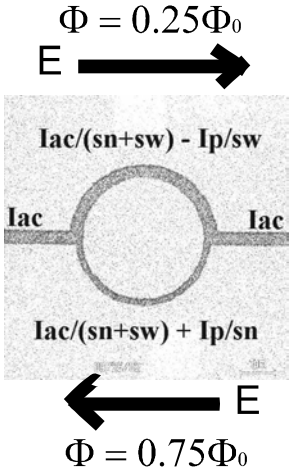


Рис. 2. Направление постоянной составляющей электрического поля $E = -\nabla V(\Phi/\Phi_0)$ совпадает с направлением устойчивого тока в узком сегменте кольца и противоположно ему в широком сегменте.

Следует обратить внимание на принципиальную разницу между устойчивым током и обычным круговым током, индуцированным электродвижущей силой Фарадея. Если во втором случае направление тока задается направлением вектора электрического поля, то в первом случае направление тока изменяется с изменением скалярной величины Φ/Φ_0. То есть, в случае устойчивого тока нарушение симметрии является спонтанным, оно не вызвано каким либо внешним векторным фактором.

Изменение направление вектора постоянной составляющей электрического поля $E = -\nabla V(\Phi/\Phi_0)$, при $\Phi = n\Phi_0$ и $\Phi = (n + 0.5)\Phi_0$, Рис.1, очевидно связано с изменением направления устойчивого тока $I_p(\Phi/\Phi_0)$. Нарушение симметрии между правым и левым направлениями имеет простое и очевидное объяснение для сверхпроводящей области ниже T_c, там где термические флуктуации не подавляют сверхпроводящий ток [2]. В замкнутом сверхпроводящем состоянии внешний ток распределяется между сегментами кольца со слабым экранированием $LI_p < \Phi_0$ (L - индуктивность кольца) в соответствие

с условием квантования скорости сверхпроводящих пар

$$\oint_l dlv = \frac{2\pi\hbar}{m}(n - \frac{\Phi}{\Phi_0}) \qquad (1)$$

Плотности сверхпроводящего тока $j_n = 2en_{sn}v_n$, $j_w = 2en_{sw}v_w$, определяемые, согласно (1), условием $l_nv_n - l_wv_w = l_nj_n/2en_{sn} - l_wj_w/2en_{sw} = (2\pi\hbar/m)(\langle n\rangle - \Phi/\Phi_0)$, в половинках кольца с одинаковой длиной $l_n = l_w$ и плотностью сверхпроводящих пар $n_{sn} = n_{sw}$ должны быть равны при $\Phi = n\Phi_0$ и $\Phi = (n + 0.5)\Phi_0$ и иметь разные значения при $\Phi \neq n\Phi_0$ и $\Phi \neq (n + 0.5)\Phi_0$. Это равнозначно тому, что, при внешнем токе I_{as}, плотность тока $j_n = I_{as}/(s_n+s_w) + I_p/s_n$ в той половинки кольца, где I_{as} и круговой ток I_p имеют общее направление и $j_w = I_{as}/(s_n+s_w) - I_p/s_w$ где направления I_{as} и I_p противоположны, Рис.2. s_n, s_w – площади сечения половинок кольца. При $I_p = 0$ обе половинки одновременно переходить в резистивное состояние при $j_n = j_w = I_{as}/(s_n+s_w) = j_c$, в то время как при $\Phi \neq n\Phi_0$ и $\Phi \neq (n + 0.5)\Phi_0$ в одной из половинок критическое значение $j_n = I_{as}/(s_n+s_w) + I_p/s_n = j_c$ достигается при меньшем значении $|I_{as}|$ и наблюдается уменьшение критическое значение внешнего тока $|I_{ac}|_{c+} = (s_n+s_w)(j_c - I_p/s_n)$. Так как устойчивый ток затухает в резистивном состоянии, оно не может быть устойчивым при $|I_{as}| < (s_n+s_w)j_c$. Поэтому при $(s_n+s_w)(j_c - I_p/s_n) < |I_{as}| < (s_n+s_w)j_c$ кольцо должно переключаться между сверхпроводящими состояниями с различной связностью, с частотой определяемой временем релаксации к равновесному сверхпроводящему состоянию [2].

В этом динамическом резистивном состоянии постоянная составляющая разности потенциалов наблюдается как на половинки кольца, переключающейся между сверхпроводящем и резистивным состояниями, так и половинки, с $j_w = I_{as}/(s_n+s_w) - I_p/s_w < j_c$, остающейся постоянно в сверхпроводящем состоянии [2]. Последнее возможно вследствие того, что ускорение сверхпроводящих пар в электрическом поле $E = -\nabla V$ компенсируется изменение скорости при замыкании сверхпроводящего состояния, вследствие квантования (1). Наблюдаемая разность потенциалов связана с частотой переключения кольца соотношением подобным, при достаточно малых частотах, соотношению Джозефсона [1-3].

Вольт-амперные характеристики асимметричных колец асимметричны при $\Phi \neq n\Phi_0$ и $\Phi \neq (n + 0.5)\Phi_0$ [2] так как $|I_{ac}|_{c+} = (s_n+s_w)(j_c - I_p/s_n) < |I_{ac}|_{c-} = (s_n+s_w)(j_c - I_p/s_w)$ при $s_n < s_w$ и $I_p > 0$. Знак и величина асимметрии являются периодическими функциями магнитного поля вследствие периодической зависимости $I_p(\Phi/\Phi_0)$. Это объясняет наблюдаемые в [2] квантовые осцилляции $V(\Phi/\Phi_0) \propto I_p(\Phi/\Phi_0)$ и зависимость их амплитуды от амплитуды ΔI внешнего переменного тока $I_{ac} = \Delta I \sin(2\pi ft)$. Постоянная разность потенциалов $V(\Phi/\Phi_0)$ появляется, когда ΔI превышает критическое значение $|I_{ac}|_c$, быстро достигает максимума с ростом ΔI и уменьшается с ее дальнейшим увеличением [2]. Так как величина критического тока j_c, а следовательно и $|I_{ac}|_c$, стремиться к нолю с приближением к критической температуре, T_c, то вблизи T_c шумы сколь угодно малой интенсивности, вплоть до равновесных, могут индуцировать квантовые осцилляции $V(\Phi/\Phi_0)$ [4,5].

Важно подчеркнуть, что здесь нет принципиальной разности между равновесными и неравновесными шумами, так как нарушение симметрии имеет место не вследствие разности температур, а вследствие дискретности спектра (1). Устойчивый ток наблюдается вследствие того, что состояние с нулевой скоростью запрещено при $\Phi \neq n\Phi_0$ и скорость сверхпроводящего конденсата принимает разрешенное значение (1), соответствующее минимуму энергии, так как разность энергий между разрешенными состояниями сверхпроводящих колец много больше температуры [5]. Устойчивый ток равен нолю при $\Phi \neq (n + 0.5)\Phi_0$ вследствие того, что, хотя состояние с нулевой скоростью запрещено, разрешенные состояния $n - \Phi/\Phi_0 = 0.5$ и $n - \Phi/\Phi_0 = -0.5$, с противоположными направлениями скоростей, имеют одинаковую энергию. Вблизи T_c термические флуктуации «переключают» кольцо между этими состояниями. Нулевое значение I_p при $\Phi \neq (n + 0.5)\Phi_0$ предсказывается и при низких температурах, вследствие квантовых флуктуаций [6]. Но здесь не совсем ясно как это возможно, если направление скорости не может изменяться во времени. Данная фундаментальная проблема ставиться и обсуждается авторами [7].

Работа выполнена при финансовой поддержки РФФИ (проект 04-02-17068) и программы Президиума РАН «Низкоразмерные квантовые структуры».

1. S.V.Dubonos, V.I.Kuznetsov, A.V.Nikulov, in Proceedings of 10th International Symposium "NANOSTRUCTURES: Physics and Technology" St Petersburg: Ioffe Institute, p. 350 (2002).

2. С.В. Дубонос, В.И. Кузнецов, И.Н.Жиляев, А.В. Никулов, А.А. Фирсов, Письма в ЖЭТФ 77, 439 (2003); (JETP Lett. 77, 371 (2003)).

3. A.Th.A.M. De Waele, W.H.Kraan, R. De Bruynouboter, K.W. Taconis, Physica 37, 114 (1967).

4. A.V. Nikulov, I.N. Zhilyaev, J.Low Temp.Phys. 112, 227 (1998).

5. A.V. Nikulov, Phys. Rev. B 64, 012505 (2001).

6. K. A. Matveev, A. I. Larkin, and L. I. Glazman, Phys. Rev. Lett. 89, 096802 (2002).

7. A. J. Leggett, Public lecture at the conference "Frontiers of Quantum and Mesoscopic Thermodynamics", Prague, 2004; J.Phys. Con. Mat. 14, R415 (2002); J. of Supercon. 12, 683 (1999); A. J. Leggett and Anupam Garg, Phys. Rev. Lett. 54, 857 (1985); 54, 2724 (1985); 59, 1621 (1987); 63, 2159 (1989); Asher Peres, Phys. Rev. Lett. 61, 2019 (1988); L. E. Ballentine, Phys.Rev.Lett. 59, 1493 (1987).

Высокотемпературная сверхпроводимость в модели Хаббарда с дальнодействующим кулоновским взаимодействием.

В.И. Пентегов[1], Э.А. Пашицкий[1], Д. Манске[2], И. Ерёмин[2]
[1]*Институт физики, НАН Украины*
пр. Науки 46, Киев, 03028, Украина
[2]*Institut für Theoretische Physik,*
Freie Universität Berlin, D-14195 Berlin, Germany

Исследуется возможность одновременного учёта в диаграммной технике дальнодействующего кулоновского взаимодействия и локального хаббардовского отталкивания на узле при рассмотрении сверхпроводящего состояния высокотемпературных сверхпроводников на основе купратных металло-оксидных соединений. Полученные выражения позволяют вычислить нормальную и аномальную собственные энергии квазичастиц вблизи температуры сверхпроводящего перехода T_c. При этом явно учитываются многочастичные кулоновские корреляции, которые описываются вершинными функциями, удовлетворяющими обобщённому тождеству Уорда. Предлагаемый самосогласованный подход позволяет исследовать в узельном приближении сильной связи роль кулоновского взаимодействия в формировании синглетного сверхпроводящего состояния с *d*-волновой симметрией параметра порядка.

1. Рассмотрим слоистый кристалл с простой квадратной решёткой в плоскости слоёв $a-b$. Если ограничиться однозонной моделью, оператор кулоновского взаимодействия в гамильтониане можно представить в следующем виде:

$$H_{\text{int}} = \frac{1}{2}\frac{1}{N}\left[\sum_{\substack{\mathbf{k},\mathbf{k}',\mathbf{q}\\ \sigma,\sigma'}} \upsilon(\mathbf{q})\, a^{+}_{\mathbf{k}\sigma} a^{+}_{\mathbf{k}'\sigma'} a_{\mathbf{k}'+\mathbf{q}\sigma'} a_{\mathbf{k}-\mathbf{q}\sigma} + u\sum_{\substack{\mathbf{k},\mathbf{k}',\mathbf{q}\\ \sigma}} a^{+}_{\mathbf{k}\sigma} a^{+}_{\mathbf{k}'-\sigma} a_{\mathbf{k}'+\mathbf{q}-\sigma} a_{\mathbf{k}-\mathbf{q}\sigma}\right]; \qquad (10)$$

здесь $a^{+}_{\mathbf{k}\sigma}$, $a_{\mathbf{k}\sigma}$ — операторы рождения и уничтожения квазичастиц в блоховских состояниях с проекцией спина σ, $\upsilon(\mathbf{q})$ — дальнодействующая часть неэкранированного кулоновского взаимодействия

$$\upsilon(\mathbf{q}_{\parallel}, q_z) = \frac{e^2}{\varepsilon_i}\sum_{\substack{\boldsymbol{\rho}_i, z_i\\ \boldsymbol{\rho}_i^2+z_i^2\neq 0}} \frac{e^{i(\mathbf{q}_{\parallel}\boldsymbol{\rho}_i + q_z z_i)}}{\sqrt{\boldsymbol{\rho}_i^2 + z_i^2}}, \qquad (11)$$

где $\boldsymbol{\rho}_i$ и z_i — координаты узлов решётки в плоскости слоёв и перпендикулярно слоям, соответственно, ε_i — высокочастотная диэлектрическая постоянная ионной решётки, а u — кулоновское отталкивание на узле (константа Хаббарда) для электронов с противоположными спинами в состояниях, которые определяются функциями Ванье $\phi(\mathbf{r}-\mathbf{R}_i)$:

$$u = \int V_C(\mathbf{r}-\mathbf{r}')\,|\phi(\mathbf{r})|^2\,|\phi(\mathbf{r}')|^2\, d\mathbf{r}d\mathbf{r}'. \qquad (12)$$

Как показано в [1], взаимодействие υ может быть с хорошей точностью аппроксимировано во всей зоне Бриллюэна выражением

$$\upsilon(q_{\parallel}, q_z) \approx \frac{2\pi e^2}{\varepsilon_i a^2}\frac{1}{Q(\mathbf{q}_{\parallel})}\frac{\sinh Q(\mathbf{q}_{\parallel})c}{\cosh Q(\mathbf{q}_{\parallel})c - \cos q_z c} - \upsilon_0 \qquad (13)$$

где a and c — постоянные решётки в направлениях вдоль и поперёк купратных слоёв, а функция $Q(\mathbf{q}_{\parallel})$ определена как

$$Q(\mathbf{q}_{\parallel}) = \frac{2}{a}\sqrt{\sin(\tfrac{q_x a}{2})^2 + \sin(\tfrac{q_y a}{2})^2} \qquad (14)$$

Константа $\upsilon_0 = \dfrac{2e^2}{\varepsilon_i a}\alpha$ пропорциональна постоянной Маделунга $\alpha \approx 1.95$ двумерного металла с простой квадратной элементарной ячейкой.

2. Наличие двух слагаемых в операторе взаимодействия (1) определяет следующее выражение для нормальной собственной энергии:

$$\begin{aligned}\Sigma(k) &= \Sigma_1(k) + \Sigma_2(k)\\ &= -T\sum_{k'}\Big[\upsilon(k-k')\tilde{\Gamma}_1(k,k') + \big(\upsilon(k-k')+u\big)\tilde{\Gamma}_2(k,k')\Big]G(k')\end{aligned} \qquad (15)$$

где G — точная функция Грина, а k обозначает импульс $\mathbf{k}$ и фермионную мацубаровскую частоту $i\omega_n = i\pi T(2n+1)$. Скалярные вершины $\tilde{\Gamma}_1$ and $\tilde{\Gamma}_2$ даются следующими интегральными уравнениями:

(16)

где T_1 и T_2 обозначают полные четырёхполюсники, а знаки «плюс» и «минус» соответствуют проекциям спина. С помощью уравнений Бете-Солпитера для неприводимых четырёхполюсников в двух разных каналах взаимодействия получим окончательно выражение для собственной энергии [1]:

$$\Sigma(k) = -T\sum_{k'}\Big[V_1(k-k')\Gamma_1(k,k') + V_2(k-k')\Gamma_2(k,k')\Big]G(k') \qquad (17)$$

с перенормированными вершинами $\Gamma_{1,2}$, удовлетворяющими уравнениям

$$\tilde{\Gamma}_{1,2} = \frac{\Gamma_{1,2}\left[1+\upsilon\Pi_1+(\upsilon+u)\Pi_2\right]-\Gamma_{2,1}\left[(\upsilon+u)\Pi_1+\upsilon\Pi_2\right]}{\left[1+(2\upsilon+u)(\Pi_1+\Pi_2)\right]\left[1-u(\Pi_1-\Pi_2)\right]} \quad (18)$$

и с экранированным взаимодействием $V_{1,2}$ между квазичастицами с параллельными и антипараллельными спинами, соответственно:

$$\left.\begin{matrix} V_1 \\ V_2 \end{matrix}\right\} = \left.\begin{matrix} \upsilon - u(2\upsilon+u)\Pi_1 \\ \upsilon + u + u(2\upsilon+u)\Pi_2 \end{matrix}\right\} \times \frac{1}{\left[1+(2\upsilon+u)(\Pi_1+\Pi_2)\right]\left[1-u(\Pi_1-\Pi_2)\right]} \quad (19)$$

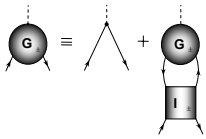
Здесь $\Pi_{1,2}$ — электронные поляризационные операторы

$$\Pi_{1,2}(q) = -T\sum_k G(k+q)G(k)\Gamma_{1,2}(k+q,k) \quad (20)$$

3. Введём новые вершинные и поляризационные операторы, определяемые как

$$\mathsf{G}_\pm = \Gamma_1 \pm \Gamma_2; \quad \mathsf{P}_\pm = \Pi_1 \pm \Pi_2 \quad (21)$$

Вершины $\mathsf{G}_\pm$ удовлетворяют обычным интегральным уравнениям



(22)

с неприводимым четырёхполюсником $\mathsf{I}_\pm$.

Поскольку для обеих вершин $\mathsf{G}_\pm$ должно выполняться обобщённое тождество Уорда, при их вычислении используется подход, предложенный в [2], в явном виде обеспечивающий выполнение этого соотношения. Мы получаем, таким образом,

$$\mathsf{G}_\pm(k,k+q) \approx \left[1-f_\pm(k,k+q)\mathsf{P}_\pm(q)\right]\frac{G(k+q)^{-1}-G(k)^{-1}}{G^0(k+q)^{-1}-G^0(k)^{-1}}, \quad (23)$$

где G^0 — функция Грина невзаимодействующих частиц,

$$f_+(k,k+q) = \left\langle \mathsf{I}_+(k,k+q;k',k'+q)\right\rangle_{k'} \approx \left\langle V_1\right\rangle_{FS}; \quad (24)$$

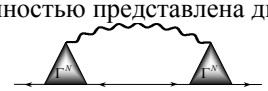
$$f_-(k,k+q) = \left\langle \mathsf{I}_-(k,k+q;k',k'+q)\right\rangle_{k'} \approx \left\langle V_H\right\rangle_{FS} \quad (25)$$

а взаимодействие V_H определяется как

$$V_H = \frac{U^2\Pi^{(0)}}{1-U\Pi^{(0)}}; \quad U = \left\langle V_2\right\rangle_{FS}; \quad (26)$$

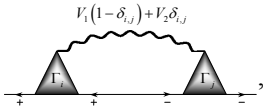
здесь поляризационный оператор Π_0 вычисляется с использованием точных функций Грина, однако вершина Γ полагается равной единице.

5. Для описания сверхпроводящего состояния необходимо вычислить аномальную собственную энергию, которая содержит как нормальную Γ^N, так и аномальную Γ^A вершинные функции. Как было показано в [3] для случая элетрон-фононного взаимодействия, вблизи критической температуры T_c линеаризованная по отношению к параметру порядка аномальная собственная энергия может быть с хорошей точностью представлена диаграммой



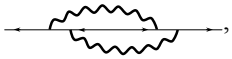
(27)

В случае рассматриваемого взаимодействия (1) выражение (18) записывается в виде суммы четырёх слагаемых



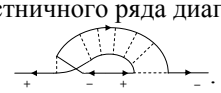
$, \; i,j = 1,2.$ (28)

Однако, в выражении (19) для аномальной собственной энергии не учитываются диаграммы с пересекающимися линиями взаимодействия, например



, (29)

которые в случае кулоновского взаимодействия не малы. Такие диаграммы учитываются введением в выражение для аномальной собственной энергии дополнительного слагаемого, представляющего собой сумму лестничного ряда диаграмм типа



. (30)

Таким образом, система уравнений для сверхпроводящего параметра порядка записывается как

$$\Phi(k,\omega_n) = \Sigma_1^A(k,\omega_n) + \Sigma_2^A(k,\omega_n) \quad (31)$$

$$\Sigma_1^A(k,\omega_n) = -\frac{T}{N^2}\sum_{\substack{k'\omega_m \\ ij}}\Big[V_1(k-k',\omega_n-\omega_m)(1-\delta_{ij}) + V_2(k-k',\omega_n-\omega_m)\delta_{ij}\Big]\Phi(k',\omega_m) \times \Gamma_i(k,\omega_n;k',\omega_m)\left|G(k',\omega_m)\right|^2\Gamma_j(k',\omega_m;k,\omega_n) \quad (32)$$

$$\Sigma_2^A(k,\omega_n) = \frac{T}{N^2}\sum_{k'\omega_m} V_H(k-k',\omega_n-\omega_m)\Phi(k',\omega_m)\left|G(k',\omega_m)\right|^2 \quad (33)$$

Предварительные вычисления показывают, что одновременный учёт дальнодействующего кулоновского и хаббардовского взаимодействий приводит к более высоким критическим температурам сверхпроводящего перехода в $d_{x^2-y^2}$-волновом канале, по сравнению с результатами для каждого из этих взаимодействий, взятых в отдельности.

1. E. A. Pashitskii, V. I. Pentegov, D. Manske, I. Eremin, J.Supercond. **17**, 421 (2004).
2. Y. Takada, Phys. Rev. Lett. **87**, 226402 (2001).
3. О. В. Долгов, Е. Г. Максимов, Труды ФИАН, **148**, 3 (1983).

О симметрии спаривания в $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ (Bi2212)

В.А. Степанов, Г.А. Калюжная
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Представлено исследование симметрии спаривания в высокотемпературном купрате Bi2212, выполненное методом микроконтактной спектроскопии. Работа проводилась на высококачественных монокристаллах с критической температурой $T_c \approx 82$ К. Показано, что энергетическая щель имеет симметрию $d_{x^2-y^2} + is$ типа и что соотношение $d_{x^2-y^2}$ и *s* компонент изменяется в широких пределах.

Интенсивные исследования высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) не привели вплоть до настоящего времени к определению механизма образования пар [1]. Нет однозначного мнения и о симметрии спаривания в ВТСП [2, 3]. Многочисленные эксперименты показали, что вдали от поверхностей и границ раздела энергетическая щель Δ в дырочных ВТСП имеет симметрию $d_{x^2-y^2}$ типа, тогда как вблизи этих объектов Δ имеет более сложную симметрию [4]. Среди ряда кандидатов выделяются $d_{x^2-y^2} + id_{xy}$ и $d_{x^2-y^2} + is$ типы симметрии, которые, как было установлено в результате изучения спектров андреевского отражения (АО), реализуются в $La_{1-x}Sr_xCuO_4$ [5] и $YBa_2Cu_3O_8$ [6]. Характерная форма проводимости баллистического микроконтакта (БМК), её зависимость от симметрии Δ, силы барьера, разделяющего металлы Z, и ориентации поверхности раздела относительно кристаллической решетки сверхпроводника, предоставляет большие возможности для изучения симметрии спаривания [7]. В $Bi_{2+x}Sr_{2-x}CaCu_2O_{8+\delta}$ ВТСП, несмотря на большое число туннельных исследований с помощью STM (Z >> 1, ток протекает вдоль оси *c* кристалла), систематического изучения симметрии Δ с помощью БМК не проводилось.

В данной работе представлены результаты исследований симметрии энергетической щели, проведенных на БМК Au/Bi2212 с барьером $Z \leq 10$ и током, протекающим вдоль плоскости *ab*. Измерения проводились на монокристаллах $Bi_{2+x}Sr_{2-x}CaCu_2O_{8+\delta}$, выращенных в кавернах раствора–расплава шихты в KCl [8]. Составы кристаллов в среднем соответствовали соотношению Bi:Sr:Ca:Cu = 2.2:1.7:1.2:1.9. Кристаллы имели форму прямоугольников, вытянутых вдоль плоскости *ab*, с зеркальными поверхностями и размерами до $(1.5\times1.0\times0.001\div0.003)$ мм^3. Рентгендифракционый анализ показал высокое совершенство структуры кристаллов. Критическая температура кристаллов T_c лежала в диапазоне (79 ÷ 83) К. Ширина перехода, измеренная по магнитной восприимчивости, не превышала (1 ÷ 2) К. Легирование кислородом “as-grown” кристаллов было близко к оптимальному – сдвиги T_c после отжига в кислороде или аргоне не превышали ± 2 К. Избыток Bi, по-видимому, приводил к пониженному T_c относительно максимального для этой фазы. Удельное сопротивление кристаллов в плоскости *ab* при T ≈ 100 К находилось в диапазоне (40 ÷ 50) мком*см [9]. Микроконтакт создавался в жидком гелии прижатием с помощью дифференциального винта к ребру вертикально стоящего кристалла петли из золотой проволоки диаметром 15 мкм. Вольт-амперные характеристики и проводимости σ(V) записывались по стандартной четырёхконтактной схеме в память PC.

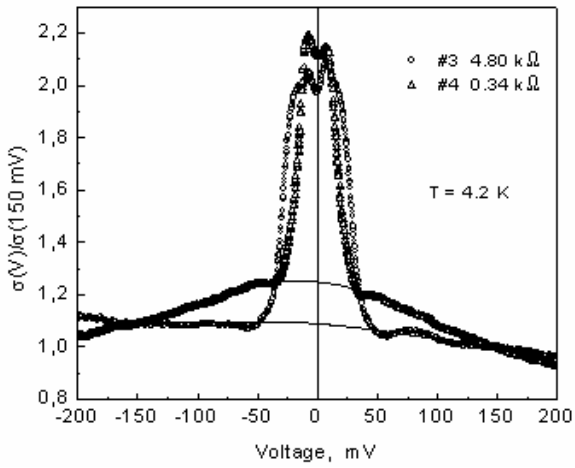


Рис. 1. Типичные проводимости двух андреевских МК (символы). Линиями показаны проводимости МК в нормальном состоянии Для удобства проводимости нормированы на проводимости МК при V = 150 мВ.

Были получены МК с сопротивлениями от 100 ом до 6 ком (сопротивление баллистического МК ~ 100 ом). На Рис. 1 символами показаны типичные проводимости двух МК. Для удобства проводимости нормированы на их величины при V = 150 мВ. Справа даны сопротивления контактов, измеренные при V ≈ 150 мВ. При сопротивлении МК ≈ 300 ом (#1) $\sigma_{NS}(V)$ при больших смещениях уменьшалась с ростом V, что указывало на рассеяние дырок в области МК [10]. Тем не менее для этого МК сопротивление, связанное с рассеянием, не превышало 30% полного сопротивления и разрушения сверхпроводимости током смещения для всех V ≤ ± 200 мВ не происходило. Это позволило применять теоретическую модель баллистического МК для анализа характеристик таких контактов и использовать их для измерений симметрии Δ. При сопротивлении МК большем (500 ÷ 700) ом (#4) $\sigma_{NS}(V)$ при |V| > (75 ÷ 100) мВ почти не зависела от напряже-

ния, что характерно для БМК. Отметим заметную асимметрию левой и правой частей проводимостей $\sigma_{NS}(V)$. Подобная асимметрия наблюдалась ранее на туннельных [11] и андреевских контактах [6]. Причина её возникновения не установлена. Тонкими линиями на Рис. 1 показаны проводимости МК в нормальном состоянии $\sigma_{NN}(V)$, также для удобства нормированные на $\sigma_{NN}(V=150$ мВ). $\sigma_{NN}(V)$ необходимы для получения нормированных проводимостей $\sigma(V)=\sigma_{NS}(V)/\sigma_{NN}(V)$, которые вычисляются в теоретических работах и полностью симметричны относительно V = 0. Мы получали $\sigma_{NN}(V)$ сглаживанием $\sigma_{NS}(V)$ с помощью полинома, проведённого так, чтобы $\sigma_{NN}(V) = \sigma_{NS}(V)$ при $|V| > (75 \div 100)$ мВ. Сложная форма $\sigma_{NN}(V)$ МК, как и туннельных контактов, полученных с помощью STM [11], лучше всего описывалась полиномом шестой степени. Величины компонент энергетической щели слабо, в пределах (10 ÷ 15)% процентов, зависели от процедуры сглаживания.

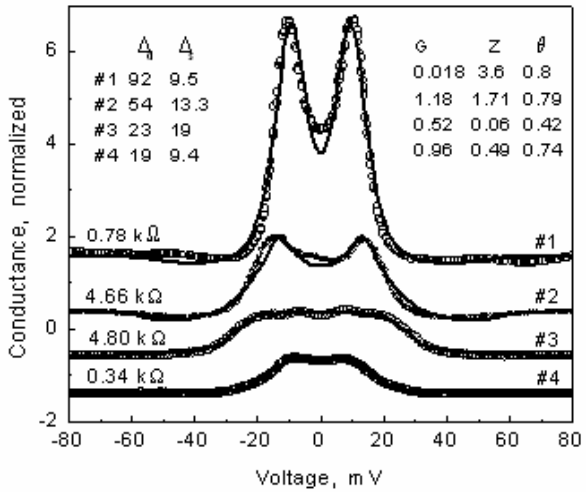


Рис. 2. Нормированные проводимости нескольких БМК σ(V) (символы). Линии - теоретические проводимости, вычисленные для $d_{x^2-y^2} + is$ симметрии Δ [7]. Для удобства проводимости смещены по вертикали. Слева и справа от σ(V) приведены характеристики МК ([$\Delta_{d,s}$] - мэВ; [G, Z] – безразмерные ед.; [θ] - рад.).

На Рис. 2 символами показаны нормированные проводимости нескольких БМК σ(V). Видно, что для контактов #1 и #2 отношение максимальной проводимости к σ(V >> Δ) значительно превышало 2. В этом случае мы наблюдали типичный расщеплённый пик при V = 0 (ZBCP) в нулевом магнитном поле. Отметим, что наблюдение расщеплённого ZBCP большой амплитуды исключило $d_{x^2-y^2} + id_{xy}$ симметрию Δ [12]. Проводимости МК #3 и #4 – типичные проводимости андреевских МК. Линиями показаны теоретические σ(V), вычисленные для $d_{x^2-y^2} + is$ симметрии Δ с помощью теории [7], в которую для учёта конечного времени жизни квазичастиц τ введён параметр G = 1/τ. Для этой симметрии $\Delta = \Delta_d \cdot \cos(2\varphi+\theta) + i \cdot \Delta_s$, где Δ_d и Δ_s – амплитуды *d* и *s* компонент, φ - угол, задающий траектории движения квазичастиц в плоскости *ab*, и θ – угол, определяющий ориентацию поверхности раздела металлов. В качестве подгоночных параметров при вычислении σ(V) использовались: Δ_d, Δ_s, G, Z и θ. Подгонка проводилась автоматически по критерию минимума суммы квадратов отклонений подгоняемых точек от измеренных. Характеристики БМК #(1 ÷ 4), полученные в результате подгонки, приведены на Рис. 2 в виде таблицы. Для МК #1 теоретическая кривая сдвинута вверх на 0.27. В этом случае она довольно точно совпадала с измеренной σ(V). Увеличение проводимости при $|V| < \Delta_d$, по-видимому, было связано с рассеянием дырок на несовершенном поверхностном слое в области контакта [14]. Для других МК измеренные проводимости хорошо (за исключением небольшой асимметрии) описывались теоретическими зависимостями.

Полученные данные (на более чем 30 БМК) показали, что симметрия Δ Bi2212 согласуется с $d_{x^2-y^2} + is$ типом. Амплитуды как *d*, так и *s* компонент изменялись в широких пределах, и в ряде случаев одна из компонент была близка к нулю. Амплитуда *d* компоненты щели определялась, по-видимому, как неоднородностью электронной структуры Bi2212 [15], так и подавлением этой компоненты вблизи поверхности сверхпроводника [7]. Не было выявлено зависимости амплитуды *s* компоненты от амплитуды *d* компоненты, силы барьера Z и угла θ.

Работа поддержана РФФИ (проект 02-02-17133) и МПНТ РФ (контракт 40.012.1.1.1357).

1. Ю. В. Копаев, УФН **172**, 712 (2002).
2. M. Sutherland, D. G. Hawthorn, R. W. Hill et al., Phys. Rev. B **67**, 174520 (2003).
3. D. R. Harshman W. J. Kossler, X. Wan et al., Phys. Rev. B **69**, 174505 (2004).
4. C. C. Tsuei, J. R. Kirtley, Rev. Mod. Phys. **72**, 969 (2000).
5. D. Daghero R. S. Gonnelli, G. A. Ummarino et al., Int. J. Mod. Phys. B **17**, 649 (2003).
6. A. Kohen, G. Leibovitch, G. Deutscher, Phys. Rev. Lett. **90**, 207005 (2003).
7. S. Kashiwaya, Y. Tanaka, Rep. Prog. Phys. **63**, 1641 (2000).
8. Ю. И. Горина, Г. А. Калюжная, Н. Н. Сентюрина, Б. И. № 13(II), 288 (2002).
9. S. I. Vedeneev A. G. M. Jansen, P. Samuely et al., Phys. Rev. B **49**, 9823 (1994).
10. J. R. Kirtley, Phys. Rev. B **47**, 11379 (1993).
11. J. F. Zasadzinski, L. Coffey, P. Romano et al., Phys. Rev. B **68,** 180504 (2003).
12. N. Stefanakis, J. Phys. Cond. Matter. **13**, 1265 (2001).
14. M. S. Kalenkov, M. Fogelstrom, Yu. S. Barash, cond-mat/0404317.
15. S. H. Pan, J. P. O'Neal, R. L. Badzey et al., Nature **413**, 282 (2001).

Сверхпроводящее спаривание при отталкивании: метод потенциала нулевого радиуса

Ю. Н. Тогушова
Государственный педагогический университет, Воронеж, 394043, Россия

Спаривание отталкивающихся частиц с большим суммарным импульсом приводит к зависящему от импульса относительного движения сверхпроводящему параметру порядка с пересекающей контур Ферми линией нулей внутри кинематически разрешенной области. Для средних по областям знакопостоянства значений параметра порядка уравнение самосогласования сведено к системе двух интегральных уравнений, решение которой в пределе слабой связи получено в приближении потенциала нулевого радиуса с кусочно-постоянным ядром с двумя собственными значениями разных знаков.

1. Сверхпроводящий (SC) параметр порядка, возникающий в результате спаривания с большим суммарным импульсом при отталкивательном взаимодействии носителей заряда является знакопеременной функцией внутри области кинематического ограничения импульса относительного движения пары и имеет линию нулей, пересекающую парный контур Ферми (PFC) в двух точках.[1] Симметрия параметра порядка, в силу вырождения по кристаллографически эквивалентным суммарным импульсам, определяется взаимодействием, смешивающим состояния в эквивалентных кинематически разрешенных областях.

Линия нулей разбивает кинематически разрешенную (для импульса относительного движения $\boldsymbol{k}$) область Ξ, зависящую от формы контура Ферми (FC) и суммарного импульса пары $\boldsymbol{K}$, на две подобласти, Ξ_+1 и Ξ_-, каждая из которых содержит участок PFC. Введение средних по этим областям значений параметра порядка позволяет свести[1] нелинейное интегральное уравнение самосогласования к системе интегральных уравнений относительно двух неизвестных величин $\Delta_\pm$, определяющих кусочно-постоянную функцию, аппроксимирующую зависящий от $\boldsymbol{k}$ SC параметр порядка. Для описания взаимодействия, соответствующего рассеянию частиц внутри областей Ξ_+ и Ξ_- и между этими областями, вводятся три феноменологические константы, соотношения между которыми качественно могут быть оценены площадями импульсного пространства, доступными для рассеяния[2].

2. В случае спаривания с большим суммарным импульсом эти константы могут быть выражены через параметры потенциала взаимодействия в рамках предлагаемого в настоящей работе подхода, являющегося развитием известного метода потенциала нулевого радиуса[3]. Малость кинематически разрешенной области Ξ позволяет матричный элемент взаимодействия $U(\boldsymbol{\kappa})$ записать в виде квадратичной функции

$$U_d(\boldsymbol{\kappa}) = U_0 r_0^2[1 - \kappa^2 r_0^2/2] \,, \qquad (1)$$

где импульс, передаваемый при рассеянии $\boldsymbol{\kappa} = \boldsymbol{k} - \boldsymbol{k}'$. Выражение (1) представляет первые члены разложения энергии взаимодействия в степенной ряд в пределах Ξ. Здесь r_0 – характерный радиус взаимодействия, а $U_0 r_0^2 \equiv w_0$ имеет смысл эффективной константы связи. Предельный переход $r_0 \to 0$ при $w_0 = \mathrm{const}$, характерный для метода потенциала нулевого радиуса, дает возможность вырожденное ядро (1) интегрального оператора взаимодействия свести к кусочно-постоянному в пределах области Ξ ядру, параметры которого, пропорциональные w_0 и соответствующие рассеянию как внутри подобластей Ξ_+ и Ξ_-, так и между ними, найдены в настоящей работе. В пределе слабой связи также получено и исследовано решение системы интегральных уравнений, соответствующих SC спариванию с большим суммарным импульсом при отталкивательном взаимодействии, которое описывается введенным здесь кусочно-постоянным ядром.

3. Задача о двух притягивающихся частицах, возбужденных над FS, в случае спаривания с ненулевым импульсом при кулоновском отталкивании частиц[1,4] приводит к связанному состоянию, энергия которого в пределе слабой связи ($w_0 g << 1$, где g – плотность состояний на PFC) имеет вид[4]

$$E_0 = \xi_0 \cdot \exp\left(-\frac{2}{w_0 g}\right) . \qquad (2)$$

Здесь ξ_0 – энергетический масштаб области Ξ. Волновая функция относительного движения пары определяется уравнением[4]

$$\psi(\boldsymbol{k}) = G(\boldsymbol{k}; E) \int_\Xi U(\boldsymbol{k} - \boldsymbol{k}')\psi(\boldsymbol{k}') d^2k' \,, \qquad (3)$$

имеющим решение[4] при данной энергии $E = -E_0$. Здесь $G(\boldsymbol{k}, E)$ – запаздывающая функция Грина свободного относительного движения пары, интегрирование производится по области Ξ.

Одним из условий возникновения связанного состояния с энергией связи $E = -E_0 \neq 0$ является существование хотя бы одного отрицательного собственного значения фурье-образа энергии взаимодействия[1]. Это условие выполняется для вырожденного ядра (1), имеющего четыре собственные функции, две четные и две нечетные относительно преобразования $\boldsymbol{k} \leftrightarrow -\boldsymbol{k}$. К связанному состоянию приводят лишь четные функции, одной из которых и соответствует отрицательное собственное значение. Эта функция, имеющая линию нулей в области определения импульса относительного движения пары, в пределе $r_0 \to 0$ при

$w_0 = \text{const}$ переходит в кусочно-постоянную функцию

$$\varphi_1(\boldsymbol{k}) = \pm\frac{1}{\sqrt{\Xi}} \cdot \sqrt{\frac{\Xi_\mp}{\Xi_\pm}} \ , \qquad \boldsymbol{k} \in \Xi_\pm \ , \tag{4}$$

определяемую ее средними значениями в областях знакопостоянства. Вторая собственная функция, соответствующая положительному собственному значению, в пределе $r_0 \to 0$ при $w_0 = \text{const}$ переходит в

$$\varphi_2(\boldsymbol{k}) = \frac{1}{\sqrt{\Xi}} \ . \tag{5}$$

Обе функции, $\varphi_1(\boldsymbol{k})$ и $\varphi_2(\boldsymbol{k})$, нормированы на единицу и ортогональны друг другу.

4. Определенное в результате рассматриваемого предельного перехода положительное собственное значение имеет вид $\lambda_2 = 1/w_0\Xi$, тогда как другое, λ_1, оставаясь, как и прежде, отрицательной величиной, устремляется к бесконечности, $\lambda_1 \to -\infty$, приводя к отсутствию связанного состояния. Таким образом, сделанное ранее предположение о том, что связанное состояние с энергией $-E_0 \neq 0$, все же существует, требует выполнения дополнительного условия, налагаемого на отрицательное собственное значение в пределе $r_0 \to 0$, а именно, это собственное значение должно быть конечной величиной, соответствующей заданной энергии $-E_0$. Если представить вырожденное ядро (1) в виде спектрального разложения Гильберта-Шмидта по системе его собственных функций (4) и (5),

$$U(\boldsymbol{k} - \boldsymbol{k'}) = \sum_{s=1}^{2} \frac{\varphi_s(\boldsymbol{k})\varphi_s^*(\boldsymbol{k'})}{\lambda_s} \ , \tag{6}$$

и разложить волновую функцию относительного движения пары по этой системе функций, то интегральное уравнение (3) сводится к конечной системе линейных однородных уравнений, условие нетривиальной совместности которой определяется как

$$\det\{\lambda_s\delta_{ss'} - G_{ss'}(E)\} = 0 \ , \tag{7}$$

где запаздывающая функция Грина записана в представлении, образованном функциями $\varphi_s(\boldsymbol{k})$.

Уравнение (7), имеющее в данном случае одну неизвестную λ_1, дает в результате конечное значение отрицательного собственного значения, соответствующего энергии связи E_0.

С помощью найденных таким образом собственных значений и собственных функций, уже не содержащих r_0, может быть построено новое ядро, приближенно описывающее взаимодействие между частицами. Используя для подобного построения разложение Гильберта-Шмидта (6), получаем симметричное вырожденное кусочно-постоянное ядро, характеризуемое тремя параметрами, являющимися постоянными значениями этого ядра, когда импульсы $\boldsymbol{k}$ и $\boldsymbol{k'}$ принадлежат одной и той же области Ξ_+ или Ξ_- (U_{++} и U_{--}, соответственно) или разным областям (U_{+-}).

В пределе слабой связи $w_0 g << 1$ (при малых значениях энергии связи E_0) наличие PFC приводит к логарифмической особенности в компонентах функции Грина $G_{ss'}(E)$, в результате чего входящие в них интегралы могут быть представлены в виде суммы сингулярной и регулярной частей, последней из которых при условии $w_0 g << 1$ можно пренебречь. Учитывая тот факт, что PFC пересекает границу, разделяющую Ξ_+ и Ξ_-, и, следовательно, принадлежит как Ξ_+ (с относительной долей β), так и Ξ_- (с относительной долей $1-\beta$), элементы, определяющие ядро оператора взаимодействия, можно записать в виде

$$\begin{aligned} U_{++} &= w_0[1-(1-\alpha)^2/D] \ , \ U_{--} = w_0[1-\alpha^2/D] \ , \\ U_{+-} &= w_0[1+\alpha(1-\alpha)/D] \ , \end{aligned} \tag{8}$$

где $2D \equiv [(\alpha-\beta)^2 + 2\beta(1-\beta)]$, $\alpha = \Xi_+/\Xi$.

Уравнение самосогласования переписывается в виде системы интегральных уравнений, определяющих средние значения параметра порядка внутри соответствующих областей Ξ_+ и Ξ_-:

$$\begin{cases} (w_0\psi_+ - c_+)\Delta_+ + \Delta_- = 0 \ , \\ \Delta_+ + (w_0\psi_- - c_-)\Delta_- = 0 \ , \end{cases} \tag{9}$$

где обозначено $c_+ = U_{--}/U_{+-}$, $c_- = U_{++}/U_{+-}$, а функции $\psi_\pm$, определенные как $\psi_\pm = w_0 f_\pm/2DU_{+-}$ не зависят от константы связи w_0. Интегралы $f_\pm$ имеют логарифмические особенности при малых $\Delta_\pm$, обусловленные участками PFC в областях знакопостоянства параметра порядка $\Delta(\boldsymbol{k})$.

При отталкивательном взаимодействии система уравнений (9) имеет нетривиальное решение, которому соответствуют вещественные $\Delta_\pm$ противоположных знаков.

[1] В. И. Белявский, Ю. В. Копаев, В. М. Софронов, С. В. Шевцов, *ЖЭТФ* **124**, 1149 (2003).

[2] V. I. Belyavsky, Yu. V. Kopaev, *Phys. Rev.* B **67**, 024513 (2003); *Phys. Lett.* A **322**, 244 (2004).

[3] А. И. Базь, Я. Б. Зельдович, А. М. Переломов. *Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике.* "Наука", М., 1971.

[4] В. И. Белявский, Ю. В. Копаев, Ю. Н. Тогушова, С. В. Шевцов, *ЖЭТФ* **126**, 672 (2004).

Universal Cause of High-Tc Superconductivity and Anomalous Behavior of Heavy Fermion Metals

V.R. Shaginyan
Petersburg Nuclear Physics Institute, Russian Academy of Sciences, Gatchina, 188300, Russia

It is widely believed that unusual properties of the strongly correlated liquids observed in the high-temperature superconductors, heavy-fermion (HF) metals, 2D 3He and etc., are determined by quantum phase transitions. Therefore, direct experimental studies of relevant quantum phase transitions are of crucial importance for understanding the physics of the high-temperature superconductivity and strongly correlated systems. In case of the high-temperature superconductors, these experiments are difficult to carry out, because at low temperatures the corresponding critical point is occupied by the superconductivity. On the other hand, experimental data on the behavior of strongly correlated Fermi liquids, such as the electronic system of HF metals, can help to illuminate both the nature of this point and the nature of the phase transition. Therefore, it is of crucial importance to carry out simultaneously studies of both the high-Tc superconductivity and the anomalous behavior of HF metals.

The main features of fermion condensation quantum phase transition (FCQPT), which are distinctive in several aspects from that of conventional quantum phase transition (CQPT), are considered. We show that in contrast to CQPT, whose physics in quantum critical region is dominated by thermal and quantum fluctuations and characterized by the absence of quasiparticles, the physics of a Fermi system near FCQPT or undergone FCQPT is controlled by the system of quasiparticles resembling the Landau quasiparticles. Contrary to the Landau quasiparticles, the effective mass of these quasiparticles strongly depends on the temperature, magnetic fields, density, etc. This system of quasiparticles having general properties determines the universal behavior of the Fermi system in question [1].

Using the theory of the high temperature superconductivity based on the fermion condensation quantum phase transition [2], we show that neither the d-wave pairing symmetry, nor the pseudogap phenomenon, nor the presence of the Cu-O_2 planes are of importance for the existence of the high-Tc superconductivity [3]. We show that at low temperatures the normal state recovered by the application of a magnetic field larger than the critical field can be viewed as the Landau Fermi liquid induced by the magnetic field. In this state, the Wiedemann-Franz law and the Korringa law are held and the elementary excitations are the Landau Fermi liquid quasiparticles. Contrary to what might be expected from the Landau theory, the effective mass of quasiparticles depends on the magnetic field [4]. The recent experimental verifications of the Wiedemann-Franz law in heavily hole-overdoped, overdoped and optimally doped cuprates and the verification of the Korringa law in the electron-doped copper-oxide superconductor strongly support the existence of fermion condensate in high-Tc metals. The behavior of quasiparticles in the superconducting state is considered. This behavior coincides with the behavior of Bogoliubov quasiparticles, whereas the maximum value of the superconducting gap and other exotic properties are determined by the presence of the fermion condensate [2,3,4]. All these observations are in good agreement with recent experimental facts. The main features of a room-temperature superconductor are considered.

The behavior of the electronic system of HF metals is considered. We show that the behavior of the system can be also understood within the framework of theory based on FCQPT. At finite temperatures T, the system demonstrates the anomalous, or non-Fermi liquid behavior, which can be converted into the Landau Fermi liquid behavior by the application of magnetic fields B. We demonstrate that the effective mass diverges at the very point that the Neel temperature goes to zero. The B-T phase diagram of the electron system is studied. We demonstrate that this B-T phase diagrams has a strong impact on the main properties of heavy-fermion metals such as the magnetoresistance, resistivity, specific heat, magnetization, volume thermal expansion, etc [5].

Analyzing recent experimental data on the high temperature superconductivity and heavy fermion metals, we show that these facts can be understood within the theory of strongly correlated electron liquid based on FCQPT. Thus, FCQPT can be viewed as a universal cause of the high-temperature superconductivity and the anomalous behavior of heavy fermion metals. Finally, our general consideration suggests that FCQPT and the emergence of novel quasiparticles at FCQPT and behind FCQPT and resembling the Landau quasiparticles are qualities intrinsic to strongly correlated substances.

1. V.R. Shaginyan, J.G. Han, J. Lee, Phys. Lett. A329, 108 (2004).
2. V.R. Shaginyan, Physica B 312-313, 413C (2002).
3. M.Ya. Amusia, V.R. Shaginyan, JETP Lett. 76, 651 (2002).
4. M.Ya. Amusia, V.R. Shaginyan, Phys. Lett. A315, 288 (2003).
5. V.R. Shaginyan, JETP Lett. 79, 286 (2004); JETP Lett. 80, 263 (2004).

Сверхпроводимость пар отталкивающихся частиц с большим суммарным импульсом

С. В. Шевцов
Государственный педагогический университет, Воронеж, 394043, Россия

Сверхпроводящий параметр порядка, возникающий при спаривании носителей заряда с большим импульсом пары при экранированном кулоновском отталкивании, найден как функция импульса относительного движения пары. Параметр порядка меняет знак на некоторой линии внутри кинематически разрешенной области. Сверхпроводимость возникает уже при сколь угодно малой величине константы связи при выполнении условия зеркального нестинга. Исследована температурная зависимость параметра порядка.

1. Уравнение самосогласования, определяющее сверхпроводящий параметр порядка $\Delta(\boldsymbol{k})$, обусловленный спариванием частиц с большим суммарным импульсом $\boldsymbol{K}$ и импульсом относительного движения $\boldsymbol{k}$ при температуре T, может быть записано в виде

$$\Delta(\boldsymbol{k}) = -\frac{1}{2}\sum_{k'\in\Xi}\frac{U(\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k'})\Delta(\boldsymbol{k'})}{\sqrt{\xi^2(\boldsymbol{k'})+\Delta^2(\boldsymbol{k'})}}\,h(\boldsymbol{k'},T), \qquad (1)$$

где $U(\boldsymbol{\kappa})$ - матричный элемент потенциала эффективного взаимодействия частиц, составляющих пару. Температурный фактор в уравнении самосогласования имеет вид

$$h(\boldsymbol{k},T) = \tanh\left(\frac{\sqrt{\xi^2(\boldsymbol{k})+\Delta^2(\boldsymbol{k})}}{2T}\right), \qquad (2)$$

где $\xi(\boldsymbol{k'})$ – энергия относительного движения пары. Суммирование в (1) производится по всей кинематически разрешенной области Ξ, в которой и определен SC параметр порядка.

При решении уравнения самосогласования удобно перейти к безразмерным величинам, используя в качестве характерных масштабов энергии и длины константы r_0 и U_0, которые в случае экранированного кулоновского потенциала имеют смысл радиуса экранирования и характерной кулоновской энергии, соответственно. Таким образом, энергия U_0 определяет масштаб величин $\Delta(\boldsymbol{k})$, $\xi(\boldsymbol{k})$ и T, импульс измеряется в единицах r_0^{-1}, размерность матричного элемента равна $U_0 r_0^2$.

Если область кинематического ограничения достаточно мала, то в матричном элементе можно оставить первые два члена его разожения в степенной ряд по импульсу, передаваемому при рассеянии, и перейти к вырожденному ядру

$$U(\boldsymbol{\kappa}) = 2\pi[1-\kappa^2/2], \qquad (3)$$

которое имеет четыре характеристических числа, три из которых положительны, тогда как четвертое отрицательно.[1]

2. Зависимость параметра порядка от импульса относительного движения пары имеет вид

$$\Delta(\boldsymbol{k}) = a + (\boldsymbol{\chi}\boldsymbol{k}) - bk^2, \qquad (4)$$

где a и b - некоторые коэффициенты, а $\boldsymbol{\chi}$ - постоянный вектор. Таким образом, решение уравнения самосогласования повторяет зависимость вырожденного ядра (3) от импульса и сводится к определению параметров a, b и $\boldsymbol{\chi}$, являющихся решением системы интегральных уравнений, вытекающей из сравнения коэффициентов при одинаковых степенях $\boldsymbol{k}$.

Сверхпроводящий параметр порядка меняет свой знак при некотором $k = k_0$, и может быть записан как

$$\Delta(k) = b(k_0^2 - k^2). \qquad (5)$$

Параметр b характеризует энергетический масштаб сверхпроводящей щели, а k_0 определяет радиус окружности в импульсном пространстве, на которой энергетическая щель обращается в нуль. В обсуждаемом здесь случае отталкивательного взаимодействия обращение в нуль сверхпроводящего параметра порядка имеет место в пределах области Ξ, поскольку при $U(\boldsymbol{\kappa}) > 0$ уравнение самосогласования заведомо не имеет знакопостоянных решений.

Благодаря наличию отрицательного характеристического числа ядра (3), решение уравнения самосогласования существует для любых конечных значений параметров потенциала (3), поскольку замкнутое уравнение для определения параметра k_0^2 всегда имеет решение $k_0^2 < 1/2$.[2] В случае малых b решение может быть представлено в виде

$$b = \exp\left(-\frac{P_1}{A_1 - A_0 k_0^2}\right), \qquad (6)$$

где параметры в показателе экспоненты являются решением системы алгебраических уравнений (дробь в показателе экспоненты положительна). Выражение (6) полностью определяет зависимость энергетической щели от импульса относительного движения пары при $T = 0$. Характерным масштабом энергетической щели (6) является энергия U_0, этой же энергией определяется и эффективная константа связи.

Окружность $k = k_0$ пересекает контур Ферми в пределах области Ξ. Величина сверхпроводящей щели при $T = 0$ экспоненциально возрастает с увеличением длины участков контура Ферми ("парного" контура Ферми), принадлежащих. при выполнении условия зеркального нестинга,[3] области Ξ. Кроме того,

щель экспоненциально возрастает с увеличением степени анизотропии парного контура Ферми.

3. Температурная зависимость параметра порядка исследована в двух предельных случаях: $T \to 0$ и $T \to T_C$, где T_C – температура сверхпроводящего перехода.

Параметры сверхпроводящей щели определяются той же системой уравнений, что и в случае $T = 0$, но с коэффициентами, зависящими от температуры. При $T \to 0$ имеем

$$k_0(\tau) = k_0(0) + \gamma_1 \tau^3, \quad b(\tau) = b(0) - \gamma_2 \tau^3, \qquad (7)$$

где безразмерная температура $\tau = 2T/U_0$, γ_1 и γ_2 - коэффициенты, второй из которых существенно положителен.

При $T \to T_C$ $(\tau \to \tau_C)$

$$b(\tau) \sim \sqrt{1 - \tau/\tau^*}, \quad k_0(\tau) = k_0(\tau^*) + \gamma_3(\tau^* - \tau), \quad (8)$$

где τ_C определяется из линеаризованного уравнения самосогласования и имеет смысл безразмерной температуры фазового перехода, γ_3 - некоторый коэффициент, определяемый (как и коэффициенты γ_1 и γ_2) из соответствующей системы алгебраических уравнений.

4. Необходимым условием существования нетривиального решения уравнения самосогласования при отталкивательном взаимодействии является наличие у ядра оператора взаимодействия хотя бы одного отрицательного собственного значения. Выполнение подобного условия в случае неотрицательного ядра оказывается возможным, если потенциал взаимодействия частиц в реальном пространстве принимает отрицательные значения в пределах хотя бы ограниченной области. Таким свойством обладает, например, экранированный кулоновский потенциал в ферми-системе, испытывающий, благодаря наличию контура Ферми, на больших (по сравнению с радиусом экранирования) расстояниях фриделевские осцилляции.

Само по себе наличие отрицательного собственного значения ядра еще не является достаточным условием возникновения связанного состояния пары. Необходимо, чтобы это собственное значение было достаточно малым по абсолютной величине. Малость амплитуды фриделевских осцилляций, по-видимому, исключает возможность возникновения связанных состояний в трехмерной ферми-системе, тогда как в квазидвумерной системе можно ожидать, в том числе благодаря особенностям двумерного экранирования, что уже в достаточно мелкой потенциальной яме возникнет хотя бы один локальный уровень. Поэтому сверхпроводящий порядок при отталкивании, скорее всего, присущ именно квазидвумерным системам.

При большом суммарном импульсе пары кинематически разрешенная область Ξ импульсного пространства, соответствующая импульсам относительного движения, сравнительно мала. Поэтому малым импульсам относительного движения соответствуют большие относительные расстояния между частицами в паре, приходящиеся как раз на область фриделевских осцилляций. В связи с этим отметим, что при спаривании с нулевым суммарным импульсом, когда импульсы относительного движения совпадают с импульсами частиц и приблизительно равны фермиевскому импульсу k_F, существенной для взаимодействия между частицами областью реального пространства является область $r \lesssim k_F^{-1}$, в которой экранированный кулоновский потенциал определенно имеет положительный знак.

Важнейшим условием существования нетривиального решения при спаривании с большим суммарным импульсом является зеркальный нестинг, благодаря которому возникает парный контур Ферми. Благодаря зеркальному нестингу сверхпроводящая неустойчивость может возникать уже при сколь угодно малой величине отталкивательного взаимодействия. В квазидвумерных системах, таких, как ВТСП купраты, условие зеркального нестинга (по крайней мере, приближенно) естественным образом может выполняться при некоторых определенных суммарных импульсах пары $\boldsymbol{K}$. Отклонение от зеркального нестинга в конечном итоге приводит к подавлению сверхпроводящего спаривания.[4] Выход за рамки приближения точечного потенциала, то есть учет экранированного кулоновского взаимодействия, имеет следствием существенное ослабление такого подавления.

Сверхпроводящий параметр порядка меняет знак на некоторой линии (дугах окружности радиуса k_0), пересекающей парный контур Ферми, от степени анизотропии которого существенно зависит амплитуда параметра порядка (при совпадении парного контура Ферми с окружностью $k = k_0$ нетривиальное решение отсутствует). Сильная анизотропия электронного (дырочного) закона дисперсии в окрестности уровня Ферми присуща ВТСП купратам, как это, например, следует из экспериментов по фотоэмисси с угловым разрешением;[5] так, компоненты фермиевской скорости могут отличаться более, чем на порядок.[6]

---

[1] В.И. Белявский, Ю.В. Копаев, Ю.Н. Тогушова, С.В. Шевцов, *ЖЭТФ* **126**, 672 (2004).

[2] В.И. Белявский, Ю.В. Копаев, В.М. Софронов, С.В. Шевцов, *ЖЭТФ* **124**, 1149 (2003).

[3] V.I. Belyavsky, Yu.V. Kopaev, *Phys. Rev.* B **67**, 024513 (2003); *Phys. Lett.* A **322**, 244 (2004).

[4] В.И. Белявский, В.В. Капаев, Ю.В. Копаев, *Письма в ЖЭТФ* **76**, 51 (2002).

[5] A. Damascelli, Z. Hussain, Z.-X. Shen, *Rev. Mod. Phys.* **75**, 473 (2003).

[6] M. Chiao, R. W. Hill, C. Lupien, L. Taillefer, P. Lampert, R. Gagnon, P. Fournier. Phys. Rev. B **62**, 3554 (2000).

Сверхпроводимость электронов в устойчивых конфигурациях полей двумерной решетки ионов

Л.Ю. Щурова
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Сформулирован подход к изучению когерентных состояний в ВТСП, основанный на том, что когерентные состояния электронов определяются топологическими свойствами полей ионной решетки. Показано, что на квазидвумерной решетке ионов, обладающей магнитными свойствами, существуют устойчивые в глобальном пространстве полевые конфигурации, неразрушимые вследствие флуктуаций полей и взаимодействий с электронами. Система делокализованных электронов, движущихся в полях устойчивых конфигураций, приобретает сохраняющиеся моменты, симметрия которых согласована с симметрией устойчивой конфигурации полей ионов, и является когерентной. Получены когерентные p- и d-состояния электронной системы, из них d-состояния обладают сверхпроводящими свойствами .

Изучаются когерентные состояния электронов в твердом теле, имеющем квазидвумерную решетку ионов и обладающем магнитными свойствами (примером таких материалов являются лантановые, иттриевые ВТСП). В рассмотренной модели когерентные состояния электронной системы являются следствием существования устойчивых в глобальном пространстве неоднородных конфигураций полей ионов.

Исследования разделены на два этапа. На первом этапе рассматривается двумерная решетка ионов (атомов) со спинами, но без делокализованных электронов. Предполагается, что спины ионов ориентированы таким образом, что локально, в окрестности каждого иона существует ближний ферромагнитный порядок. Дополнительно к ближнему ферромагнитному имеется антиферромагнитное упорядочение на дальних расстояниях. При этом ферромагнитное и антиферромагнитное упорядочение не разрушают друг друга, но сосуществуют, подобно их сосуществованию в несоразмерной фазе. Рассмотренные нами глобальные (существующие на всей ионной решетке) полевые кофигурации помимо магнитных моментов, формирующих ферромагнитное и антиферромагнитное упорядочение, включают дополнительные моменты, симметрия которых соответствует симметрии орбитального момента.

В нашей модели магнитные моменты ионов описываются двумя скалярными полями. Кроме двух скалярных полей полевые конфигурации включают еще одну независимую компоненту – векторное поле, описывающее моменты с симметрией орбитального момента.

В рамках топологического подхода устойчивая полевая конфигурация определяется геомерией физического пространства и геометрией пространства полей (геометрией внутреннего пространства): полевая конфигурация является устойчивой в глобальном пространсве и имеет конечную энергию, если непрерывное отображение физического пространства во внутреннее нетривиально.

В нашей задаче (2+1)-мерное физическое пространство содержит две пространственные компоненты (двумерная решетка ионов) и одну временную компоненту. Мы предполагаем, что на границе физического пространства поля принимают одно и то же значение (что соответствует граничным условиям Борна-Кармана) и временная эволюция полей – циклическая. Поэтому в рассматриваемой задаче (2+1)-мерное физическое пространство компактифицируется в пространство трехмерной сферы $S^3_{\text{физ.}}$

Внутреннее пространство полей магнитной системы традиционно связывают с пространством трехпараметрической группой вращения .SO(3) [1]. Мы предположили, что полной группой симметрии скалярных и векторных полей в рассматриваемой задаче является группа SU(2), пространство которой представляет двукратное накрытие группы SO(3): SO(3)= SU(2)/Z(2). Элементы SU(2) группы образуют внутреннее пространство – поверхность трехмерной сферы S^3.

Действительно, имеются нетривиальные отображения физического пространства S^3 во внутреннее пространство полей S^3, которые образуют гомотопическую группу $\pi_3(S^3)=q$, где q=1, 2, 3… Из этого следует, что для исследуемой модельной системы имеется множество неоднородных в глобальном пространстве устойчивых полевых конфигураций, каждая из которых характеризуется своим топологическим числом поля q, являющимся элементом гомотопической группы, $q\in\pi_3(S^3)$, и имеет собственную энергию E^q . Однородная полевая конфигурация, соответствующая тривиальному отображению физического пространства во внутреннее и характеризующаяся топологическим числом q=0 может непрерывно затухать во времени вследствие флуктуаций. Но неоднородные в пространстве полевые конфигурации с отличными от нуля значениями топологического числа поля q являются значительно более устойчивыми к флуктуациям и внешним возмущений, так как для их раз-

рушения требуется перестройка полей во всем физическом пространстве.

В нашей модели компоненты векторов намагниченности, формирующих ферромагнитное и антиферромагнитное упорядочение, описываются скалярными полями $\Phi=\{\Phi^a,\ a=1,2\}$, (a – индекс внутреннего пространства, пространства полей), и принимают значение в подпространстве S^2 пространства S^3 полной группы симметрии полей. Векторные поля $A_\mu=\{A^a_\mu,\ \mu=r,\varphi,t\ ,\ a=1,2,3\}$(μ – координата физического пространства), формирующие моменты с симметрией орбитального момента, принимают значения в алгебре SU(2) группы.

Уравнения движения (полевые уравнения) для скалярных и векторных полей рассматриваемой системы калибровочно инвариантны. Но лагранжиан, включающий массивный топологический член Черна-Саймонса, а также действие и функционал энергии зависят от калибровки и являются многозначными. Многозначность действия является следствием того факта, что в рассматриваемой модели возможны различные устойчивые полевые конфигураций, каждая из которых характеризуется своим топологическим числом поля q. Однако действие изменяется при калибровочных преобразованиях на целое кратное величины 8πμ/g (μ имеет размерность массы, g – положительный безразмерный параметр модели) и для фиксированной полевой конфигурации со своим топологическим числом q действие полевой системы является однозначным. Такая кофигурация характеризуется конечным и однозначным значением собственной энергией E^q . При этом действие и собственная энергия полевой конфигурации достигает минимума при условии

$$F^a_{\mu\nu}=\varepsilon_{\alpha\mu\nu}D^\alpha\Phi^a,$$

где $F^a_{\mu\nu}=\partial_\mu A^a_\nu-\partial_\nu A^a_\mu-\left[A^c_\mu,A^в_\nu\right]$ - напряженность поля, $\varepsilon_{\alpha\mu\nu}$ - антисимметричный тензор, $D^\alpha\Phi^a=\partial^\alpha\Phi^a+\left[A^в_\mu,\Phi^c\right]$ - ковариантная производная скалярного поля.

Мы получили, что при $q=1$ конфигурации, для которых векторные поля $A^a_t=A^a_r=0\ (a=1,2,3)$ и $A^1_\varphi=A^2_\varphi=0$, но $A^3_\varphi=A^q=\pm i/2diag(-q,q)$, и все напряженности $F_{\mu\nu}=0$, имеют наименьшую энергию.

На втором этапе мы включили в рассмотрение электроны, делокализованные на решетке ионов. По нашим оценкам в полной энергии, которая есть сумма энергии электронов и энергии полей ионов, доля электронной энергии может составлять величину ~10%. Поэтому в рассматриваемой модели система электронов, делокализованных на двумерной решетке ионов не разрушает структуру глобальной полевой конфигурации. Но электроны могут “подстроить” свое движение в полях устойчивых конфигураций таким образом, что их полная энергия понижается. Действительно, состояние электронной системы существенно изменяется вследствие того, что система электронов, движущихся в полях ионов, приобретает сохраняющиеся моменты, симметрия которых согласована с симметрией полей устойчивой конфигурации, и вся система делокализованных электронов становится когерентной. Оператор углового момента электронной системы, удовлетворяющий калибровочно инвариантному гамильтониану

$$H=\left(-1/2m\right)D^2+V(r),$$

(где $D=\partial-iqA^q$) и системе коммутационных соотношений для операторов D и r, аналогичной системе коммутационных соотношений для ∂ и r, имеет форму $L=-i\left[r,D\right]-qr/\left|r\right|$.

Поэтому $LL=-\left[r,D\right]^2+q^2$

и

$$H=-\frac{1}{2m}\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2}+\frac{2}{r}\frac{\partial}{\partial r}\right)+\frac{l(l+1)-q^2}{2mr^2}+V(r),$$

где $l(l+1)$ – собственные значения оператора LL. Из последнего выражения для H следует, что собственные значения l орбитального момента электронной системы связаны с топологическим числом q устойчивой полевой конфигурации: $l=q,\ q+1,\ q+2$..

Для движущихся электронов орбитальный момент L и спиновый момент S не сохраняются отдельно, но сохраняется полный момент , равный векторной сумме орбитального и спинового моментов: $J=L+S$. Также сохраняется проекция M углового момента на ось квантования. Пара собственных значений j и m идентифицируют когерентное состояние электронной системы, которое описывается параметром порядка. Так параметр порядка p-состояния электронной системы $(l=1,\ s=0)$ определяется одним вектором z^k: $B_{ij}=\varepsilon_{ijk}z^k exp(i\varphi)$ при $j=1,\ m=0$. Параметр порядка d-состояния $(l=2,\ s=0)$ включает два вектора: $B_{ij}=z_i(x_j+iy_j)+z_j(x_i+iy_i)$ при $j=2,\ s=0$.

Анализ граничных условий показывает, что когерентное p-состояние существует только в объеме среды. Но когерентное d-состояние существует не только в объеме среды, но и на ее границе и характеризуется незатухающими токами, имеющими свойства сверхпроводящих токов [2].

1. А. М. Поляков. Калибровочные поля и струны. ИТФ им. Л. Д. Ландау, 1995.

2. L.. Shchurova. Physica C, to be published.

Секция Р.
Физические свойства ВТСП

Нейтронография проникновения магнитного поля в тонкие пленки ВТСП

В.Л. Аксенов[1, 2], В.В. Лаутер-Пасюк[1, 3, 4], Х. Лаутер[4]
[1] *Объединенный институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Московской обл.*
[2] *Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, 119992, г. Москва*
[3] *Университет Мюнхена, D-85747, Гархинг, ФРГ*
[4] *Институт им. Лауэ-Ланжевена, BP 156, F-38042, Гренобль, Франция*

Рассмотрены результаты нейтронографических измерений глубины проникновения λ и параметров вихревых решеток в тонких пленках ВТСП $YBa_2Cu_3O_7$ в параллельном поверхности магнитном поле.

Повышенное внимание к тонким пленкам высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) обусловлено тем, что именно с ними связаны наиболее перспективные применения ВТСП в электронике. Вместе с тем они представляют собой интересный пример систем с пониженной размерностью для изучения магнитного отклика, а также эволюции вихревых структур. В этом случае методы нейтронографии приобретают особое значение, как прямые методы наблюдения пространственного распределения магнитного потока и конфигурации вихрей. В последние годы значительный прогресс, в том числе в Дубне, был достигнут в нейтронографии с использованием поляризованных нейтронов в скользящей геометрии, когда изучаются отражение и рассеяние нейтронов вблизи критического угла.

Исходным методом является рефлектометрия поляризованных нейтронов (РПН), которая позволяет изучать распределение магнитного потока в пленке по глубине, а также вблизи поверхности и на границах раздела. По сравнению с другими методами РПН чувствителен к форме магнитного профиля, а не к интегральному потоку, что позволяет говорить о РПН, как о прямом методе измерения магнитных характеристик сверхпроводников. В наших работах [1] была предложена оригинальная схема эксперимента: поляризованные нейтроны отражались не только от поверхности пленки со стороны границы с воздухом, как обычно, но и со стороны границы с подложкой. В этом случае можно использовать эффект разницы коэффициентов отражения, который особенно сильно проявляется в спиновой асимметрии: $SA = (R^+ - R^-)/(R^+ + R^-)$, где R^+ и R^- – коэффициенты отражения, знаки плюс и минус относятся к компонентам спинов нейтронов, параллельных и антипараллельных внешнему магнитному полю.

Схема рефлектометрического эксперимента показана на рис. 1.

Рис. 1.

Профиль магнитной длины рассеяния (МДЛ), показанный на нижней части рисунка, определяется несколькими факторами: глубиной проникновения λ, поверхностными барьерами и распределением вихрей при $H > H_{c1}$.

Задача измерения параметров вихревых решеток в тонких пленках обычными методами не решается из-за слабого рассеяния. Мы использовали [2] метод поверхностной дифракции – комбинацию РПН с дифракцией, когда пучок нейтронов падает на поверхность пленки под малым углом, незначительно превышающим критический угол. При этом нейтроны дифрагируют на вихревой решетке как на периодической структуре с периодом, равным расстоянию между вихрями в рядах. Такая постановка эксперимента позволяет усилить интенсивность рассеяния примерно в $2 \cdot 10^3$ раз и провести измерения.

Глубина проникновения

Глубина проникновения в ВТСП пленках измерялась многократно, в том числе, с помощью РПН, однако, до полного согласия различных данных еще далеко. Мы проанализировали различные эксперименты и попытались оптимизировать параметры как образцов, так и метода РПН применительно к данной проблеме. С этой целью нами были сделаны модельные расчеты, а также тщательный отбор и характеризация образцов.

Исследовались эпитаксиальные пленки $YBa_2Cu_3O_7$ на подложке $SrTiO_3$, *c*-ось была перпендикулярна поверхности ($\lambda = \lambda_{ab}$). Качество образцов

контролировалось с помощью атомно-силового микроскопа, рентгеновской и электронной дифракции. Нейтронные эксперименты проводились на реакторах ИБР-2 (ОИЯИ, Дубна) и HFR (ИЛЛ, Гренобль) в магнитных полях, параллельных пленке $H = 0.5$ кГс при 4.8К со стороны воздуха и $H = 0.3$ кГс при 2К со стороны подложки.

Когда внешнее магнитное поле приложено параллельно поверхности пленки, магнитный поток проникает с обеих сторон пленки с затухающей амплитудой. Предполагая, что затухание происходит по экспоненте, профиль магнитного потока внутри пленки толщиной d запишем в виде

$$B(x) = H \cosh\frac{2x-d}{2\lambda} \Big/ \cosh\frac{d}{2\lambda}, \qquad (1)$$

где x – расстояние от центра пленки до ее поверхности. Тогда профиль плотности длины рассеяния нейтронов можно представить формулой:

$$Nb(x) = Nb_n \pm cH \cosh\frac{2x-d}{2\lambda} \Big/ \cosh\left(\frac{d}{2\lambda}\right), \qquad (2)$$

где Nb_n – плотность ядерной длины рассеяния, $c = 2.31\cdot10^{-8}$ нм$^{-2}$/Гс.

На рис. 2 показан экспериментальный профиль плотности длины рассеяния для нейтронов со спинами, ориентированными по полю (пунктирная линия) и против поля (сплошная линия) для пленки с $d = 3000$ Å.

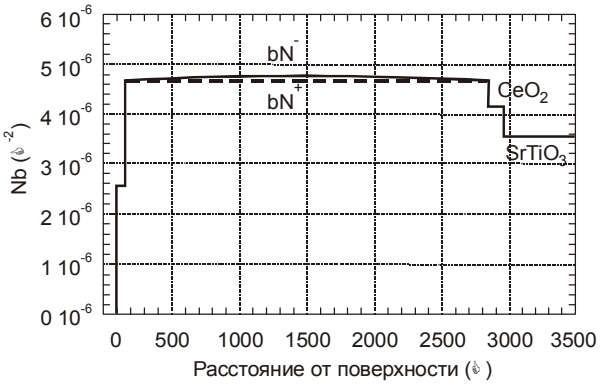


Рис. 2.

Используя (2), для лондоновской глубины проникновения λ_{ab} получены значения $\lambda_{ab} = 1400 \pm 100$ Å при рассеянии со стороны воздуха и $\lambda_{ab} = 1350 \pm 150$ Å со стороны подложки. Близкие значения были получены и для более тонких пленок.

Эволюция вихревых структур

Вихревые структуры хорошо изучены, когда поле приложено перпендикулярно пленке. Ситуация оказывается более сложной при параллельном поле, когда значение первого критического поля значительно выше по сравнению с геометрией эксперимента в перпендикулярном поле и методы прямой визуализации не применимы. Равновесная конфигурация вихрей и критический ток в пленке с параллельным магнитным полем впервые были рассчитаны В.В.Шмидтом в лондоновском пределе в 1969 г. Недавно [3] эта задача изучалась численно более детально при $T = 0$ для пленки толщиной, меньшей глубины проникновения. Было показано, что при определенных значениях магнитного поля в вихревой структуре возникает новое явление: при определенных значениях внешнего поля количество вихревых рядов увеличивается на единицу – дискретные перестройки вихревых рядов.

Экспериментальное подтверждение для ВТСП это предсказание получило в наших работах [4]. На рис. 3 показаны результаты модельных расчетов (рис. 3б) и экспериментальные данные (рис. 3 в) для магнитной длины рассеяния для пленки толщиной 2000 Å в случае двух и трех рядов вихрей, показанных на рис. 3 а. Для одного ряда качественная картина модельной МДЛ показана на рис. 1. Исследовались тонкие (2000 и 3000 Å) и ультратонкие (800 Å) пленки ВТСП $YBa_2Cu_3O_7$, ориентированные по c-оси в параллельных магнитных полях выше первого критического поля, методом рефлектометрии поляризованных нейтронов. Образцы охлаждались до 4К в нулевом

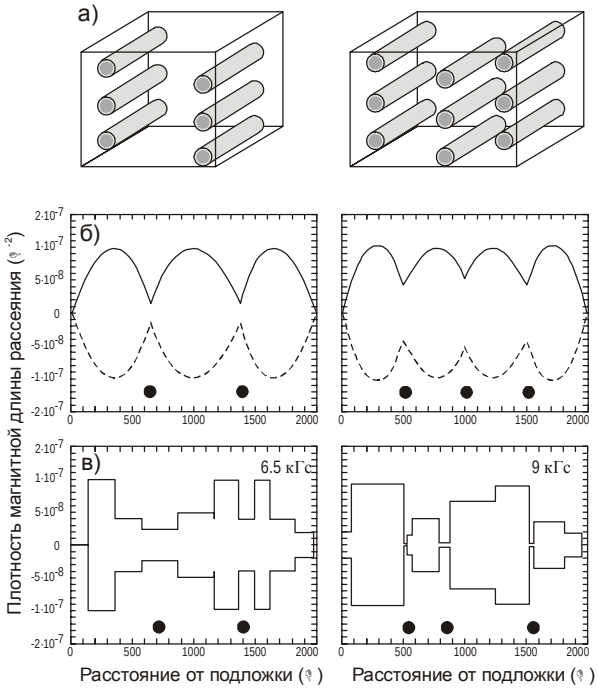


Рис. 3.

магнитном поле, затем внешнее магнитное поле H прикладывалось параллельно поверхности пленки от значений 1.5 до 12 кГс. Эксперименты проводи-

лись на реакторах ИБР-2 ОИЯИ и HFR ИЛЛ. Использована оригинальная геометрия рассеяния через подложку из $SrTiO_3$ размером 20×20 мм^2. Измерены магнитные профили и локальные намагниченности.

Намагниченность образца прямо пропорциональна МДЛ. Форма намагниченности состоит из двух частей: зависимости типа cosh из-за проникновения магнитного потока с обеих границ раздела и последовательности кинков от каждого ряда вихрей. Таким образом, РПН позволяет определить положение каждого ряда. На рис. 4 показана зависимость полной намагниченности пленки от H. Сплошная линия проведена через экспериментальные точки с использованием модельных расчетов [3], квадратики обозначают значения магнитного поля, при которых происходят дискретные перестройки, n – число вихревых рядов.

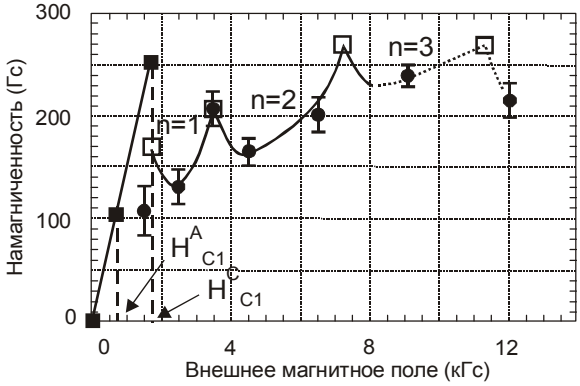


Рис. 4.

Прямая линия от начала координат на рис. 4 соответствует Мейснеровскому состоянию. Первое критическое поле H^A_{c1}=700 Гс обусловлено ограниченными размерами образца. Учет поверхностных барьеров сдвигает значение до H^C_{c1}=1.7 кГс. Однако, как видно из рис. 4, вихревой ряд возникает уже при поле $H = 1.5$ кГс, что ниже теоретической оценки. Это обусловлено тем, что теоретическая формула для H^C_{c1} получена для $d << \lambda$, а в нашем случае d порядка λ.

После падения из-за проникновения первого ряда вихрей намагниченность имеет минимум. Это свидетельствует о том, что только ограниченное число вихрей может проникать в пленку. Число вихрей в ряду возрастает при увеличении поля, приводя к повышению взаимодействия между вихрями. На рис. 4 это проявляется в возрастании намагниченности, что свидетельствует о нарастании сопротивления проникновению вихрей. Второе падение намагниченности возникает при появлении второго ряда вихрей при поле $H \approx 3.5$ кГс. Этот процесс продолжается при дальнейшем увеличении поля.

Расстояния между вихрями a_v в рядах были измерены нами с использованием дифракции поляризованных нейтронов в скользящей геометрии и с учетом диффузного рассеяния [2]. Такие эксперименты проведены впервые. Исследовалась пленка толщиной 2500 Å при тех же условиях проведения эксперимента, как и впредыдущих случаях при значениях магнитного поля 5, 7, 10 и 15 кГс. Первое критическое поле для образца $H_{c1} = 1.2$ кГс. Для $H = 5$ и 7 кГс рассеяние нейтронов достаточно слабое, чтобы получить надежные результаты. Для Для $H = 10$ и 15 кГс расстояние между вихрями a = 445 и 480 Å, что соответствует равновесным конфигурациям с 4 и 5 рядами вихрей.

Выводы

При $H < H_{c1}$ проведены прецизионные измерения лондоновской глубины проникновения в тонких пленках $YBa_2Cu_3O_7$ в параллельном поле. Актуальность таких измерений сохраняется. В частности, такая потребность отмечалась недавно в работе [5], где измерялся квант магнитного потока в связи с проверкой гипотезы спин-зарядового разделения. Наши данные подтверждают выводы работы [5] не в пользу этой гипотезы.

При $H_{c2} > H > H_{c1}$ экспериментально подтвержден новый для вихревых структур переход – дискретная перестройка вихревых рядов при увеличении магнитного поля. Это явление показывает «затрудненное» проникновение магнитного потока в тонкие пленки в параллельном поле, что вызвано ограниченностью размеров образца и пониженной размерностью.

Можно ожидать новых эффектов из-за пониженной размерности и в области $H_{c3} > H > H_{c2}$, где существует поверхностная сверхпроводимость.

1. В.Л.Аксенов, В.В.Лаутер-Пасюк, Х.Лаутер, П.Лайдерер, Е.И.Корнилов, А.В.Петренко. Поверхность. РСНИ, № 7 (1998) 10; Physica B **248** (1998) 166.

2. H.Lauter, V.Lauter-Pasyuk, M.Jernenkov, M.Meschke, A.Petrenko, M.Lorenz, V.Aksenov. Physica B (2004), в печати.

3. G.Garneiro. Phys. Rev. B 57 (1998) 6077.

4. V.Lauter-Pasyuk, H.J.Lauter, M.Lorenz, V.L.Aksenov, P.Leiderer. Physica B **267** (1999) 149; **276** (2000) 776.

5. J.C.Wynn, D.A.Bonn, B.W.Gardner, Yu-Ju Lin, Ruixing Liang, W.N.Hardy, J.R.Kirtley and K.A.Moler. Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 197002.

Ginzburg-Landau vortex lattice in bulk and film superconductors

Ernst Helmut Brandt
Max-Planck-Institut für Metallforschung, D-70506 Stuttgart, Germany

The Ginzburg-Landau (GL) theory [1] of 1950 is a very powerful phenomenological description of the thermodynamic and electrodynamic behavior of superconductors. In particular, the GL theory divides the superconducting materials into two groups: Type I superconductors (with GL parameter $\kappa < 0.707$) have positive energy of the wall separating normal conducting and superconducting domains, and type II superconductors (with $\kappa > 0.707$) have negative wall energy and are thus unstable with respect to the formation of inhomogeneities. By solving the GL equations, Abrikosov [2] showed that magnetic flux can penetrate type II superconductors in form of a lattice of vortices. For these discoveries Alexei A. Abrikosov and Vitalii L. Ginzburg were awarded the Nobel Prize in Physics in October 2003.

When a magnetic field H is applied parallel to a long type II superconductor, vortices start to penetrate when $\mu_0 H$ reaches the lower critical field $B_{c1} \approx \Phi_0(\ln\kappa + 0.5)/4\pi\lambda^2$, where $\Phi_0 = h/2e$ is the quantum of magnetic flux and λ the magnetic penetration depth. With increasing H the vortex density n and magnetic induction $B = n\Phi_0$ increase until the vortex cores overlap completely such that the bulk superconductvity vanishes at the upper critical field $\mu_0 H = B = B_{c2} = \Phi_0/2\pi\xi^2$, where $\xi = \lambda/\kappa$ is the GL coherence length. Abrikosov [2] obtained this qualitative picture by solving the linearized GL equations valid at large B near B_{c2} and the full GL equations at small $B \ll B_{c2}$ where the vortices are nearly isolated.

Approximate solutions of GL theory valid at all inductions where obtained by the circular cell method [3]. A very accurate and fast numerical method [4,5] uses a Fourier series ansatz for the periodic magnetic field B(x,y) and the order parameter $|\psi(x,y)|^2$ and obtains the Fourier coefficients by iteration. An example for these solutions is shown in Fig. 1 for the triangular vortex lattice with $\kappa = 5$ and vortex spacing $a = 4\lambda$ and 2λ, corresponding to $b = B/B_{c2} = 0.018$ and 0.072. The resulting magnetization curves in reduced units $h = \mu_0 H/B_{c2}$, $b = B/B_{c2}$, $m(b) = b - h(b)$ are shown in Fig. 2. It turns out that the old logarithmic approximation $-m = (1/4\kappa^2)\ln(0.36/b)$ applies only at very large $\kappa > 20$ in the small interval $1/2\kappa^2 < b < 0.01$ at very low (but not too low) inductions. Better fits for $\kappa > 20$ are given in [5]. For $\kappa < 20$ a very good fit to the exact h(b) which exactly satisfies the well known conditions $h(0) = h_{c1}$, $h'(0) = h''(0) = h''(1) = 0$, $h(1) = 1$, $h'(1) = 1 - p(\kappa)$ with $p(\kappa) = -dm/db|_{b=1} = 1/[(2\kappa^2 - 1)\beta_A + 1]$, $\beta_A = 1.15960$ (1.18034) for the triangular (square) vortex lattice, is (see dotted lines in Fig. 2):

$$h(b) = h_{c1} + c_1 b^3 / (1 + c_2 b + c_3 b^2)$$

$$\text{with } h_{c1} = B_{c1}/B_{c2} = [\ln\kappa + \alpha(\kappa)] / 2\kappa^2,$$

$$\alpha(\kappa) = 0.5 + (1 + \ln 2) / (2\kappa - 2^{1/2} + 2),$$

$$c_1 = (1 - h_{c1})^3 / (h_{c1} - p)^2,$$
$$c_2 = (1 - 3h_{c1} + 2p) / (h_{c1} - p),$$
$$c_3 = 1 + (1 - h_{c1})(1 - 2h_{c1} + p) / (h_{c1} - p)^2.$$

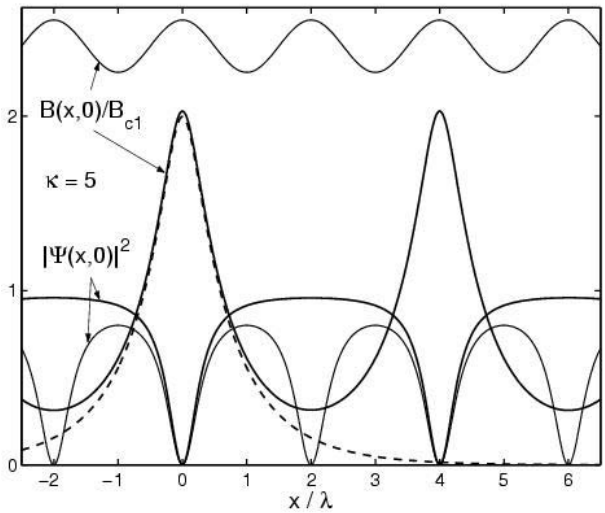
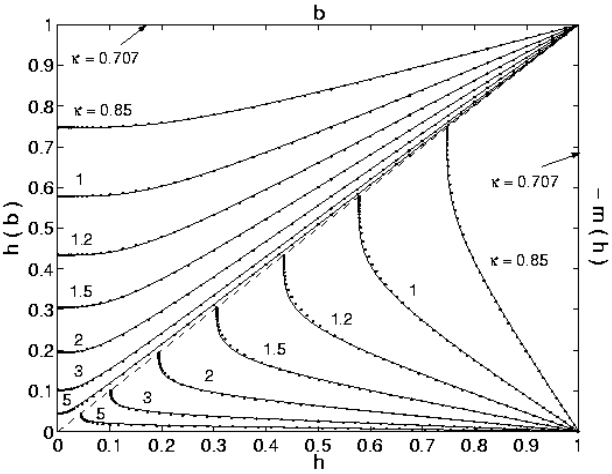


Fig. 1. Two computed profiles of the magnetic field B(x,y) and order parameter $|\psi(x,y)|^2$ of the triangular vortex lattice with spacings $a=4\lambda$ (solid lines) and $a=2\lambda$ (thin lines). The dashed lines show the magnetic field of an isolated vortex line.

Recently, the Fourier-series solution method [4,5] was extended [6] to the ideal periodic vortex lattice in infinite superconducting films of arbitrary thickness d put into a perpendicular magnetic field along z. Now $|\psi(x,y,z)|^2$ and $\mathbf{B}(x,y,z) = (B_x, B_y, B_z)$ depend on z. The GL free energy of a film contains also the energy of the magnetic stray field that is required to make $B_z(x,y,z)$ continuous across the surfaces $|z| = d/2$. As shown in Fig. 3, the magnetic field lines are now no longer parallel inside the superconductor but they widen near the surface to minimize the stray-field energy. For thick films with $d \gg \lambda$, the stray-field energy tends to a constant value. For thin films with $d \ll \lambda$, the modula-

tion of **B**(x,y,z) is small when the vortex spacing is smaller than the effective penetration depth $\Lambda = \lambda^2/d$. This means that, as expected, the magnetic field in very thin films is nearly uniform and equal to the applied field. Only at very small applied fields with $a > \Lambda$, the vortex fields can be distinguished. The GL and London



solutions for isolated vortices, and vortices with well separated cores, in thick and thin flims are given in [7].

Fig. 2. Computed magnetization curves –m(h) and h(b) of the triangular GL vortex lattice (solid lines), coinciding within line thickness with those of the square vortex lattice. The dots show the above fit.

The above computations apply to ideal periodic vortex lattices for all values of b, κ, and d. For low b <<1 and not to small κ >>1, the properties of arbitray arrangements of straight or curved vortex lines can be calculated from London theory by linear superposition of the magnetic fields. For small displacements from the ideal triangular vortex lattice, approximate GL solutions can be written, from which the linear elastic energy of the vortex lattice can be obtained. Interestingly, it turns out that the elasticity of the vortex lattice is highly nonlocal [8], i.e., the elastic moduli for compression (c_{11}) and tilt (c_{44}) are dispersive, while the shear modulus c_{66} is approximately independent of the wave vector k of the strain. This elastic nonlocality makes the vortex lattice very soft for short-wavelength-distortions and increases both its thermal fluctuations and its pinning by material inhmogeneities [8]. One has approximately for not too small inductions $b > 1/2\kappa^2$:

$$c_{66} \approx (B\Phi_0 / 16\,\pi\,\mu_0\lambda^2)\,(1\text{-}b)^2 \;<<\; c_{11}\,,$$
$$c_{11} \approx c_{44} \approx (B^2 / \mu_0) / [\,1 + k^2\,\lambda^2/(1\text{-}b)\,]\,.$$

In High-T_c Superconductors (HTS), the vortex lattice is further softened by the strong anisotropy of the magnetic penetration depth. In highly anisotropic layered superconductors, the superconducting layers can be nearly decoupled, and the tilt modulus of the perpendicular vortices ("pancake stacks") may be even smaller than the shear modulus.

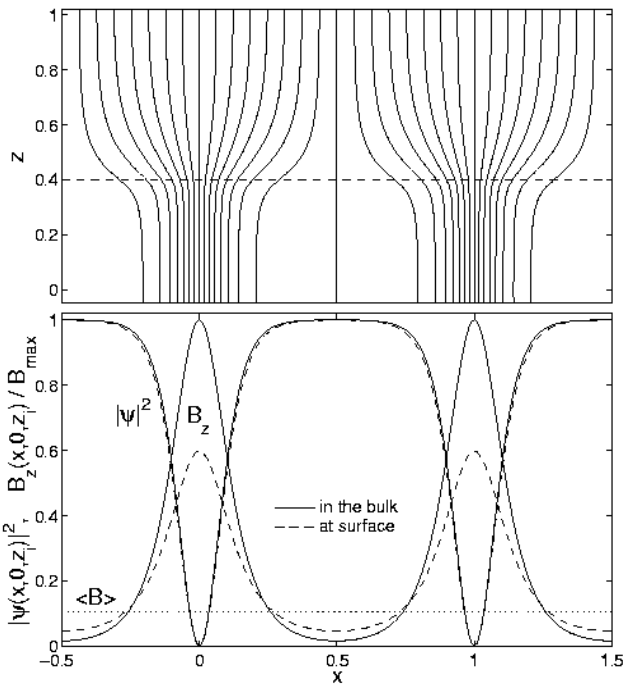


Fig. 3. The magnetic field lines (top) and profiles of the order parameter $|\psi(x,y,z)|^2$ and magnetic field $B_z(x,y,z)$ (bottom) for a superconducting thick film or half space, calculated from GL theory for induction b=0.04 and κ = 1.4, triangular vortex lattice with spacing a ≈10λ (a = unit length), film thickness d = 0.8a ≈ 8λ. Bottom: The solid lines show the profiles in the central plane z=0 (or in the bulk). The dashed lines show the profiles at the surfaces |z| = d/2. The dotted line marks the average induction B.

The perhaps most fascinating recent discovery [9] is that the "Josephson vortices" that run between the layers, can be decorated by "pancake vortices" that they attract and which indeed were observed [10] at the surface of layered HTS in form of dense vortex rows.

1. V. L. Ginzburg and L. D. Landau, Zh. Eksp. Teor. Fiz. 20, 1064 (1950).
2. A. A. Abrikosov, Zh. Eksp. Teor. Fiz. 32, 1442 (1957).
3. D. Ihle, phys. stat. sol b 47, 423 (1971); W. V. Pogosov, K. I. Kugel, A. L. Rakhmanov, and E. H. Brandt, Phys. Rev. B 64, 064517 (2001).
4. E. H. Brandt, Phys. Rev. Lett. 78, 2208 (1997).
5. E. H. Brandt, Phys. Rev. B 68, 054506 (2003).
6. E. H. Brandt, submitted to PRB (Sept. 2004).
7. G. Carneiro and E. H. Brandt, Phys. Rev. B 61, 6370 (2000).
8. E. H. Brandt, Rep. Prog. Phys. 58, 1465 (1995).
9. A. E. Koshelev, Phys. Rev. Lett. 83, 187 (1999).
10. A. Grigorenko et al., Nature 414, 728 (2001).

Vortex structures in tilted field in layered superconductors

A.I. Buzdin
Université Bordeaux I, CPMOH, U.M.R. 5798, 351 cours de la Libération, Talence Cedex, France

The intervortex interaction is investigated in very anisotropic layered superconductors in tilted magnetic field. In such a case, the crossing lattice of Abrikosov vortices (AVs) and Josephson vortices (JVs) appears. The interaction between pancakes vortices (PVs), forming the AVs, and JVs produces the deformation of the AV line. It is demonstrated that in the result of this deformation a long range attraction between AVs is induced. This phenomenon is responsible for the dense vortex chains formation. The vortex structure in weak perpendicular magnetic field is the vortex chain phase, when only a small part of JVs is occupied by AVs.

Vortex physics in layered superconductors occurred to be extremely rich and interesting. In moderately anisotropic superconductors, the tilted magnetic field leads to the formation of the vortices inclined towards the superconducting layers. The interaction between such tilted vortices happens to be quite unusual.

In the plane defined by the vortex line direction and the **c**-axis (normal to the superconducting planes), the interaction between tilted vortices is attractive at long distances. Such attractive intervortex interaction is quite unexpected and leads to the formation of the vortex chains where the intervortex distance is governed by the balance between the long range attraction and the short range repulsion. The existence of these vortex chains in tilted field in layered superconductors has been predicted in [1, 2], and subsequently confirmed by the decoration technique [3], and the scanning-tunneling microscopy [4], measurements in $YBa_2Cu_3O_7$ and $NbSe_2$ crystals respectively. Recently the vortex chains were observed in an unconventional superconductor Sr_2Ru0_4 by the μSQUID force microscopy [5]. The systems studied in [3-5], are characterized by the moderate anisotropy. The theoretical approach [1, 2] is completely applicable to this case and gives a good qualitative and quantitative description of this phenomenon.

On the other hand, in the much more anisotropic $Bi_2Sr_2CaCu_2O_x$ (BSCCO) single crystals in [6-7], a more complicated mixed vortex chain-vortex lattice phase has been observed. As it has been demonstrated in [8] in strongly anisotropic layered superconductors in tilted magnetic field, a crossing lattice of Abrikosov and Josephson vortices (JVs), a combined lattice, must exist. Abrikosov vortex is in fact a line of pancake vortices (PVs) interacting with JVs. Following [9], the perpendicular vortex line formed by the PVs is deformed and attracted by JVs, so the JVs stacks accumulate additional PVs, creating vortex row with enhanced density [6-7]. This scenario has been proposed in [9] to explain the mixed chain-lattice state formation. Very recently, the detailed Hall probe and magneto-optic studies of vortex chains in BSCCO have been performed and revealed the stability of the dense vortex chains state even in the absence of lattice and in a very weak perpendicular magnetic field [10, 11].

Here we discuss the proposed in [12] mechanism of the formation of such dense vortex chain due to the attraction between the deformed lines of pancakes vortices. The deformation, responsible for a long range attraction, appears due to the interaction with JVs. In the result, the mechanism of vortex chains formation, in tilted field, in strongly anisotropic superconductors, appears to be quite similar to the case of moderately anisotropic superconductors [1, 2],

Keeping in mind BSCCO, let us consider the layered superconductor with high anisotropy ratio $\gamma = \lambda_c \backslash \lambda_{ab} \sim 200\text{-}500$, where λ_c is the penetration depth for currents along **c**-axis (perpendicular to the layers), and λ_{ab} is the penetration depth for currents in the **ab** plane (parallel to the layers). The in-plane field $B_x = B\cos\theta$ penetrates inside the superconductor in the form of JVs, while the perpendicular field $B_z = B\sin\theta$ creates the PVs which interact with JVs via the Josephson coupling [9]. We consider the case of the very weak coupling of the layers when the Josephson's core radius $\lambda_J = \gamma s$, (s is the interlayer spacing) is larger than an in-plane penetration depth, i.e. $\lambda_J >> \lambda_{ab}$. The interaction between JVs and PV produces a zigzag displacement of PVs along the **x**-axis, see Fig.1.

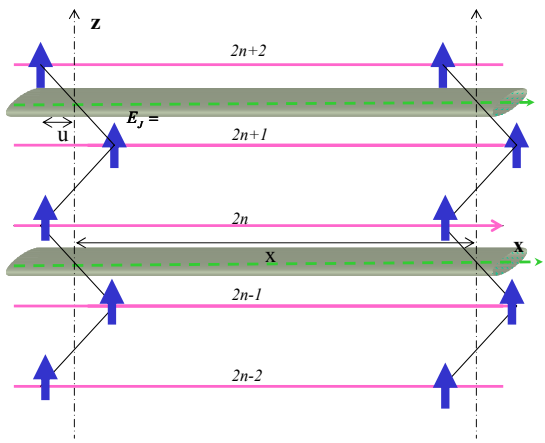


Fig. 1. Zigzag deformation of the pancake vortex stacks in the presence of parallel Josephson vortices.

In the limit of weak Josephson coupling, the interaction which stabilizes the straight PVs line is mainly of an electromagnetic origin. Then we may use the general expression for the energy of an arbitrary configuration of pancakes in the framework of the electro-

magnetic model to calculate the energy increase due to the line deformation [12].

Let us consider the limit of weak parallel field, when the Josephson vortices are well separated and the distance D between them along **z**-axis strongly exceeds the interlayer distance s, i.e. $B_x \ll H_0 = \Phi_0/\gamma s^2$, see Fig. 2.

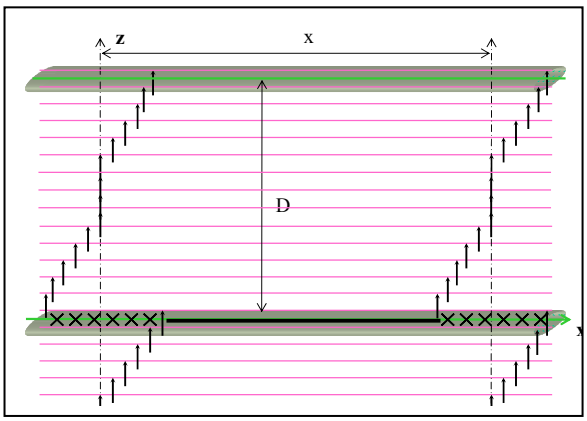


Fig. 2. Schematic picture of deformed vortex line.

As it has been demonstrated in [9], if the JV is located between the layers 0 and 1, the pancake displacements u_n on the n-th layer in the case of the single Abrikosov vortex is

$$u_n \approx \frac{\lambda_{ab}^2}{\left(n - \frac{1}{2}\right)\lambda_J \ln\left(\frac{\lambda_J}{\lambda_{ab}}\right)} .$$

To consider the interaction of these deformed vortices, it is convenient to add the fictive pair of pancake vortex and antivortex at the central line of the Abrikosov vortex. Then the obtained configuration will be equivalent to two straight Abrikosov vortices and to two vortex-antivortex pairs at the distance x in each layers. Vortex and antivortex are separated by the distance u_n, and we are coming to the problem of an interaction of such magnetic dipoles. Firstly note that the interaction between dipoles in the same layer is attractive, and it may be directly calculated:

$$E^d_{n,n}(x) \approx -\frac{s\Phi_0^2}{8\pi^2\lambda_{ab}^2}\frac{u_n^2}{x^2} .$$

It is much larger then the interaction between dipoles from different layers n and m, which may be attractive or repulsive. The main contribution to the dipole interaction energy is coming from the interaction in the same layer, and it may estimated (per period D of the modulation of PVs line along z- axis) as

$$E_{att}(x) \approx -\frac{s\Phi_0^2}{8\pi^2\lambda_{ab}^2}\frac{u_1^2}{x^2} .$$

The main contribution to the repulsion energy is coming from the straight Abrikosov vortices interaction, and per period D at distances $x \gg \lambda_{ab}$ it is

$$E_{rep}(x) \approx \frac{D\Phi_0^2}{8\pi^2\lambda_{ab}^2}\sqrt{\frac{\pi\lambda_{ab}}{2x}}\exp\left(-\frac{x}{\lambda_{ab}}\right).$$

The prevailing interaction between Abrikosov vortices at long distances is attraction, and it will lead to the vortex chain creation. However, the relative strength of attraction is much smaller, as the attraction is coming only from the PVs near JVs , and other PVs contribute to the repulsion. In the result, the distance between Abrikosov vortices in the chain may be estimated as

$$x_{\min} \approx 2\lambda_{ab}\ln\left[\frac{\lambda_{ab}}{u_1}\sqrt{\frac{D}{s}}\right].$$

Then the perpendicular vortices also appear as the vortex chains, and when the perpendicular field increases it will lead firstly to the increase of the number of these chains, each chain located at JVs. The distance between the chains will be the integer number of the distance between JVs along **y**- axis. Finally, when all JVs will contain chains, then the formation of the usual Abrikosov lattice will start. Namely this case corresponds to a mixed vortex chain-vortex lattice observed in [6-7].

The distance between Abrikosov vortices in chain is always around λ_{ab} and slightly varies with B_x. On the other hand, the energy of vortex coupling in chain is maximal at $B_x \sim H_0$, and then they are more stable at this conditions. At low or high B_x limits, we may expect the melting of vortex lines. The detailed analysis of different crossing lattices has been recently performed in [13].

1. A. I. Buzdin and A. Yu. Simonov, Pis'ma Zh. Eksp. Theor. Fiz. **51**, 168 (1990).
2. A. M. Grishin, A. Yu. Martynovich and S. V. Yampolskii, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **97**, 1930 (1990).
3. P. L. Gammel and D. J. Bishop, Phys. Rev. Lett. **68**, 3343 (1992).
4. H. F. Hess, C. A. Murray, and J. V. Waszczak, Phys. Rev. Lett. **69**, 2138 (1992).
5. V. O. Dolocan, et al., Physica C **404**, 140 (2004).
6. C. A. Bolle, et al., Phys. Rev. Lett. **66**, 112 (1991).
7. I. V. Grigorieva, J. W. Steeds, G. Balakrishnan and D. McPaul, Phys. Rev. B **51**, 3765 (1995).
8. L. N. Bulaevskii, M. Ledvij and V. G. Kogan, Phys. Rev. B **46**, 366 (1992).
9. A. E. Koshelev, Phys. Rev. Lett. **83**, 187 (1999).
10. A. Grigorenko et al., Nature **414**, 728 (2001).
11. V. K. Vlasko-Vlasov, et al., Phys. Rev. B **66**, 014523 (2002).
12. A. Buzdin, and I . Baladie, Phys. Rev. Lett. **88**, 147002 (2002).
13. A. E. Koshelev, Phys. Rev. B **68**, 094520 (2003).

Излучение от движущейся решётки джозефсоновских вихрей в слоистых сверхпроводниках.

Л.Н. Булаевский (а), А.Е. Кошелев (б), М.Р. Малей (а), М. Тачики (в)
(а) Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, NM 87545, USA
(б) Materials Science Division, Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois 60439, USA
(в) Natl. Inst. for Mater. Sci., 1-2-1 Sengen, Tsukuba, Ibaraki 3050047, Japan

Мы рассматриваем движение вихрей в высокотемпературных слоистых сверхпроводниках типа $Bi_2Ba_2CaCuO_8$ (BSCCO) и $Tl_2Ba_2CaCuO_8$ (TBCCO) в присутствии транспортного тока перпендикулярного слоям и сильного постоянного магнитного поля, приложенного вдоль слоёв. При токах больше критического джозефсоновские вихри двигаются вдоль слоёв и генерируют электромагнитное поле внутри сверхпроводника. На границе сверхпроводник - диэлектрик это поле трансформируется частично в поле, излучаемое в диэлектрик. Частота излучения определяется джозефсоновской частотой, которая зависит от пропускаемого транспортного тока и приложенного постоянного магнитного поля. В принципе, таким способом можно получить монохроматическое и перестраиваемое по частоте излучение из сверхпроводника в диэлектрик в терагерцовом диапазоне. Для практического использования этого метода генерации электромагнитных волн необходимо оценить мощность излучения и степень нагрева кристалла при работе в терагерцовом диапазоне частот.

Полученные к настоящему времени численные результаты [1] для BSCCO показывают возможность излучения с заметной интенсивностью в терагерцовом диапазоне. В этой публикации мы приводим аналитические результаты для мощности излучения и выделяемого тепла. Как и в работе [1], наши результаты основаны на решении конечно-разностных дифференциальных уравнений для слоистых сверхпроводников с джозефсоновским взаимодействием слоёв [2].

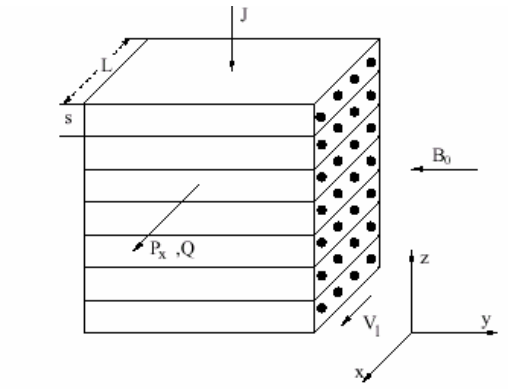


Рис. 1

На Рис. 1 схематически показан кристалл со сверхпроводящими слоями, направление приложенного постоянного магнитного поля B_0, решётка вихрей в проекции на плоскость (x, z), направление транспортного тока J и скорости движения вихрей V_l, направление вектора Пойнтинга P_x электромагнитного поля в диэлектрике и направление потока джоулева тепла Q, которое необходимо отводить от кристалла в ситуации, когда его длина L вдоль оси x наименьшая.

Уравнения Максвелла совместно с джозефсоновским уравнением для разности фаз φ_n (x,t) между слоями с номерами n и n+1 внутри сверхпроводника приводят к следующему уравнению для φ_n (x,t):

$$T_c \frac{\partial}{\partial\tau}\delta_{sn}^2\varphi_n + \delta_{sn}^2 \sin\varphi_n - \frac{\partial^2\varphi_n}{\partial u^2} - \nu_{ab}\frac{\partial}{\partial\tau}\delta_n^2\left(T_c\frac{\partial\varphi_n}{\partial\tau} + \sin\varphi_n\right) = 0, \qquad (1)$$

где $T_c = \partial/\partial\tau + \nu_c$, $\nu_c = 4\pi\sigma_c/(\varepsilon_c\omega_p)$, $\nu_{ab} = 4\pi\sigma_{ab}/(\varepsilon_{ab}\omega_p)$, σ_c, σ_{ab} – проводимости квазичастиц поперёк и вдоль слоёв, соответственно, ε_c, ε_{ab} - высокочастотные диэлектрические проницаемости для электрического поля поперёк и вдоль слоёв, $\omega_p = c/(\lambda_c\sqrt{\varepsilon_c})$ - джозефсоновская плазменная частота, λ_c и λ_{ab} - лондоновские глубины проникновения для тока поперёк и вдоль слоёв, соответственно. Мы обозначили $\delta^2_{sn} = \delta^2_n + s^2/\lambda_{ab}^2$, где $\delta^2_n A_n = 2A_n - A_{n+1} - A_{n-1}$, s это расстояние между соседними слоями, $u = x/\lambda_J$, джозефсоновская длина $\lambda_J = s\lambda_c/\lambda_{ab}$ и $\tau = \omega_p t$.

Это уравнение выражает закон сохранения заряда в слоистом сверхпроводнике. Первый член описывает изменение заряда внутри слоёв, второй член - ток куперовских пар между слоями, третий - сверхпроводящий ток внутри слоёв и последний член - ток квазичастиц внутри слоёв. Переменное по времени магнитное и электрическое поле, в единицах $\Phi_0/(2\pi\lambda_c\lambda_{ab})$, выражаются через разность фаз между слоями в виде

$$\left[\delta_n^2 - \frac{1}{\ell^2}\left(1+\nu_{ab}\frac{\partial}{\partial\tau}\right)\right]h_n = -\left(1+\nu_{ab}\frac{\partial}{\partial\tau}\right)\frac{\partial\varphi_n}{\partial u},$$

$$e_n = \frac{\ell}{\sqrt{\varepsilon_c}}\frac{\partial\varphi_n}{\partial\tau},\ \ \ell = \frac{\lambda_{ab}}{s}.$$

В сильном постоянном магнитном поле $B_0 >> \Phi_0/(2\pi s\lambda_J)$ решение для разности фаз имеет вид

$$\varphi_n(u,\tau) = bu + \varpi\tau + \alpha(u,\tau) + \beta_n(u,\tau),$$
$$\sum_n \beta_n(u,\tau) = 0,$$

где первый член соответствует постоянному магнитному полю, $b = 2\pi s\lambda_J B_0 / \Phi_0$, второй член описывает джозефсоновские осцилляции в присутствии постоянного напряжения между соседними слоями V, и $\varpi = \omega_J / \omega_p$, где $\omega_J = 2eV/\hbar$ - джозефсоновская частота, а α и β_n описывают, соответственно, однородную и неоднородную вдоль оси z компоненты разности фаз. Компонент α характеризует трансляционное движение вихревой решётки как целого, а β_n - структуру решётки вдоль оси z. При b>>1 компоненты α и β_n малы, и мы найдем их в дальнейшем, используя теорию возмущений по малому параметру 1/b.

Компонента α вызывает излучение в диэлектрик, так как плоская электромагнитная волна, выходящая из сверхпроводника, должна быть однородной вдоль оси z (мы считаем, что длина кристалла вдоль оси z много больше чем длина волны излучения). Поскольку для выходящей электромагнитной волны в диэлектрике $B_y = \sqrt{\varepsilon_d}\, f(x\sqrt{\varepsilon_d} + ct)$ и $E_z = f(x\sqrt{\varepsilon_d} + ct)$, и B_y, E_z непрерывны на границе диэлектрик - сверхпроводник (x = 0), то граничное условие для $\alpha(u,\tau)$ имеет вид

$$\zeta\left(\frac{\partial\alpha}{\partial u}\right)_{u=+0} = \left(\frac{\partial\alpha}{\partial\tau}\right)_{u=+0}, \quad \zeta = \ell\sqrt{\frac{\varepsilon_c}{\varepsilon_d}}, \qquad (2)$$

где ε_d – диэлектрическая постоянная диэлектрика. Что касается неоднородной компоненты, β_n, то соответствующее ей электромагнитное поле затухает вглубь диэлектрика. Для малых частот мы получаем граничное условие $(\partial\beta_n/\partial u) = 0$ при $u \to +0$.

Мощность излучения характеризуется вектором Пойнтинга

$$P_x = \frac{c}{4\pi}\left\langle \tilde{E}_x \tilde{B}_y \right\rangle_\tau = \frac{J_0\Phi_0\sqrt{\varepsilon_d}}{2\pi s\varepsilon_c}\left\langle \left(\frac{\partial\tilde{\alpha}}{\partial\tau}\right)^2_{u=0} \right\rangle_\tau,$$

где Ã обозначает осциллирующую по времени компоненту A, $\langle \ldots \rangle_\tau$ обозначает среднее по времени, и $J_0 = (\Phi_0 c)/(8\pi^2 s\lambda_c^2)$ - джозефсоновский критический ток.

В простейшем случае прямоугольной решётки вихрей β_n=0. Решение для осциллирующей по времени компоненты $\alpha(u,\tau)$ в полубесконечном кристалле имеет вид

$$\tilde{\alpha} = -\frac{\sin(bu + \varpi\tau)}{b^2\ell^2} - e^{-\frac{\nu_c u}{2\ell}}\frac{\zeta\sin\left(\varpi\tau - \frac{\varpi u}{\ell}\right)}{\varpi b\ell^2}.$$

Первый член описывает движущуюся решётку джозефсоновских вихрей, а второй электромагнитную волну, отражённую от границы сверхпроводника x=0. Вектор Пойнтинга для такой решётки даётся выражением

$$P_x \approx \frac{J_0\Phi_0 s}{4\pi\lambda_{ab}b^2}G(\varepsilon_c,\varepsilon_d),$$

$$G(\varepsilon_c,\varepsilon_d) = \frac{\sqrt{\varepsilon_d}}{\left(\sqrt{\varepsilon_c} + \sqrt{\varepsilon_d}\right)^2},$$

а частота излучения совпадает с джозефсоновской частотой

$$\varpi_J = \frac{2eV}{\hbar} = \frac{2esJ}{\hbar\sigma_{ff}},$$

$$\sigma_{ff} = \sigma_c + \sigma_{ab}\frac{\Phi_0^2}{2\pi^2\lambda_J^4 B^2},$$

где J - плотность транспортного тока, и σ_{ff} - эффективная проводимость в омическом режиме движения вихрей, $J = \sigma_{ff}V/s$. Такой же результат для P_x и частоты получается для кристалла малых размеров при $\varepsilon_c = \varepsilon_d$.

Поток тепла Q дается выражением

$$Q = \sigma_{ff}\frac{\Phi_0^2\varpi_J^2}{4\pi^2c^2s}\frac{L}{s}.$$

Для треугольной решётки джозефсоновских вихрей, которая реализуется в статике (J = 0) и при малых токах, решение для β_n имеет вид

$$\beta_n = \pi n + (-1)^n\eta(u,\tau).$$

Для движущейся решётки

$$\eta(u,\tau) = S_1\sin bu + S_2\cos bu + v(u,\tau).$$

Исключая S_1 и S_2 по теории возмущений, получаем два связанных уравнения для α и v:

$$\frac{\partial^2 v}{\partial\tau^2} - \frac{1}{4}\frac{\partial^2 v}{\partial u^2} + \frac{\sin 2v}{b^2} + \nu_c\frac{\partial v}{\partial\tau} -$$
$$\frac{\nu_{ab}}{b^2}\left(2\sin v\frac{\partial\cos v}{\partial\tau} + \frac{\partial\sin 2v}{\partial\tau}\right) = 0,$$
$$\frac{\partial^2\alpha}{\partial\tau^2} + \left(\nu_c + \frac{2\nu_{ab}}{b^2}\cos^2 v\right)\frac{\partial\alpha}{\partial\tau} - \ell^2\frac{\partial^2\alpha}{\partial u^2} +$$
$$\cos(bu + \alpha)\sin v = 0.$$

Ур. (2) дает граничное условие для α, а граничное условие для v при $u \to +0$ имеет вид

$$\frac{\partial v}{\partial u} - \frac{4}{b}\cos v\cos\alpha = 0 \qquad (4)$$

Компонента α вдали от границы имеет вид $\alpha=\omega\tau$. Компонента v описывает отклонения решётки от треугольной, вызванные границей, и вдали от границы v=0. Решение уравнения для v находим в линейном приближении, v<<1, применимом при $b\omega>2$. Из-за граничного условия (4) компонента v осциллирует с джозефсоновской частотой ω_J. Подставляя v в уравнение для $\alpha(u,\tau)$ и решая его, находим что вектор Пойнтинга определяется формулой (3), где $4b^2$ надо заменить на b^4. Компонента $\alpha(u,\tau)$ осциллирует с удвоенной джозефсоновской частотой $2\omega_J$. Следовательно, излучение от треугольной решётки происходит на удвоенной джозефсоновской частоте.

Треугольная решетка становится неустойчивой в области сильных токов, где её период вдоль оси z возрастает [4,5]. Экспериментальные данные относительно области стабильности треугольной решетки и структуры решетки в области сильных токов для BSCCO пока отсутствуют. Мы оценим мощность излучения и выделяемое тепло для BSCCO в предположении, что треугольная решетка сохраняется вплоть до токов, необходимых для достижения частот в терагерцовом диапазоне. BSCCO характеризуется параметрами $J_0 = 1700$ А/ см^2, λ_{ab} = 0.2 мкм и s = 16 Å. Для получения частоты излучения f = 0.35 Тгц в поле 1 Т, необходимо пропускать ток J = 75 А/см^2. При этих параметрах находим вектор Пойнтинга излучения P_x = 0.25 вт/см^2 и поток тепла Q = 8 вт/см^2 при длине кристалла вдоль y-оси L=2 мк. Столь сильное выделение тепла вызвано тем, что BSCCO, как и TBCCO, представляет собой бесщелевой сверхпроводник со спариванием d-типа. В нем ненулевая плотность квазичастичных состояний сохраняется вплоть до самых низких температур T→0, и квазичастицы в присутствии напряжения V приводят к диссипации. Так, измерения I-V характеристики в BSCCO показывают, что при гелиевой температуре σ_c = 3 (Ком·см) $^{-1}$ и σ_{ab} = 0.1 (ом·см)$^{-1}$ [6]. Согласно (3) излучение возрастает с уменьшением анизотропии, и TBCCO с этой стороны более эффективен. Однако при той же частоте излучения (и напряжении) ток растет с уменьшением анизотропии, и соответственно растет выделение тепла.

Численные расчёты [1] показывают, что при очень больших токах решётка вихрей становится нерегулярной вдоль оси z. Качественный анализ указывает на то, что мощность излучения падает с ростом нерегулярности вдоль оси z. Поэтому вопрос о структуре решётки при больших токах очень важен, если речь идет о практическом применении слоистых сверхпроводников для генерации излучения. Что касается выделения тепла, то оно могло бы быть значительно уменьшено, если бы удалось получить и использовать сильно анизотропные слоистые сверхпроводники со спариванием s-типа (аналоги $NbSe_2$, но с более сильной анизотропией).

1. M. Tachiki, M. Iizuka, S. Tajima, and N. Nakamura, в печати.
2. L.N. Bulaevskii, M. Zamora, D. Baeriswyl, H. Beck, and J.R. Clem, Phys. Rev. B, 50, 12831 (1994).
3. R. Kleiner, P. Műller, H. Kohlstedt, N.F. Pedersen, and S. Sakai, Phys. Rev. B, 50, 3942 (1994).
4. A.E. Koshelev and I. Aranson, Phys. Rev. B, 64, 174508 (2001).
5. S.N. Artemenko and S.V. Remizov, Phys. Rev. B, 67, 144516 (2003).
6. Yu. Latyshev, A.E. Koshelev, and L.N. Bulaevskii, Phys. Rev. B, 68, 134504 (2003).

Туннельная и андреевская спектроскопия высокотемпературных сверхпроводников

Я.Г. Пономарев, С.А. Кузьмичев, М.Г. Михеев, М.В. Судакова, С.Н. Чесноков
Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, 119899 Москва, Россия

Теоретические и экспериментальные исследования природы высокотемпературной сверхпроводимости далеки от завершения [1-8], тем не менее, за 18 лет изучения высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) накоплен огромный фактический материал и построены теоретические модели для описания уникальных свойств ВТСП.

Методы туннельной и андреевской спектроскопии в применении к ВТСП показали достаточную эффективность и позволили получить ценную информацию о физических свойствах этих материалов в сверхпроводящем и нормальном состояниях.

Внутренний эффект Джозефсона: характерные свойства S-I-S-I- структуры

Одним из значительных достижений следует считать обнаружение и исследование в купратных сверхпроводниках внутреннего эффекта Джозефсона (ВЭД) [9, 10], который наглядно продемонстрировал 2D характер электронного транспорта в ВТСП.

Исследования внутреннего эффекта Джозефсона у ВТСП мезаструктур полностью подтвердили “ S-I-S-I ” модель: 1) при $T < T_c$ обнаружены многоветвевые вольт-амперные характеристики (ВАХ) мезаструктур при токе в с-направлении [9, 10], 2) на ВАХ мезаструктур обнаружены геометрические резонансы Фиске [11], 3) наблюдены фраунгоферовы осцилляции критического джозефсоновского тока мезаструктур в функции внешнего магнитного поля [12] и 4) при пропускании через ВТСП мезаструктуры тока выше критического j_c обнаружено микроволновое излучение из мезаструктур [9, 10].

В работе [13] внутренний эффект Джозефсона у допированных монокристаллов Bi-2212 наблюдался на естественных ультратонких ступеньках (с высотой от 1,5 нм до 30 нм), которые всегда присутствуют на поверхности криогенных сколов (техника break junction). Обнаружена четко выраженная щелевая структура на ВАХ микроступенек у недодопированных и оптимально допированных Bi-2212(La)- монокристаллов, а также у передопированных Bi-2212- монокристаллов и вискеров. Для стопки из n эквивалентных контактов величина щелевого смещения V_{gn} , соответствующего резкому росту квазичастичного тока $\mathbf{j_{qp}} \parallel \mathbf{c}$, определяется соотношением: $V_{gn} = (2\Delta/e)n$. Из экспериментальной зависимости V_{gn} (n) можно определить щелевой параметр Δ с высокой точностью. Щелевая особенность на ВАХ имеет вид, типичный для “s- симметрийного” (изотропного) щелевого параметра. На первый взгляд этот результат трудно совместить с данными фотоэмиссионной спектроскопии, согласно которым щелевой параметр в **ab**– плоскости сильно анизотропен. Ситуация, однако, меняется в случае присутствия сингулярности ван Хова на уровне Ферми. В работах [14, 15] было показано, что сингулярность ван Хова существенно усиливает щелевую структуру на ВАХ контактов даже при сильной анизотропии щелевого параметра в **ab** – плоскости.

Джозефсоновская спектроскопия: возбуждение раман - активных (неполярных) оптических фононов переменным джозефсоновским током в диапазоне частот до 20 ТГц в ВТСП джозефсоновских контактах

К настоящему времени предложено большое количество теоретических моделей [2, 3, 5 - 7], в которых явление высокотемпературной сверхпроводимости описывается с помощью фононного механизма спаривания, дополненного учетом сильного кулоновского отталкивания.

Сильное электрон-фононное взаимодействие в ВТСП было подтверждено исследованиями эффекта возбуждения оптических раман - активных фононов переменным джозефсоновским током в ВТСП - джозефсоновских контактах [16, 17], данными фотоэмиссионной спектроскопии [18, 19], исследованиями изотопического эффекта [20, 21] и эффекта перенормировки квазичастичной плотности состояний при $T < T_c$ [22 - 24].

Полная теория, включающая взаимодействие со всеми оптическими модами (раман – активными и ИК - активными), развита в работе Максимова, Арсеева и Масловой [17]. В экспериментальной работе [16] было обнаружено взаимодействие переменного тока с раман – активными фононными модами во всем диапазоне фононных частот (до 20 ТГц), включая и моду апикального кислорода ($\varepsilon_{фон} \approx 80$ мэВ). Дальнейшие экспериментальные исследования низкочастотных фононных резонансов (Bi - , Sr – и Cu – оптические моды) на ВАХ контактов на микротрещине (break junctions) в Bi-2201(La) монокристаллах показали, что переменный джозефсоновский ток возбуждает оптические фононы не только в SIS – контактах, но и в SNS – контактах, что однозначно подтвердило справедливость модели Максимова, Арсеева и Масловой [17].

Андреевская, туннельная и внутренняя туннельная спектроскопия: влияние допирования на сверхпроводящую щель Δ у висмутовых купратов.

Альтернативой фононному спариванию в ВТСП является спаривание на спиновых флуктуациях.

Сравнительно недавно было предположено, что недодопированные купратные ВТСП с магнонным спариванием характеризуются двумя щелевыми энергиями Δ_p и Δ_s [25]. Существующая в широком температурном интервале $T < T^*$ большая щель (псевдощель) Δ_p, измеряемая фотоэмиссионной или туннельной спектроскопией, характеризует энергию связи $2\Delta_p$ куперовских пар, остающихся в некогерентном состоянии при $T > T_c$ (T_c - критическая температура сверхпроводника). Меньшая щель Δ_s (сверхпроводящая щель), измеряемая андреевской или рамановской спектроскопией, определяет минимальную энергию $2\Delta_s$ возбуждения сверхпроводящего конденсата при $T < T_c$ ($T_c < T^*$ в недодопированных образцах). Согласно предложенной в работе [25] модели сверхпроводящая щель Δ_s меняется с концентрацией дырок p подобно T_c , проходя через максимум при оптимальном допировании (скейлинг между Δ_s и T_c). В то же время Δ_p монотонно растет при $p \to 0$. Существуют теоретические модели, в которых существование псевдощели Δ_p связывается с присутствием некогерентных куперовских пар при $T > T_c$, что должно приводить к появлению избыточного тока на ВАХ контактов S-N- и S-n-S- типов [26]. Экспериментальная проверка этого предсказания на N-S микроконтактах (золото-YBCO) дала негативный результат [27].

Подробные исследования с использованием туннельной, внутренней туннельной и андреевской спектроскопии, проведенные в работе [28], подтвердили модель скейлинга Δ_s и T_c [25].

Следует добавить, что у оптимально допированных образцов купратных семейств $Bi_2Sr_2Ca_{n-1}Cu_nO_{2n+4+\delta}$, $Tl_2Ba_2Ca_{n-1}Cu_nO_{2n+4+\delta}$ и $HgBa_2Ca_{n-1}Cu_nO_{2n+2+\delta}$ ($1 \le n \le 3$) в [29] обнаружен линейный рост сверхпроводящей щели Δ в функции числа n CuO_2-плоскостей в сверхпроводящих блоках. Напомним, что зависимость максимальной критической температуры $T_{c\ max}$ от n у купратов не подчиняется простому линейному закону [30].

Настоящая работа частично финансировалась за счет средств, представленных Научным Советом Российской научно-технической программы “Актуальные направления в физике конденсированных сред”. Работа частично поддержана грантом N 02-02-17915 (Российский Фонд Фундаментальных Исследований).

1. В.Л. Гинзбург. УФН 170 (2000) 619-630.
2. Е.Г. Максимов. УФН 170 (2000) 1033-1061.
3. M.L. Kulić. Phys. Rep. 338 (2000) 1.
4. Ю.А. Изюмов. УФН 169 (1999) 225-254.
5. A.A. Abrikosov. Physica C, 341-348 (2000) 97-102.
6. A.S. Alexandrov. cond-mat/0104413, 22 Apr 2001. 7.G.Varelogiannis.Physica C 317-318 (1999) 238-251.
8. D. Pines. Tr. J. of Physics 20 (1996) 535-547.
9. R. Kleiner,P. Müller. Physica C 293 (1997) 156-167.
10. A.A. Yurgens. Supercond. Sci. Technol. 13 (2000) R85-R100.
11. V.N. Krasnov, N. Mros, A. Yrgens, D. Winkler. Phys. Rev. B 59 (1999) 8463-8466.
12. T. Yamashita, S.-J. Kim, Y. Latyshev, K. Nakajima. Physica C 335 (2000) 219-225.
13. Ya.G. Ponomarev, Chong Soon Khi, Kim Ki Uk et al. Physica C 315 (1999) 85-90.
14. J.Y.T. Wei, C.C. Tsuei, P.J.M. van Bentum et al. Phys. Rev. B 57 (1998) 3650-3662.
15. P. I. Arseev, N.K. Fedorov, S.O. Loiko, arXiv: cond-mat/0304525 v1 23 Apr 2003.
16. Ya.G. Ponomarev , E.B. Tsokur , M.V. Sudakova , S.N. Tchesnokov , M.E. Shabalin, M.A. Lorenz, M.A. Hein, G. Müller, H. Piel, B.A. Aminov. Sol. State Comm. 111 (1999) 513-518.
17. E.G. Maksimov, P.I. Arseev, N.S. Maslova. Sol. State Comm. 111 (1999) 391-395.
18. A. Lanzara, P.V. Bogdanov, X.J. Zhou et al. cond-mat/0102227, Feb 2001.
19. Z. – X. Shen, A. Lanzara, N. Nagaosa. cond-mat/0102244 v2, 15 Feb 2001.
20. G.M. Zhao, M.B. Hunt, H. Keller, K.A. Muller. Nature (London) 385 (1997) 236.
21. J.P. Franck et al. Phys. Rev. B 44 (1991) 5318.
22. S.I. Vedeneev et al. Physica C 235-240 (1994) 1851-1852.
23. D. Shimada, N. Tsuda, U. Paltzer, F.W. de Wette. Physica C 298 (1998) 195-202.
24. R.S. Gonnelli, G.A. Ummarino, V.A. Stepanov. Physica C 275 (1997) 162-171.
25. G. Deutscher. Nature 397 (1999) 410.
26. Han-Yong Choi, Yunkyu Bang, David K. Campbell. Phys. Rev. B 61 (2000) 9748.
27. Y. Dagan, A. Kohen, G. Deutscher , Revcolevschi. Phys. Rev. B 61 (2000) 7012.
28. Ya.G. Ponomarev et al. Inst. Phys. Conf. 167 (2000) 241-244.
29. Ya.G. Ponomarev et al. Inst. Phys. Conf. 167 (2000) 245-248.
30. J.C. Phillips. Phys. Rev. Lett., 72 (1994) 3863-3866.

Псевдощелевой режим и динамическое фазовое расслоение в высокотемпературных сверхпроводниках

Л.П. Горьков
NHMFL, Florida State University, Tallahassee, FL 32310, USA
Институт теоретической физики им. Л.Д.Ландау РАН, 142432 Черноголовка
Г.Б. Тейтельбаум
Казанский физико-технический институт им. Е.К.Завойского РАН, 420029 Казань

Имеется большое число экспериментальных данных, свидетельствующих о тенденции к фазовому расслоению в сверхпроводящих металлоксидах. Нами показано, что псевдощелевое поведение ядерной спиновой релаксации в купратах может быть связано с динамическим фазовым расслоением на металлические и магнитные области. Оно обусловлено начинающимся при температурах, значительно превосходящих T_c, фазовым переходом 1-го рода, распространение которого на большие масштабы срывается из-за нарушения условий электронейтральности CuO_2 плоскостей. Изменение относительных объемов сосуществующих фаз с разными частотами флуктуаций, уводящее спектр флуктуаций из окрестности частоты ЯМР, внешне проявляется как псевдощелевое подавление скорости релаксации.

Нами обнаружено, что в температурном интервале выше T_c и ниже некоторой температуры T^* для широкого круга купратов скорость релаксации ядер меди, $1/^{63}T_1$, обусловлена двумя независимыми механизмами: релаксацией на несоразмерных “страйп”`-возбуждениях, приводящей к температурно независимому вкладу, и “универсальным” температурно зависящим членом, обусловленным хаотически перемещающимися металлическими и магнитными подфазами. Сделан вывод о том, что "страйп" возбуждения связаны с внешним допированием и что они могут пиннинговаться структурными дефектами. В случае LSCO наши оценки находятся в количественном согласии с данными неупругого рассеяния нейтронов для этого соединения. Обсужден вопрос о проявлении динамического фазового расслоения в псевдощелевых аномалиях сдвига Найта, сопротивления и эффекта Холла.

Работа Л.П.Г. поддержана Лабораторией Сильных Магнитных Полей (г.Таллахасси, США) в рамках проекта NSF (грант DMR-9527035), работа Г.Б.Т. - проектом РФФИ N 04-02-17137.

Анизотропия проводимости и псевдощель в микроволновом отклике $YBa_2Cu_3O_{7-x}$

М.Р. Трунин, Ю.А. Нефедов, А.Ф. Шевчун
Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

В интервале температур $5 \le T \le 200$ K исследованы и количественно описаны мнимые части микроволновой проводимости $\sigma''(T < T_c)$ и удельного сопротивления $\rho(T) = 1/\sigma(T > T_c)$ вдоль (σ''_{ab} и ρ_{ab}) и поперек (σ''_c и ρ_c) купратных ab-плоскостей кристалла $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, в котором уровень допирования кислородом x менялся от 0.07 до 0.47. При $x > 0.07$ и $T < T_c/2$ псевдощель в значительной мере определяет поведение $\sigma''_{ab}(T, x)$, но не влияет на $\sigma''_c(T, x)$.

1. В современной проблематике высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) выделяются две актуальные задачи: (i) выяснение механизмов транспорта квазичастиц вдоль кристаллографических направлений этих анизотропных соединений и (ii) изучение природы и свойств псевдощелевых состояний фазовой диаграммы ВТСП. К числу экспериментальных методов исследования этих задач относятся измерения температурных зависимостей поверхностного импеданса $Z(T) = R(T) + iX(T)$ в абсолютных единицах (омах) на сверхвысоких частотах ω. Действительная часть импеданса, поверхностное сопротивление $R(T)$, связана с потерями энергии электромагнитной волны при отражении от сверхпроводника и механизмом рассеяния нормальных носителей. Мнимая часть, реактанс $X(T)$, характеризует отклик сверхпроводящих носителей. В локальной электродинамике, подходящей для ВТСП, импеданс $Z(T)$ определяет проводимость $\sigma(T) = \sigma'(T) - i\sigma''(T) = i\omega\mu_0/Z^2(T)$, где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м. В ВТСП величины Z и σ характеризуются двумя основными компонентами: Z_{ab} (и σ_{ab}) в слабоанизотропных ab-плоскостях CuO_2 и Z_c (и σ_c) поперек купратных плоскостей.

2. В данной работе мы продемонстрируем универсальный подход к решению обеих задач (i) и (ii), анализируя результаты измерений анизотропии и эволюции температурных зависимостей компонент проводимости кристалла $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ при вариациях кислородного допирования в интервале $0.07 \le x \le 0.47$. Кристалл был выращен в $BaZrO_3$ тигле, имел правильную форму и размеры $1.6\times0.4\times0.1$ мм^3. Содержание кислорода в образце менялось путем его контролируемого отжига в воздухе при разных $T \ge 500°$ C, указанных в таблице 1. Измерения анизотропии проводимости были проведены на частоте 9.4 ГГц при температурах $5 \le T \le 200$ K для каждого из пяти состояний кристалла, ширина сверхпроводящего перехода в которых, согласно измерениям восприимчивости на частоте 100 кГц, составляла 0.1 K в оптимально допированном ($x = 0.07$) состоянии, но увеличивалась с ростом x, достигая 4 K при $x = 0.47$. Температуры сверхпроводящего перехода имели значения $T_c = 92, 80, 70, 57, 41$ K. Используя эмпирическое соотношение[1] $T_c = T_{c,max}[1 - 82.6(p - 0.16)^2]$ с $T_{c,max} = 92$ K при $p = 0.16$ ($x = 0.07$), находим концентрации $p = 0.12, 0.106, 0.092, 0.078$ дырок, приходящихся на атом меди в плоскости CuO_2, для остальных четырех состояний $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ с меньшими T_c и $x = 0.26, 0.33, 0.40, 0.47$ соответственно. Полный цикл измерений включал: (i) измерения температурных зависимостей добротности и сдвига частоты сверхпроводящего ниобиевого резонатора с образцом в двух, поперечной и продольной, ориентациях кристалла относительно микроволнового магнитного поля; (ii) определение из измерений в первой ориентации поверхностного сопротивления $R_{ab}(T)$, реактанса $X_{ab}(T)$ и проводимости $\sigma_{ab}(T)$ купратных плоскостей кристалла в нормальном и сверхпроводящем состояниях и (iii) определение $\sigma_c(T)$, $X_c(T)$, $R_c(T)$ с использованием данных, полученных в обеих ориентациях. Подробное изложение всей процедуры измерений для оптимально допированного кристалла $YBa_2Cu_3O_{6.93}$ содержится в работе[2].

3. На рис. 1 приведены температурные зависимости компонент поверхностного импеданса в ab-плоскости и вдоль c-оси для каждого из пяти состояний кристалла $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, указанных в таблице 1. При каждом x в нормальном состоянии (при $T > T_c$) $R_{ab}(T) = X_{ab}(T)$ и $R_c(T) = X_c(T)$. Поэтому сопротивления $\rho_{ab}(T)$ и $\rho_c(T)$ были найдены из $R_{ab}(T)$ и $R_c(T)$ по обычным формулам нормального скин-эффекта: $\rho_{ab}(T) = 2R^2_{ab}(T)/\omega\mu_0$, $\rho_c(T) = 2R^2_c(T)/\omega\mu_0$. Эволюция кривых $\rho_{ab}(T)$ и $\rho_c(T)$ с изменением x в интервале $T_c < T \le 200$ K показана на рис. 2. Только в оптимально допированном $YBa_2Cu_3O_{6.93}$ обе зависимости $\rho_{ab}(T)$ и $\rho_c(T)$ имеют металлический характер; во всех других состояниях $\rho_c(T)$ растет с уменьшением температуры. Можно предположить, что незначительное уменьшение концентрации носителей по сравнению с оптимальным уровнем приводит к кроссоверу от $3D$ металлической проводимости к $2D$ друдевской проводимости в слоях CuO_2 и туннельной проводимости

Таблица I: Annealing and critical temperatures, doping parameters and penetration depths of $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ crystal.

annealing T, °C	critical T_c, K	doping parameters		λ values at $T = 0$		$\Delta\lambda_c(T) \propto T^\alpha$
		p	x	λ_{ab}, nm	λ_c, μm	α
500	92	0.16	0.07	152	1.55	1.0
520	80	0.12	0.26	170	3.0	1.1
550	70	0.106	0.33	178	5.2	1.2
600	57	0.092	0.40	190	6.9	1.3
720	41	0.078	0.47	198	16.3	1.8

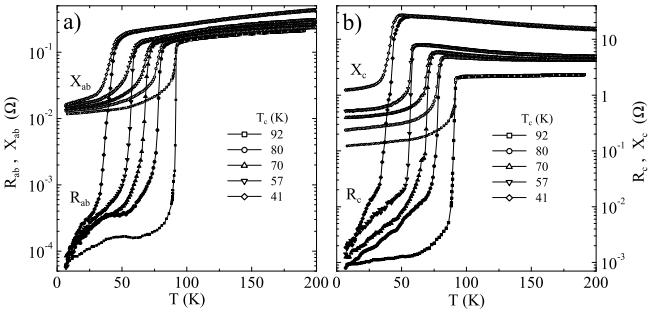


Рис. 1: a) real $R_{ab}(T)$ (solid symbols) and imaginary $X_{ab}(T)$ (open symbols) parts of the ab-plane surface impedance of the five states of $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ single crystal; b) the components of the c-axis surface impedance.

между этими слоями. Кроссовер имеет место, когда время перескока становится сравнимым с временем релаксации в слое, что эквивалентно критерию[3]

$$\sigma_{c,max}\sigma_{ab} \approx \frac{n_{2D}}{\pi}\left(\frac{e^2}{\hbar}\right)^2, \qquad (1)$$

где $\sigma_{c,max}$ - максимальное значение туннельной c-проводимости, σ_{ab} - друдевская проводимость и n_{2D} - двумерная плотность квазичастиц в ab-плоскости. Из (1) при $n_{2D} \approx 10^{14}$ см$^{-2}$ в ВТСП следует, что кроссовер $3D$-$2D$ наступает при достижении значения $\rho_c\rho_{ab} \approx 10^{-6}$ (Ом·см)^2. Только при $x = 0.07$ на рис. 2 произведение $\rho_c\rho_{ab} \lesssim 10^{-6}$ (Ом·см)^2, что указывает на применимость $3D$ анизотропной ферми-жидкостной модели для объяснения транспортных свойств оптимально допированного $YBa_2Cu_3O_{6.93}$. Кривые $\rho_c(T)$ на рис. 2 хорошо описываются в поляронной модели c-транспорта квазичастиц[4]. Согласно этой модели, межплоскостное туннелирование квазичастиц рассматривается как возмущение исходно сильно связанной электрон-фононной системы. В c-направлении электрон движется в окружении большого числа фононов, образуя полярон, слабо влияющий на поперечный ab-транспорт. Для эйнштейновского спектра c-поляризованных фононов в области температур $T \sim \omega_0$ в[4] получено выражение

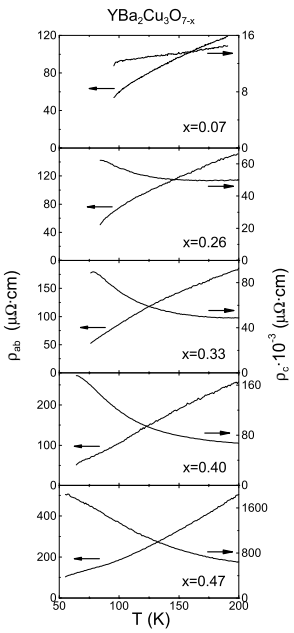


Рис. 2: The evolution of the measured $\rho_{ab}(T)$ and $\rho_c(T)$ dependences in $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ with different oxygen content.

$$\rho_c(T) \propto \rho_{ab}(T)\frac{\exp[g^2\tanh(\omega_0/4T)]}{\sqrt{\sinh(\omega_0/2T)}}, \qquad (2)$$

где ω_0 - энергия фонона, g - параметр, характеризующий силу электрон-фононного взаимодействия ($g > 1$). На рис. 3 приведен результат сравнения экспериментальных (символы) и найденных по формуле (2) (сплошные линии) зависимостей $\rho_c(T)$. В расчетах использовались данные $\rho_{ab}(T)$ на рис. 2; параметр g для всех кривых на рис. 3 оставался практически неизменным: $g \approx 3$; величина ω_0 возрастала от 110 K (75 см$^{-1}$) до 310 K (215 см$^{-1}$) при уменьшении кислородного содержания $(7-x)$ в $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ от 6.93 до 6.53.

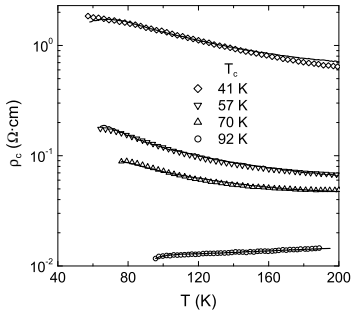


Рис. 3: Comparison of the experimental dependences $\rho_c(T)$ in $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ (symbols) and those calculated from Eq. (2) (solid lines).

4. По мере уменьшения концентрации $p < 0.16$ и приближения к диэлектрической фазе в ВТСП развивается конкуренция псевдощелевого и сверхпроводящего параметров порядка, что в области $T \ll T_c$ приводит к особенностям в p- and T-зависимостях плотности сверхпроводящей жидкости $n_s(T,p)$. В чистом сверхпроводнике с d-симметрией щели (DSC) величина $\Delta n_s(T) \equiv n_s(T) - n_0$ линейно зависит от температуры $T \ll T_c$: $\Delta n_s(T) \propto (-T/\Delta_0)$, где $n_0 \equiv n_s(0)$ и $\Delta_0 \equiv \Delta(0)$ - плотность сверхпроводящей жидкости и амплитуда щели при $T = 0$. Эта зависимость надежно подтверждена измерениями лондоновской глубины проникновения $\lambda_{ab}(T) = \sqrt{m^*/\mu_0 e^2 n_s(T)}$ электромагнитного поля, затухающего в купратных ab-плоскостях оптимально допированных ВТСП: $\Delta\lambda_{ab}(T) \propto T$ при $T < T_c/3$. Производная $|dn_s(T)/dT|$ при $T \to 0$

определяет величину n_0/Δ_0. Если с уменьшением $p < 0.16$ спектр квазичастиц сверхпроводника попрежнему определяется термически возбужденными через щель фермионами, то наклон кривых $n_s(T)$ при $T \ll T_c$ останется пропорциональным величине $n_0(p)/\Delta_0(p)$: $|\,dn_s(T)/dT|_{T\to 0} \propto n_0(p)/\Delta_0(p)$.

На рис. 4 приведены низкотемпературные части измеренных кривых $\lambda_{ab}(T) = X_{ab}(T)/\omega\mu_0$. Экстраполяции к $T \to 0$ линейными отрезками (штрихами) каждой кривой при $T < T_c/3$ приводят к значениям $\lambda_{ab}(0)$, указанным в таблице 1.

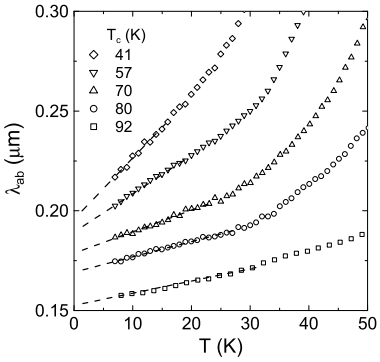


Рис. 4: Low-temperature dependences of $\lambda_{ab}(T)$ (open symbols) measured for five states of $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ crystal[5]. Dashed lines are linear extrapolations at $T < T_c/3$.

При уменьшении концентрации дырок вдвое (от $p = 0.16$ до $p = 0.078$) величина $\lambda_{ab}^{-2}(0) = n_0\mu_0 e^2/m^*$ тоже уменьшается приблизительно в два раза, как это следует из рис. 5. Зависимость $n_0(p) \propto p$ в интервале $0.08 < p \le 0.16$ наблюдалась в экспериментах[6,7]. Измерений $n_0(p)$ при $p < 0.08$ в ВТСП не проводилось. Поведение $n_0(p) \propto p$ вплоть до $p = 0$ предсказывалось в обобщенных ферми-жидкостных моделях[8–10]. В так называемой d-density wave (DDW) модели псевдощели[11–13] $n_0(p) \propto p$ в интервале $0.07 < p < 0.17$, где DSC параметр порядка возрастает от нулевого до максимального значения согласно фазовой диаграмме на рис. 6, однако $n_0(p)$ не обращается в нуль (рис. 1 из[13]) при $\Delta_0(p) \to 0$, что соответствует данным на рис. 5.

На рис. 5 приведены также зависимости от p наклонов $|\,d\lambda_{ab}^{-2}(T)/dT|_{T\to 0} \propto |\,dn_s(T)/dT|_{T\to 0}$ кривых $\lambda_{ab}^{-2}(T)$, полученные из данных $\lambda_{ab}(T)$ на рис. 4 при $T < T_c/3$. В интервале $0.1 < p \le 0.16$ величина $|\,d\lambda_{ab}^{-2}(T)/dT|$ меняется слабо, что соответствует выводам[8]. Однако при $p \lesssim 0.1$ происходит ее резкий рост: наклон $\lambda_{ab}^{-2}(T)$ увеличивается в 2.5 раза при уменьшении p от 0.12 до 0.08. Сплошная линия на рис. 2 изображает зависимость $|\,d\lambda_{ab}^{-2}(T)/dT| \propto p^{-2}$ и согласуется с результатом[9] при $p \le 0.12$. Пунктирная линия, проведенная через все экспериментальные значения $|\,d\lambda_{ab}^{-2}(T)/dT|$, отражает поведение этой величины в DDW модели[12,13]. Другим подтверждением этой модели псевдощели служит изменение температурной зависимости $\Delta n_s(T)$ при $T \ll T_c$ и $p < 0.1$. Пред-

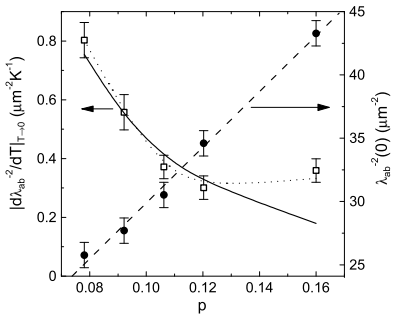


Рис. 5: The values of $\lambda_{ab}^{-2}(0) = n_0\mu_0 e^2/m^*$ (right scale) and slopes $|\,d\lambda_{ab}^{-2}(T)/dT|_{T\to 0} = \mu_0 e^2/m^*|\,dn_s(T)/dT|_{T\to 0}$ (left scale) as a function of doping p. Error bars correspond to experimental accuracy. The dashed and dotted lines guide the eye. The solid line is $|\,dn_s(T)/dT| \propto p^{-2}$ dependence.

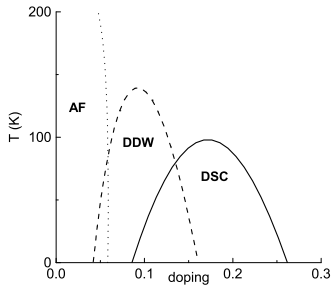


Рис. 6: The T versus p schematic phase diagram based on calculations of Ref.[14]. AF is the three-dimensional antiferromagnetic phase. The system is an isolator in the AF state, a metal in the DDW and DDW+AF states, and a superconductor in the DSC and DDW+DSC states.

ставленные в нормированном виде $\lambda_{ab}^2(0)/\lambda_{ab}^2(T) = n_s(T)/n_0$ данные рис. 4 при $T < T_c/2$ приведены на рис. 7a для всех состояний кристалла $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ с разными p (символы). Сплошной линией изображена зависимость $n_s(T)/n_0$ в DSC. Явной особенностью сильно недодопированных ($p = 0.078$ и $p = 0.092$) состояний является вогнутость кривых $n_s(T)/n_0$ на фоне DSC зависимости и кривых $n_s(T)/n_0$ для состояний с $p = 0.16, 0.12, 0.106$. Согласно[12], $\Delta n_s(T)$ линейно зависит от температуры $T < T_c/2$ в интервале $0.1 < p < 0.2$, где DSC-щель превышает или сравнима с DDW-щелью (рис. 6), но при $p < 0.1$, оставаясь при асимптотически низких T линейной, зависимость $\Delta n_s(T)$ с ростом T меняется на корневую. Действительно, в достаточно широком интервале низких температур $0.1\,T_c < T \lesssim 0.5\,T_c$ экспериментальные зависимости $n_s(T)$ в $YBa_2Cu_3O_{6.60}$ и $YBa_2Cu_3O_{6.53}$ с $p < 0.1$ не линейны и близки к корневым. Это демонстрирует рис. 7b, где измеренные кривые $\lambda_{ab}^{-2}(T) \propto n_s(T)$ сравниваются с линейной ($\propto T$) в $YBa_2Cu_3O_{6.67}$ ($p = 0.106$) и $\sqrt{T}$-зависимостями $\Delta\lambda_{ab}^{-2}(T) = -3\sqrt{T}$ (λ_{ab} и T выражены в мкм и K) в $YBa_2Cu_3O_{6.60}$ ($p = 0.092$) и $\Delta\lambda_{ab}^{-2}(T) = -3.5\sqrt{T}$ в $YBa_2Cu_3O_{6.53}$ ($p = 0.078$). Штриховые линии на рис. 7b соответствуют продол-

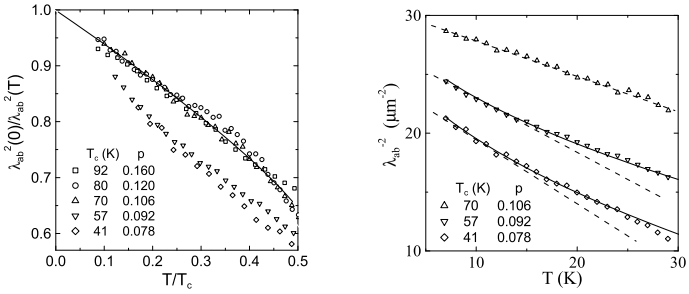


Рис. 7: a) $\lambda_{ab}^2(0)/\lambda_{ab}^2(T) = n_s(T)/n_0$ at $T < T_c/2$ in $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ with different doping. b) comparison of experimental $\lambda_{ab}^{-2}(T) \propto n_s(T)$ curves (symbols) with linear $\Delta\lambda_{ab}^{-2}(T) \propto (-T)$ (dashed lines) and root $\Delta\lambda_{ab}^{-2}(T) \propto (-\sqrt{T})$ (solid lines) dependences for moderately doped ($p = 0.106$) and heavily underdoped ($p = 0.092, 0.078$) $YBa_2Cu_3O_{7-x}$.

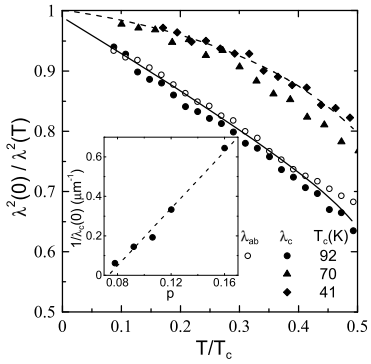


Рис. 8: a) dependence $\lambda_{ab}^2(0)/\lambda_{ab}^2(T)$ (open circles) in $YBa_2Cu_3O_{6.93}$ and $\lambda_c^2(0)/\lambda_c^2(T)$ (full symbols) measured for three states of the $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ crystal. Solid and dashed lines stand for the dependences $\lambda_c^2(0)/\lambda_c^2(T)$ calculated in Ref.[15] for $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ with different oxygen deficiency. The inset shows $1/\lambda_c$ at $T = 0$ as a function of doping p.

женной в область высоких температур линейной экстраполяции кривых $\lambda_{ab}(T)$ при $T < T_c/3$ на рис. 4.

Особенности $\lambda_{ab}^{-2}(T)$ при $p < 0.1$ на рис. 7 сопровождаются возникновением изгибов в области $T \sim 100$ K у двух нижних кривых $\rho_{ab}(T)$ на рис. 2, а эволюция зависимостей $\rho_c(T)$ с изменением x коррелирует с температурным поведением мнимой части проводимости вдоль c-оси $\sigma_c''(T,p) = \lambda_c^{-2}(T,p)/\omega\mu_0$.

Сплошными символами на рис. 8 изображены зависимости $\lambda_c^2(0)/\lambda_c^2(T) = \sigma_c''(T)/\sigma_c''(0)$ при $T \le T_c/2$ для трех состояний кристалла $YBa_2Cu_3O_{7-x}$. В таблице 1 приведены значения $\lambda_c(0)$ и показатели степени α у измеренных функций $\lambda_c(T) - \lambda_c(0) = \Delta\lambda_c(T) \propto T^\alpha$ при $T \le T_c/3$. Кривые $\lambda_{ab}^2(0)/\lambda_{ab}^2(T)$ и $\lambda_c^2(0)/\lambda_c^2(T)$ на рис. 8 совпадают в оптимально допированном ($x = 0.07, p = 0.16$) кристалле, как должно быть в анизотропном $3D$ сверхпроводнике, но с уменьшением p наклоны кривых $\lambda_c^2(0)/\lambda_c^2(T)$ при $T < T_c/3$ заметно уменьшаются. В модели[15] такое поведение $\sigma_c''(T)$ отвечает уменьшению интеграла перекрытия $t(p)$ между купратными плоскостями (сплошная и штриховая линии на рис. 8 – численные расчеты[15] для $p = 0.16$ и $p \sim 0.1$ соответственно) и коррелирует с переходом при $T > T_c$ от друдевской ($p = 0.16$) проводимости вдоль c-оси к прыжковой ($p < 0.16$). Итак, низкотемпературные зависимости $\lambda_c(T)$ описываются без учета псевдощелевых эффектов. Величина $1/\lambda_c(0,p)$ на вставке к рис. 8 линейно изменяется с p и, в отличие от $n_0(p)$, обращается в нуль при $p \approx 0.07$, где $T_c \to 0$ (рис. 6). Другим подтверждением определяющей роли интеграла $t(p)$ (а не влияния псевдощели) на поведение $\sigma_c''(T,p)$ служит обнаруженная нами в[16] одинаковая зависимость от концентрации p величин $\sigma_c''(0,p)$ и $\sigma_c(T_c,p)$ или, другими словами, прямая связь $\sigma_c''(0,p) = U(p)\sigma_c(T_c,p)$, где коэффициент пропорциональности $U(p)$ определяется только зависимостями псевдо и сверхпроводящей щелей от p. Во всем интервале $0.07 < p < 0.16$ величина $U(p)/U(0.16)$ изменялась меньше, чем вдвое, в то время как $\sigma_c(p)/\sigma_c(0.16)$ при $T = T_c$, зависящая от интеграла перекрытия $t(p)$, изменялась на два порядка.

[1] J.L. Tallon, C. Bernhard, H. Shaked et al., Phys. Rev. B **51**, 12911 (1995).
[2] Yu.A. Nefyodov, M.R. Trunin, A.A. Zhohov et al., Phys. Rev. B **67**, 144504 (2003).
[3] М.Р. Трунин и Ю.А. Нефедов, Письма в ЖЭТФ **77**, 696 (2003).
[4] A.F. Ho and A.J. Schofield, cond-mat/0211675; 0407059.
[5] M.R. Trunin, Yu.A. Nefyodov, and A.F. Shevchun, Phys. Rev. Lett. **92**, 067006 (2004).
[6] J.W. Loram, J. Luo, J.R. Cooper at al., J. Phys. Chem. Solids **62**, 59 (2001).
[7] C. Bernhard, J.L. Tallon, Th. Blasius et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 1614 (2001).
[8] P.A. Lee and X-G. Wen, Phys. Rev. Lett. **78**, 4111 (1997).
[9] A.J. Millis, S.M. Girvin, L.B. Ioffe, A.I. Larkin, J. Phys. Chem. Solids **59**, 1742 (1998).
[10] L.B. Ioffe and A.J. Millis, J. Phys. Chem. Solids **63**, 2259 (2002).
[11] S. Chakravarty, R.B. Laughlin, D.K. Morr et al., Phys. Rev. B **63**, 094503 (2001).
[12] S. Tewari, H-Y. Kee, C. Nayak et al., Phys. Rev. B **64**, 224516 (2001).
[13] Q.-H. Wang, J.H. Han, and D.-H. Lee, Phys. Rev. Lett. **87**, 077004 (2001).
[14] C. Nayak and E. Pivovarov, Phys. Rev. B **66**, 064508 (2002).
[15] R.J. Radtke, V.N. Kostur, and K. Levin, Phys. Rev. B **53**, R522 (1996).
[16] M.R. Trunin, Yu.A. Nefyodov, and A.F. Shevchun, Supercond. Sci. Technol. **17**, 1082 (2004).

Физическая природа макротурбулентной неустойчивости в сверхпроводниках

Л.М. Фишер,
Всероссийский электротехнический институт, 111250 Москва, Россия
T.H. Johansen,
Университет Осло, Физический факультет, 1048 Блиндерн, 0316 Осло, 3, Норвегия
А.Л. Рахманов,
Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, 125412 Москва, Россия
В.А. Ямпольский
Институт радиофизики и электроники НАНУ, 61085 Харьков, Украина

С помощью магнитооптической техники и развитой теоретической модели исследована природа макротурбулентного поведения вихревой материи в монокристалле сверхпроводника YBCO, специально приготовленного для этой цели.

После открытия высокотемпературной сверхпроводимости сильно возрос интерес к физике вихревого состояния сверхпроводников II рода. Возможно одним из наиболее неожиданных новых явлений, наблюдаемых в таких материалах, является турбулентная неустойчивость границы раздела вихрь-антивихрь. Обнаружение этого явления оказалось возможным благодаря использованию в изучении сверхпроводников новой экспериментальной техники, а именно техники получения магнитооптических изображений. Такая техника была развита в институте Физики твердого тела в Черноголовке и эффективно использована Власко-Власовым и Полянским. Физическая идея для получения магнитооптических изображений основана на эффекте Фарадея, и состоит во вращении плоскости поляризации света под действием магнитного поля.

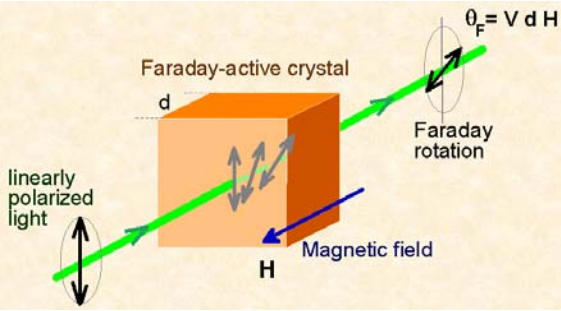


Рис. 1 Эффект Фарадея: вращение плоскости поляризации света под действием магнитного поля.

Магнитооптический индикатор помещается в поток поляризованного света между поляризатором и анализатором, повернутыми на угол 90 градусов относительно друг друга. Если имеется магнитное поле перпендикулярное пленке, нормальная компонента намагниченности пленки будет приводить к фарадеевскому вращению поляризации света. После прохождения фазоанализатора распределение интенсивности светового потока будет отражать величину поля индикаторной пленки. В результате возможно в реальном времени наблюдать и регистрировать изменение пространственного распределения магнитного поля, разнообразные эффекты течения магнитного потока в критическом состоянии, вихревую решетку и ее плавление, движение отдельных абрикосовских вихрей (рис. 3).

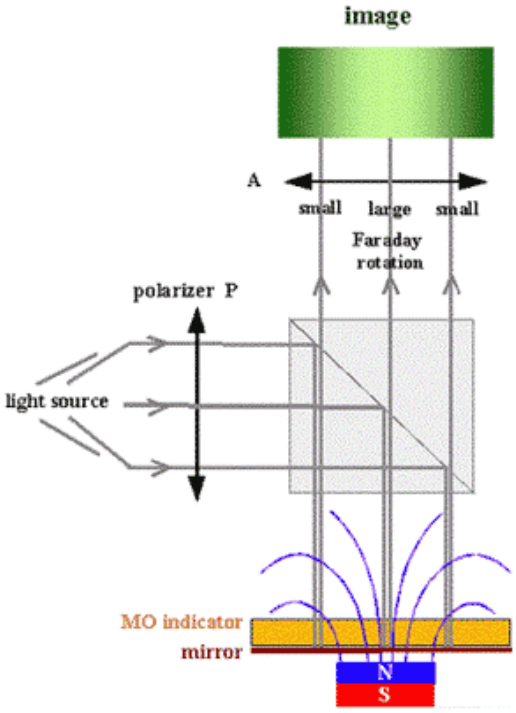


Рис. 2. Устройство для получения магнитооптических изображений.

Явление макротурбулентности было обнаружено именно с помощью магнитооптической техники. Оно состоит в следующем. Когда к образцу с захваченным магнитным потоком прикладывается внешнее магнитное поле противоположной ориентации, в объеме появляется граница, разделяющая области, содержащие вихри и антивихри. В некотором интервале температур и магнитных полей такое стабильное распределение потока и антипотока де-

монстрирует неустойчивое поведение, характеризующееся иррегулярным движением границы.

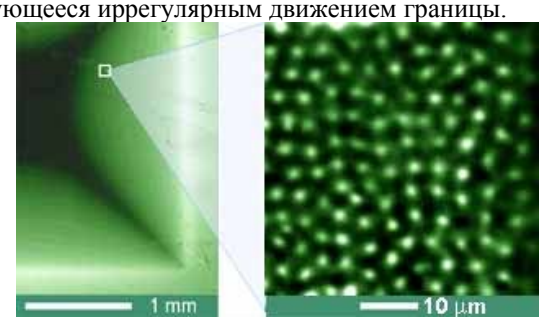


Рис. 3. Магнитооптическое изображение отдельных вихрей Абрикосова.

Такое поведение существенно отличается от стационарного и воспроизводимого проникновения магнитного потока при первичном намагничивании, когда в образце присутствует единственное направление намагниченности. Ясно, что такую нестабильность, часто называемую макротурбулентной, нельзя объяснить в рамках модели критического состояния или обычных моделей релаксации магнитного потока, так что природа этого явления долгое время оставалась невыясненной.

Недавно было предложено объяснение, базирующееся на том факте, что изучаемая нестабильность была обнаружена только в системе $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ и других 1-2-3 монокристаллах. Характерной чертой системы 1-2-3 является анизотропия структуры кристаллической структуры и электромагнитных свойств. Эта анизотропия, возникающая благодаря системе ортогональных границ двойникования в **ab** плоскости, приводит к преимущественному движению вихрей вдоль границ двойникования. со скоростью, содержащей компоненту, нормальную вынуждающей силе Лоренца. В результате потоки вихрей и антивихрей, двигающиеся навстречу друг другу, вблизи границы раздела испытывают разрыв тангенциальных компонент скоростей потоков. Как хорошо известно из классической гидродинамики вязких жидкостей, ламинарное течение в таких условиях становится неустойчивым. Нами было показано, что в рамках чисто гидродинамического приближения для потоков вихрей и антивихрей можно понять и объяснить природу макротурбулентности.

Теоретическое рассмотрение проведено на примере бесконечной сверхпроводящей пластины толщиной $2d$, помещенной во внешнее магнитное поле **H**, ориентированное параллельно поверхности образца вдоль оси z. Ось x направлена перпендикулярно пластине, начало координат x=0 находится в центре пластины. Пусть магнитное поле H сначала увеличивается так, что магнитный поток в виде вихрей полностью заполняет образец, а затем уменьшается, проходит через нуль и принимает некоторое отрицательное значение. В таком случае в приповерхностную область пластины с обеих ее сторон проникают вихри с противоположным направлением магнитного потока (антивихри). Из симметрии задачи ясно, что достаточно рассматривать только одну (например, правую, $0<x<d$) половину образца. Геометрия задачи схематически представлена на Рис. 4.

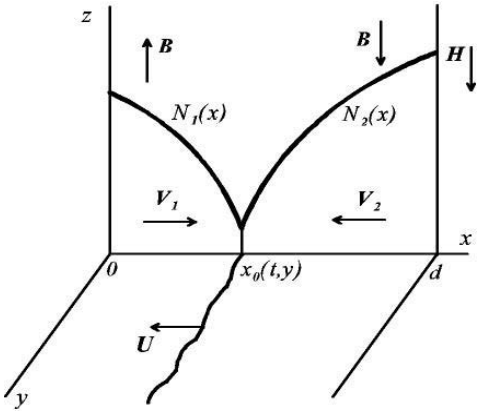


Рис. 4. Геометрия задачи.

Благодаря процессу термоактивации в образце происходит медленное течение магнитного потока. Аннигиляция вихрей и антивихрей, происходящая на границе $x=x_0$, разделяющей области их существования, приводит к дополнительному входу антивихрей с поверхности пластины в неизменном внешнем магнитном поле H. В результате, общее число вихрей в центральной части образца уменьшается, а граница раздела $x=x_0$ медленно движется со скоростью **U** в глубь образца. Потоки вихрей и антивихрей должны удовлетворять уравнению непрерывности,

$$\partial N_\alpha/\partial t + \mathrm{div}(N_\alpha \mathbf{V}_\alpha) = 0,$$

где N_α - плотности вихрей (α =1) и антивихрей (α =2), V_α – их гидродинамические скорости. Второе уравнение на вихревую плотность $\mathbf{N}_\alpha$ и скорость V_α находится с помощью ВАХ образца, которая записывается в виде:

$$J_X = \frac{1}{\varepsilon} J_c \left(\left|\frac{E_X}{E_0}\right|\right)^{1/m} \mathrm{sign}\left(\frac{E_X}{E_0}\right),$$

$$J_Y = J_c \left(\left|\frac{E_Y}{E_0}\right|\right)^{1/m} \mathrm{sign}\left(\frac{E_Y}{E_0}\right).$$

Здесь **J** - плотность тока, **E** – электрическое поле, J_c - критическая плотность тока, которая определяется как значение J_Y при $E_Y=E_0$ (обычно выбирается E_0=1 мкВ/см), ε <1 - параметр анизотропии, оси X и Y соответствуют направлениям вдоль и поперек границ двойникования. Ниже принимается, что как и в эксперименте показатель степени m.>>

1. Плотность тока и электрическое поле связаны с $\mathbf{N}_\alpha$ и $\mathbf{V}_\alpha$ известным соотношением: $\mathbf{J} = (c/4\pi)\,\mathrm{rot}\mathbf{N}_\alpha$.

Граничные условия должны быть сформулированы на движущемся со скоростью **U** фронте перемагничивания. Первое из них состоит в том, что в системе отсчета, движущейся вместе с фронтом, нормальные к границе потоки вихрей и антивихрей равны по модулю и противоположны по знаку. Второе условие учитывает аннигиляцию вихрей и антивихрей. Считается, что, как и во многих других кинетических задачах, скорость аннигиляции пропорциональна произведению плотностей вихрей и антивихрей. Наконец, принимается, что среднее значение магнитной индукции в окрестности интерфейса равно нулю. После простых, но громоздких вычислений получено дисперсионное уравнение для возмущений вихревой плотности, которое решалось численно. Зависимость инкремента нарастания неустойчивости Re λ от волнового числа к приведена на рис. 5. Видно, что неустойчивость (Re(λ)>0) имеет место при $\varepsilon < \varepsilon_c = 0.43$.

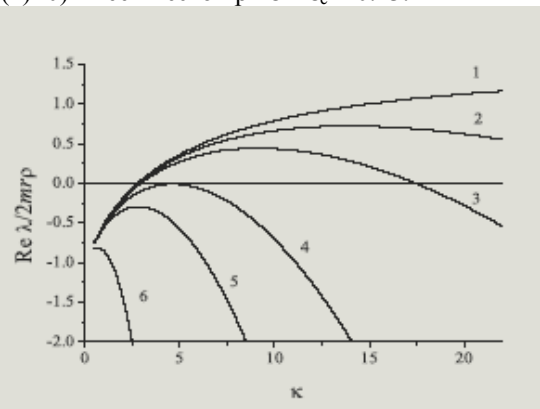


Рис. 5. Численное решение Re(λ) дисперсионного уравнения для $m = 20$ и различных значениях параметра анизотропии ε: ε = 0:5 (1), ε = 0:45 (2), $\varepsilon = \varepsilon_c$ = 0:43 (3), ε = 0:4 (4), ε=0:38 (5), и ε = 0:2 (6).

Величина критического параметра анизотропии ε_c существенно зависит от показателя степени m. Зависимость $\varepsilon_c(m)$ приведена на следующем рисунке. Этот график иллюстрирует сепаратрису, разделяющую фазовую плоскость (m; ε) на две части, соответствующие стабильности (левая часть) и нестабильности (правая часть) вихревой системы.

Для проверки и подтверждения справедливости развитой теории и определения природы макротурбулентности в вихревой материи сверх проводника системы YBCO выполнены магнитооптические измерения процесса развития неустойчивости в монокристаллах EBCO.

Основная идея работы состояла в изучении поведения границы раздела между вихрями и анти вихрями, так чтобы эффекты анизотропии были бы

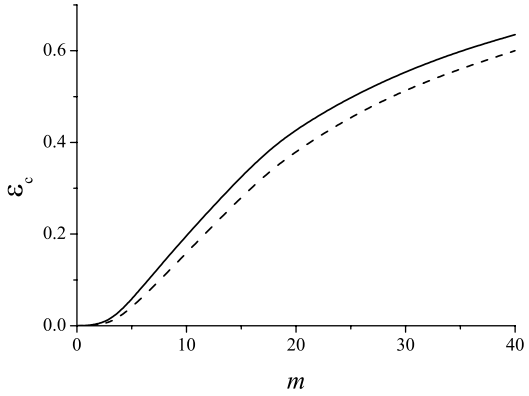


Рис. 6.

существенны вблизи одних сторон кристалла и отсутствовали бы у других [3]. Для реализации этой идеи из большого монокристалла был вырезан образец треугольной формы, так что одна из его сторон (гипотенуза) была параллельна границам двойникования. Следовательно, в рамках развитой модели можно ожидать, что макротурбулентность не будет развиваться вблизи гипотенузы, тогда как будет существовать у других сторон образца. Вид образца, полученный в поляризованном свете с помощью оптического микроскопа, показан на рис. 7. Размер образца вдоль гипотенузы равен 1,1 мм, кристаллографическая плоскость **ab** совпадает с плоскостью образца.

Изучение проникновения магнитного потока и макротурбулентная нестабильность проводилось традиционным магнитооптическим методом. Изображение на Рис. 8 демонстрирует распределение магнитного потока после охлаждения образца до 30 К во внешнем перпендикулярном магнитном поле H = 1 кЭ. Более светлые области соответствуют большей величине магнитной индукции.

Анизотропия полевого распределения отчетливо видна. Вдоль границ двойникования магнитное поле проникает глубже, чем в поперечном направлении. Таким образом, выбранный образец подходит для проверки природы макротурбулентности.

Для изучения макротурбулентности образец вначале охлаждался в поперечном магнитном поле H. Затем поле скачком уменьшалось до некоторой отрицательной величины, и магнитооптические изображения записывались и анализировались.

Наиболее отчетливое нестабильное поведение наблюдалось при H = 1 кЭ и T = 30 К. Серия магнитооптических изображений представлена на Рис. 9. Изображения (a)-(d), полученные соответственно через 0,1, 0,2, 0,3, и 10 секунд после смены направления магнитного поля, демонстрируют последовательные стадии развития нестабильности.

Рис. 7. Изображение образца в поляризованном свете.

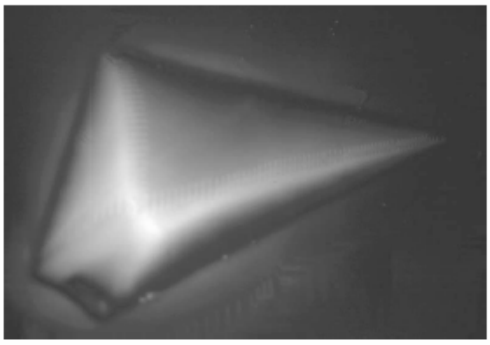


Рис. 8. Магнитооптическое изображение захваченного магнитного потока. H = 1кЭ, T = 30 К

Ключевой результат здесь – различное движение границ раздела областей с вихрями и антивихрями во времени в зависимости от их геометрического положения относительно краев образца. Прежде всего, граница раздела параллельная гипотенузе остается практически неподвижной, тогда как наблюдается существенное движение всех других границ раздела. Так граница раздела вблизи верхнего катета двигается со скоростью около 3 мм/с.

Таким образом, обнаружено, что макротурбулентная нестабильность развивается только вдоль краев образца, ориентированных под некоторым углом, отличным от 0 и π по отношению к границам двойникования, т.е. там, где guiding эффект приводит к тангенциальному разрыву гидродинамической скорости вихрей. Обнаружено, что нестабильность в исследованном образце существует в температурном окне $15<T<45$ К. Результаты хорошо воспроизводятся после нескольких циклирований магнитного поля и температуры.

Выполненное исследование можно рассматривать как убедительное выяснение природы макротурбулентной неустойчивости. Специфическая анизотропия YBCO сверхпроводников приводит к существованию guiding эффекта в вихревом движении. В результате, возникает разрыв тангенциальной компоненты скоростей вихревых потоков. Это приводит к развитию турбулентности аналогично случаю классической динамике вязких жидкостей.

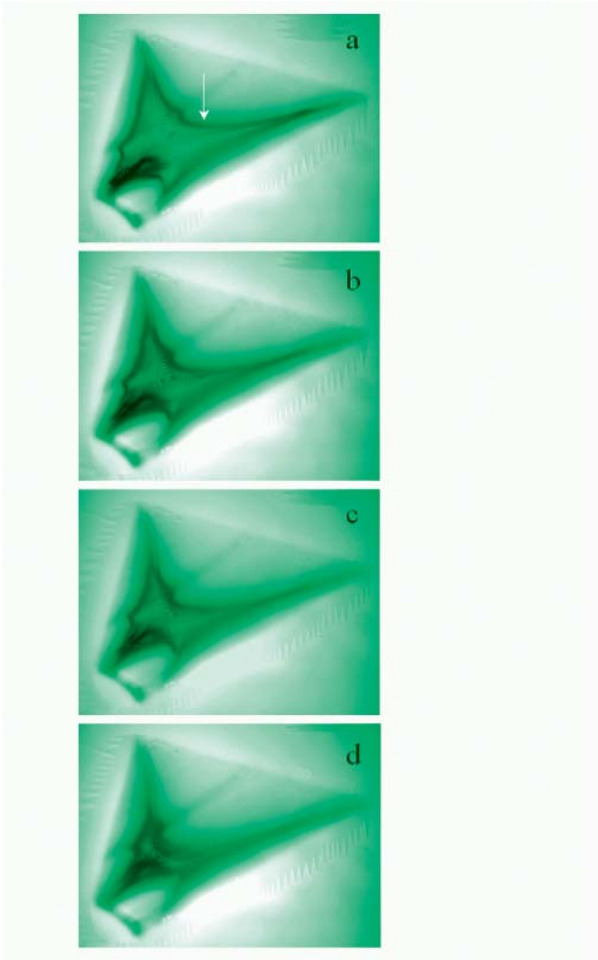


Рис.9. Эволюция распределения магнитного потока в условиях развития нестабильности. Изображения (a) –(d) получены через 0.1, 0.2, 0.3, 10 сек. после реверса внешнего магнитного поля.

1. V. K. Vlasko-Vlasov, V. I. Nikitenko, A. A. Polyanskii, et al., Physica (Amsterdam) **222C**, 361 (1994).
2. M.V. Indenbom, Th. Schuster, M. R. Koblischka, et al., Physica (Amsterdam) **209C**, 259 (1993).
3. L.M. Fisher, A. Bobyl, T.H. Johansen, et al.,Phys. Rev. Lett. **92**, 037002-1 (2004).

Работа поддерживалась Российским фондом фундаментальных исследований (грант 03-02-17169), Российской программой по сверхпроводимости (контракт 40.012.1.1.11.46) и грантом НАТО.

Нелокальные свойства джозефсоновского контакта между анизотропными сверхпроводниками

Р.М. Айнбиндер, Г.М. Максимова
Нижегородский Государственный Университет им. Н.И. Лобачевского, 603950 Нижний Новгород, Россия

Пиннинг в сверхпроводниках с высокой плотностью критического тока часто обусловлен плотной сеткой планарных кристаллических дефектов, таких как: двойниковые границы в $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, низкоугловые границы зерен или структуры искривленных границ зерен типа “кирпичная стена” в Bi сверхпроводниках. Наличие таких дефектов (для которых эффективная критическая плотность тока через джозефсоновский контакт j_s на несколько порядков выше, чем критическая плотность внутригранульного тока j_c : $j_s > j_c$), как показано в [1, 2], вызывает сильную деформацию нормального кора абрикосовского (A) вихря, который становится образованием, подобным абрикосовскому вихрю, но с сильно анизотропным джозефсоновским кором (AJ-вихрь):

$$\varphi(x) = \pi + 2arctg(x/l)$$

где $\varphi(x)$ - разность фаз на контакте, λ - лондоновская глубина проникновения, $\lambda_J = \left(c\Phi_0 / 16\pi^2 \lambda\, j_s\right)^{1/2}$ - джозефсоновская глубина проникновения, Φ_0 - квант потока а параметр $l = \dfrac{\lambda_J^2}{\lambda}$ определяет размер AJ-вихря вдоль перехода. В [3] приведены экспериментальные доказательства существования AJ-вихрей в кристаллах YBCO, полученные из измерений полевой зависимости сопротивления.

В цитируемых выше работах [1,2] рассматривались планарные дефекты в изотропных сверхпроводниках. Между тем, известно, что ВТСП-материалы обладают высокой степенью анизотропии. Поэтому представляется интересным рассмотрение физических характеристик джозефсоновских переходов между анизотропными сверхпроводниками. В рамках локальной электродинамики (т.е. для контактов с $j_s << j_c$) такая задача была решена в работах Минца и Когана.

В данной работе рассмотрен плоский джозефсоновский контакт, разделяющий соосные анизотропные сверхпроводники, и обобщены уравнения нелокальной электродинамики на этот случай. Анизотропия характеризуется безразмерным тензором масс с собственными значениями $m_a = m_b < m_c$, нормированных так, что $m_a^2\, m_c = 1$. Отношения масс определены как $m_i / m_k = \lambda_i^2 / \lambda_k^2$, так что глубины проникновения можно записать в виде $\lambda_i = \lambda\sqrt{m_i}$, где $\lambda = \left(\lambda_a^2\, \lambda_c\right)^{1/3}$. Описана структура изолированного вихря произвольной ориентации (по отношению к кристаллографическим осям). Показано, что характерный размер AJ-вихря зависит от коэффициента анизотропии $k = \sqrt{m_c / m_a}$ и угла θ, образованного вихрем и осью c:

$$L(\theta) = l\sqrt{m_{zz}(\theta)},$$

где $m_{zz} = k^{-2/3}\, sin^2\theta + k^{4/3}\, cos^2\theta$.

Нами было найдены распределения магнитного поля и плотности тока, создаваемого уединенным AJ-вихрем вблизи контакта. При заданном магнитном поле $\vec{H}$, лежащем в плоскости контакта и составляющем угол γ с осью c, равновесное положение вихря характеризуется углом $\theta_0(H,\gamma)$, образуемым вихрем с осью c. Угол $\theta_0(H,\gamma)$ и поле $H_{c1}(\gamma)$, при котором существование AJ-вихря в контакте становится энергетически выгодным при данном направлении внешнего магнитного поля (угол γ), были определены из системы уравнений:

$$\frac{\partial G(H,\theta_0,\gamma)}{\partial\theta_0} = 0$$

$$G(H,\theta_0,\gamma) = 0$$

где G - свободная энергия Гиббса.

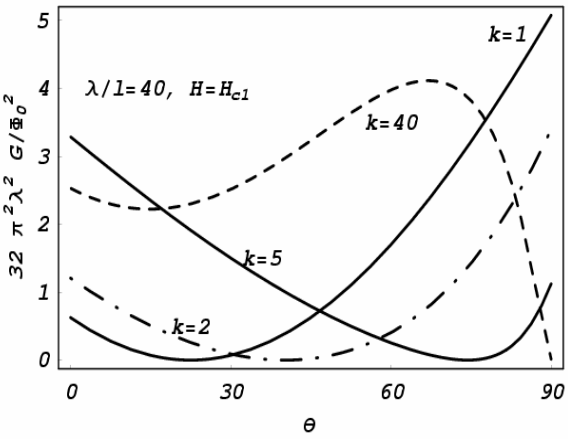


Рис. 1. Зависимость энергии Гиббса от угла ориентации вихря θ при различных значениях коэф-

фициента анизотропии k и поле, равном $H_{c1}(\gamma)$, где $\gamma = \pi / 10$.

Для численных расчетов величины $H_{c1}(\gamma)$ были взяты значения k и λ / l, характерные для высокотемпературных сверхпроводников. В частности, для $YBa_2Cu_3O_7$, в тонких пленках которого экспериментально наблюдались AJ-вихри [3], параметр анизотропии $k \approx 5$, $\lambda \approx 4000\ \mathring{A}$, $l \approx 190\ \mathring{A}$ при температуре 77 K (T_c = 91 K).

В данной работе было также рассмотрено взаимодействие абрикосовского вихря с планарным дефектом, играющим роль центра пиннинга и рассчитана угловая зависимость поперечной составляющей силы пиннинга, имеющая вид:

$$f_{\perp} = -l \left(\frac{\Phi_0}{4\pi\lambda} \right)^2 \sqrt{m_{zz}(\theta) m_c} \left(\frac{1}{s\left(l\sqrt{m_c} + s\right)} - \right.$$

$$\left. - \frac{2}{\left(l\sqrt{m_c} + 2s\right)^2} \right)$$

где s - расстояние вихря от контакта. Значение $|f_{\perp}(s)|$ максимально, когда вихрь ориентирован вдоль оси c (т.е. $\theta = 0$) и минимально, если его направление перпендикулярно c.

1. A. Gurevich, Phys.Rev.B., **46**, 3187 (1992).

2. A. Gurevich, L.D. Cooley, Phys.Rev.B., **50**, 13563 (1994).

3. A. Gurevich, M.S. Rzchowski, G. Daniels, B.M. Hinaus, and D.C. Larbalestier. PROCEEDINGS OF 10TH INTERNATIONAL WORKSHOP ON CRITICAL CURRENTS (IWCC 2001), June 4-7, 2001, Gőttingen, Germany, p.45.; cond-mat/0201234 v.1.

Аномальные тепловые свойства MgB_2

Н.В. Аншукова, А.И. Головашкин
Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, 119991 Москва, Россия
Л.И. Иванова, А.П. Русаков
Московский государственный институт стали и сплавов, 117936 Москва, Россия
Б.М. Булычев, И.Б. Крынецкий
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119899 Москва, Россия

Измерены температурные зависимости коэффициента теплового расширения α(T) в нулевом магнитном поле и поле H≈4Тл, теплоемкости C(T) и теплопроводности K(T) MgB_2 в области T_c и низких температур. Обнаружено, что соединение MgB_2, как и оксидные ВТСП, характеризуется отрицательным α(T). При этом, как и в других ВТСП, наблюдается сильное влияние магнитного поля на эту аномалию. Обнаружено также, что в дополнение к известному переходу в сверхпроводящее состояние при T_c≈40К наблюдается аномальное поведение, как C(T), так и K(T) в области температур T≈10-12К. При этом аномальное поведение C(T) и K(T) проявляется в той же области температур, в которой обнаружено отрицательное тепловое расширение MgB_2. Наблюдаемые аномалии при низких температурах связываются с наличием в MgB_2 второй группы носителей заряда и с увеличением плотности Бозе-конденсата, соответствующего этим носителям, при T_{c2}≈10-12К.

До сих пор обсуждается вопрос о соотношении свойств MgB_2 и ВТСП соединений. Известно [1], что в MgB_2 реализуется необычный двухзонный механизм сверхпроводимости. В то же время целый ряд аномалий свойств MgB_2 требует дополнительных экспериментальных исследований для своего объяснения.

В настоящей работе проведены измерения температурных зависимостей коэффициента теплового расширения α(T), теплоемкости C(T) и теплопроводности K(T) MgB_2 в области T_c и более низких температур, изучено влияние магнитного поля H≈4Тл на поведение α(T).

Измерение теплового расширения ΔL/L проводилось дилатометрическим методом с чувствительностью ~$5\cdot10^{-7}$ (L-длина образца) [2]. Теплоемкость и теплопроводность измерялись методом модуляционной калориметрии [3,4]. Относительная погрешность измерений теплоемкости–0.3%, теплопроводности–1%.

Образцы MgB_2 были получены методом горячего прессования при высоком давлении. Образцы были однофазными с плотностью до 98% от идеальной рентгеновской плотности, их свойства соответствовали стандартным данным [5].

На Рис.1 показаны температурные зависимости величины ΔL/L (L–длина образца) для соединения MgB_2, полученные в настоящей работе при H=0 и H=3.6T.

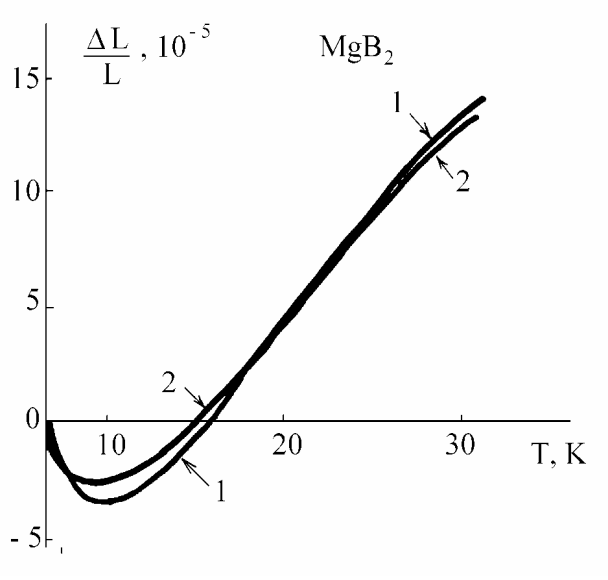


Рис.1. Температурные зависимости ΔL/L для MgB_2 при H=0 (кривая 1) и H=3.6T (кривая 2).

Величина α=(1/L)dL/dT отрицательна в области T<11K. Наблюдается сильное влияние магнитного поля H≈4T. Т.е. MgB_2 характеризуется таким же аномальным свойством (α<0) и сильным влиянием H на эту аномалию, как и оксидные ВТСП.

На Рис.2 приведена зависимость C/T от T в области T=5-50K для одного из образцов. Наблюдаются две особенности: при T≈38-40K и T≈10K. Эти особенности отдельно показаны на вставках к Рис.2. Особенность при T≈38-40K связана с переходом образца в сверхпроводящее состояние. Для исследованных образцов MgB_2 величины скачка теплоемкости при T_c ΔC=145-152мДж/К·моль. Эти величины согласуются с литературными данными [6-11], хотя несколько превышают их. Вторая особенность на зависимости C(T)/T (скачок ΔC_2) наблюдалась в области T≈10-15K. Имеются теоретические основания полагать [1,12,13], что при этой температуре резко увеличивается вторая (малая) сверхпроводящая щель, соответствующая второй группе носителей заряда.

Измерения K(T) были проведены в интервале T=5-45K. На кривой K(T) для MgB_2 проявляются

обе аномалии, наблюдающиеся для C(T). Аномалия K(T) в области критической температуры при T≈38-40K выражена слабее. Аномалия в области низких температур T≈10-12K приведена на Рис.3. Очевидно совпадение трех аномалий, наблюдающихся в MgB_2 при T≈10-12K. Оценка дает $\Delta C_2 \approx 7.6$мДж/К·моль.

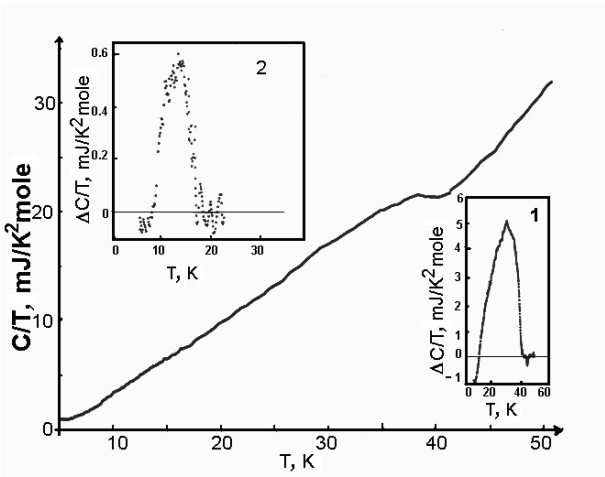


Рис.2. Температурная зависимость теплоемкости MgB_2 в координатах C/T и T. На вставках показаны скачки теплоемкости при T_c (вставка 1) и T≈10K (вставка 2).

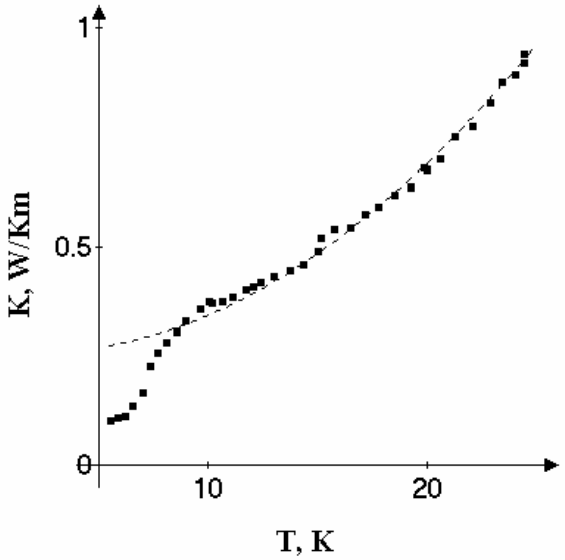


Рис.3. Аномалия теплопроводности MgB_2 при T≈10-12K. Штриховой линией показана интерполяционная зависимость теплопроводности, полученная вблизи аномалии.

Полученные результаты позволяют сделать оценки коэффициентов при линейном члене теплоемкости γ. Найдено, что $\gamma=\gamma_1+\gamma_2=4.4$ мДж/К^2·моль, $\gamma_1=1.5$ мДж/К^2·моль, $\gamma_2=2.9$ мДж/К^2·моль. Поскольку величина γ пропорциональна плотности электронных состояний на уровне Ферми, величина $\gamma_2/\gamma_1 \approx 2$ характеризует отношение этих плотностей для двух групп носителей заряда в MgB_2.

Отношение скачка теплоемкости при T_c к величине γ равно $\Delta C/\gamma_1 T_c \approx 2.9$. Такое значение отношений указывает на сильную связь в MgB_2 для первой группы носителей заряда с меньшей концентрацией. Это согласуется с результатами расчетов работы [14].

Объяснение обнаруженных аномалий связывается с наличием в MgB_2 второй группы носителей заряда и с увеличением плотности Бозе-конденсата, соответствующего этим носителям, при T≈10-12K. Сильная зависимость аномалии α от магнитного поля указывает на сходство тепловых свойств MgB_2 со свойствами других ВТСП.

Работа выполнена при поддержке РФФИ и Министерства образования и науки.

1. J.Kortus, I.I.Mazin, K.D.Belashchenko, V.P.Antropov, L.L.Boyer. Phys. Rev. Lett. **86**, 4656 (2001).
2. Н.В.Аншукова, Ю.В.Богуславский, А.И.Головашкин, Л.И.Иванова, И.Б.Крынецкий, А.П.Русаков. ФТТ **35**, 1415 (1993).
3. A.A.Minakov, Yu.V.Bugoslavsky, C.Schick. Thermochim. Acta **317**, 117 (1998).
4. A.A.Minakov, S.A.Adamovsky, C.Schick. Thermochim. Acta **377**, 173 (2001).
5. C.Buzea, T.Yamashita. Superconductor Science and Technology **14**, R115 (2001).
6. Y.Wang, T.Plackowski, A.Junod. Physica C **355**, 179 (2001).
7. F.Bouquet, R.A.Fisher, N.E.Phillips, D.G.Hinks, J.D.Jorgensen. Phys. Rev. Lett. **87**, 047001 (2001).
8. S.L.Bud'ko, G.Lapertot, C.Petrovic, C.E.Cunningham, N.Anderson, P.C.Canfield. Phys. Rev. Lett. **86**, 1877 (2001).
9. H.D.Yang, J.-Y.Lin, H.H.Li, F.H.Hsu, C.Y.Liu, J.Changi. Phys. Rev. Lett. **87**, 167003 (2001).
10. Ch.Wälti, E.Felder, C.Degen, G.Wigger, R.Monnier, B.Delley, H.R.Ott. Phys. Rev. **64**, 172515 (2001).
11. E.Bauer, Ch.Paul, St.Berger, S.Majumdar, H.Michor, M.Giovannini, A.Saccone, A.Bianconi. J. Phys.: Cond. Matter **13**, L487 (2001).
12. A.Y.Liu, I.I.Mazin, J.Kortus. Phys. Rev. Lett. **87**, 087005 (2001).
13. A.A.Golubov, J.Kortus, O.V.Dolgov, O.Jepsen, Y.Kong, O.K.Andersen, B.J.Gibson, K.Ahn, R.K.Kremer. J. Phys.: Cond. Matter **14**, 1353 (2002).
14. Y.Kong, O.V.Dolgov, O.Jepsen, O.K.Andersen. Phys. Rev. B**64**, 020501 (2001).

Динамика перпендикулярной слоям компоненты магнитного потока в наклонном поле в $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$.

В.А. Березин, В.А. Тулин.
Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, 142432, Московская обл., Россия

На основании обнаруженных особенностей высокочастотного поглощения в качающемся относительно плоскости ab образца магнитном поле делаются выводы о характере проникновения магнитного потока в сверхпроводник. Динамика перпендикулярных плоскости ab вихрей магнитного потока в постоянном параллельном магнитном поле в температурном интервале от 60К до T_c определяется критическим полем проникновения $H_c^{\perp *}$ и поверхностным барьером на фоне термоактивационного движения вихрей.

Высокая анизотропия электрических свойств рассматриваемых слоистых сверхпроводников приводит к анизотропии их магнитных свойств. Это проявляется в возможности существования двух типов вихрей. Вихри, параллельные оси **c** кристалла, аналогичны вихрям Абрикосова в изотропных сверхпроводниках в каждом сверхпроводящем слое, образуют в объёмном кристалле стопку двумерных вихрей - панкейков. Вихри параллельные сверхпроводящим плоскостям **ab** кристалла являются бескоровыми и аналогичны вихрям Джозефсона в широких туннельных переходах.

В наклонных магнитных полях в зависимости от величины анизотропии и соотношения магнитной и джозефсоновской энергий возможно существование разнообразных комбинированных вихревых структур. В настоящее время наиболее вероятной считается пересекающаяся система джозефсоновских вихрей в пространстве между плоскостями CuO и стопок панкейков пронизывающих эти плоскости и предпочтительно локализованных на джозефсоновских вихрях [1].

Известно, что динамика вихрей магнитного потока является определяющей для ВЧ отклика сверхпроводников второго рода в присутствии магнитного поля. Как было показано в работе [2], в слоистых монокристаллах при азотных температурах существуют две компоненты ВЧ-поглощения: первая компонента, связанная с динамикой вихрей Джозефсона и проявляющаяся в виде характерного максимума в параллельных полях 10-100 Эрстед и компонента, обусловленная существованием перпендикулярных плоскостям **ab** вихрей, монотонно увеличивающаяся с увеличением их концентрации. Измеряя поведение ВЧ–поглощения в образце при изменении внешнего магнитного поля можно судить о кинетике магнитного потока в образце.

Мы исследовали ВЧ-потери в монокристаллических образцах $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ толщиной ~1мкм и планарными размерами ~1 мм. Образец помещался в спиральный резонатор с резонансной частотой ~600МГц, изменение добротности которого, пропорциональное ВЧ-потерям в образце (в случае малых изменений), фиксировалось измерительной аппаратурой.

На рис. 1 приведены характерные зависимости ВЧ-потерь от величины перпендикулярного магнитного поля. Запись производилась после начального введения магнитного поля, параллельного плоскости **ab**, с последующим включением периодически изменяющегося перпендикулярного поля с определенной амплитудой.

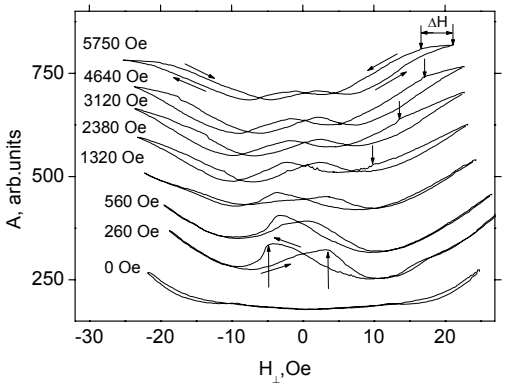


Рис. 1. Зависимость ВЧ поглощения монокристалла $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ от величины перпендикулярного плоскости **ab** образца магнитного поля. В качестве параметра на кривых указаны величины параллельного плоскости **ab** магнитного поля. Стрелками показаны направление развертки поля и особые точки на кривых поглощения.

Кривая, отвечающая нулевому параллельному полю, позволяет оценить величину первого критического поля перпендикулярного плоскости **ab** $H_{c1}^{\perp}$, которая с учетом размагничивающего фактора при T=80K приблизительно равна 100 Э ± 20 Э.

Остальные кривые обнаруживают особенности двух видов. Первая особенность возникает вблизи нуля перпендикулярного поля и проявляется в виде максимума ВЧ поглощения после прохождения нулевого значения поля. Мы связываем её с поглощением электромагнитного поля джозефсоновскими компонентами вихрей магнитного потока и подавлением этого поглощения вихрями, перпендикулярными плоскости **ab**[3]. Максимум поглощения в этом случае соответствует минимальной концентрации перпендикулярных вихрей. Спад поглоще-

ния соответствует началу вхождения в образец перпендикулярных вихрей при увеличении $H_\perp$, т.е. имеет смысл $H_{c1}^\perp$ с учетом размагничивающего фактора образца.

Вторая особенность ВЧ-поглощения наблюдается при изменении направления развертки $H_\perp$, после которого полевая зависимость ВЧ поглощения в некотором интервале более слабая, чем до изменения направления развертки. Интервал заканчивается небольшим скачкообразным изменением ВЧ поглощения, а величина интервала зависит от приложенного параллельного поля.

Мы полагаем, что после изменения направления развертки поля магнитный поток "экранирован" от изменений внешнего поля. Такое явление наблюдается в сверхпроводниках второго рода с поверхностным барьером и в жестких сверхпроводниках второго рода (объемный пиннинг, критическое состояние). Заметное поглощение ВЧ мощности вихрями, перпендикулярными плоскости **ab**, на частоте много меньшей частоты депиннинга говорит о том, что эти вихри в объеме достаточно свободны. Поэтому можно говорить о преимущественной роли поверхностного барьера в наблюдаемом явлении по сравнению с объемным пиннингом.

При приближении к точке возврата происходит течение потока через поверхность. В этом случае плотность поверхностного тока равна критической, и отсутствует барьер для вхождения (или выхода) вихрей, перпендикулярных плоскости **ab**. После смены направления развертки магнитного поля плотность тока на поверхности становится меньше критической, и вихри не могут находиться в поверхностном слое образца толщиной λ (λ -глубина проникновения магнитного поля). При дальнейшем изменении поля поверхностная плотность тока проходит через нулевое значение и достигает вновь критического значения в противоположном направлении. Вихри вновь могут протекать (не перескакивать) через поверхность образца. Это происходит в магнитном поле, где наблюдается скачок ВЧ поглощения. Этот диапазон изменения $H_\perp$ и соответствует существованию конечного поверхностного барьера. Таким образом, измеряемая в эксперименте величина ΔH прямо связана с критическим током и пропорциональна его удвоенному значению.

На основании этих измерений получены зависимости первого критического поля $H_{c1}^{\perp *}$ и разности магнитных полей ΔH, характеризующей величину критического тока зарождения вихрей (поверхностного барьера) от величины параллельного поля. Полученные результаты представлены в виде фазовой диаграммы на плоскости ($H_\perp$, $H_{||}$) , см. рис.2.

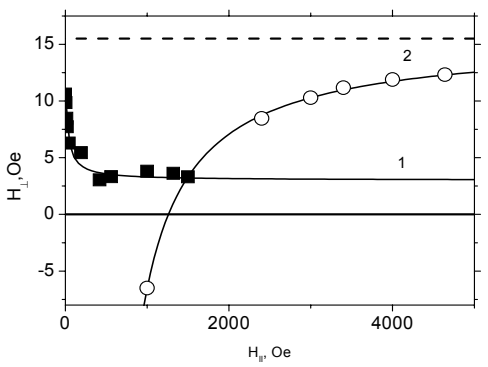


Рис.2 Фазовая диаграмма на плоскости ($H_\perp$, $H_{||}$). Пунктирная линия, параллельная оси $H_{||}$, соответствует амплитуде $H_\perp$ при его медленном циклическом изменении в наших измерениях.1- положение максимума поглощения по величине перпендикулярного магнитного поля ($H_{c1}^{\perp *}$), 2-зависимость величины критического изменения перпендикулярного поля ΔH.

Мы проводили измерения при высокой температуре, где все обстоятельства, ограничивающие движение магнитного потока, преодолеваются за счет термоактивационного процесса. При этом критические поля и барьеры проявляются как особенности на измеряемых характеристиках. При наличии процесса термоактивационного преодоления барьеров основную роль играют энергетические критерии. Полученная из энергетических соображений зависимость $\Delta H \sim 1/H_{||}$ при независящем от параллельного магнитного поля критическом токе, хорошо согласуется с экспериментом в больших полях. Расхождения в области малых параллельных полей могут быть объяснены тем, что в этом интервале критический ток растет при уменьшении магнитного поля.

Также наблюдается значительное подавление первого критического поля $H_{c1}^\perp$ параллельным полем масштаба 100 Эрстед. При дальнейшем увеличении параллельного поля $H_{c1}^{\perp *}$не меняется (рис. 2 , кривая 1). Из этого факта можно сделать заключение, что положительная часть энергии панкейков при наличии параллельного плоскости **ab** магнитного поля уменьшается при его увеличении от нуля до 200 Эрстед.

1.A.E. Koshelev, Phys. Rev. B 68, 094520 (2003).

2.A. I. Buzdin and A. Yu. Simonov, Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. 51, 168 (1990); W.A.M. Morgado, M.M. Doria, and G. Carniero, Physica C 349, 196 (2001).

3.В.А. Березин, В.А. Тулин, ЖЭТФ, **110**, вып. 3(9), 1054, 1996.

Исследование критического состояния, создаваемого током в керамическом ВТСП

Н.А. Боголюбов

Институт неорганической химии им. А.В. Николаева СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия

Проведено экспериментальное исследование зависимости критического тока от температуры, размеров и формы поперечного сечения керамических ВТСП образцов на основе иттрия (Y-123) и висмута (фазы 2223 и 2212+2223). Установлено, что критический ток, создаваемое им внутри образца магнитное поле и плотность критического тока являются однородными функциями. При протекании через образец критического тока распределение криттока и магнитного поля в образце определяется формой границ поперечного сечения этого образца.

Критическое состояние в керамическом ВТСП образце может быть создано либо пропусканием через него транспортного тока критической величины, либо с помощью внешнего магнитного поля или сочетанием обоих приемов. При отсутствии внешнего магнитного поля окружающее образец пространство изотропно. Это значительно упрощает исследуемую систему и позволяет выяснить ряд важных её свойств. Магнитное поле в такой системе все же присутствует, это поле, созданное транспортным током, так называемое ″собственное поле″. Управлять таким полем можно только, меняя поперечные размеры образца. Если по образцу течет критический ток, то образец находится в критическом состоянии. Меняя размеры, форму поперечного сечения образца, мы оказываем влияние на критическое состояние во всем сечении образца. В результате наблюдается размерный эффект – зависимость величины критического тока образца I_c и его средней плотности $\langle j_c \rangle$ от размеров поперечного сечения образца.

Этот эффект использовался нами как инструмент для изучения критического состояния керамического ВТСП образца. Было выяснено, что выражение для транспортного критического тока может быть представлено в виде:

$$I_c(X,Y,T) = G(X,Y)\, f(T). \qquad (1)$$

Функция f(T) зависит от температуры и индивидуальных свойств образца, т.е. от типа сверхпроводящего материала образца, фазового состава, наличия несверхпроводящих примесей и т.д. В противоположность этому G(X,Y) зависит только от размеров поперечного сечения образца. Если это сечение имеет форму прямоугольника, то X и Y – ширина и высота сечения, если – прямоугольного треугольника, то X и Y – катеты. В случае цилиндрического образца G определяется радиусом поперечного сечения R. Кроме этого установлено, что критический ток, а именно функция G(X,Y) является однородной функцией Эйлера:

$$G(kX,kY) = k^{p}\, G(X,Y). \qquad (2)$$

Здесь k – произвольная величина. Показатель p не зависит от температуры и индивидуальных свойств образца. Более того, он не зависит и от формы поперечного сечения образца. Усредненное значение показателя p равно 1,36±0,01. С помощью специально поставленных экспериментов нами было доказано, что критический ток не только удовлетворяет определению однородной функции, но и двум теоремам о необходимости и достаточности [1,2]. Во-первых, он удовлетворяет дифференциальному уравнению Эйлера и может быть представлен в виде:

$$I_c(X.Y.T)=X^{p}\, F_1(Y/X)\, f(T), \qquad (3)$$

$$I_c(X.Y.T)=Y^{p}\, F_2(X/Y)\, f(T). \qquad (4)$$

Тот факт, что критический ток может быть представлен одновременно в виде (3) и (4), обусловлено отсутствием внешнего поля. Кроме этого установлено, что для образцов с названными формами поперечных сечений:

$$I_c(S) = A\, S^{p/2}\, f(T), \qquad (5)$$

т.е. независимо от формы поперечного сечения образцов выражения, описывающие критические токи как функции площадей разных сечений имеют один и тот же вид. Может создаться впечатление, что информация о форме сечения заключена в константе A. В отдельно поставленных опытах поперечное сечение одного и того же образца (т. е. при постоянном значении f(T)) изменялось специальным образом. Сечение имело форму прямоугольников с разными соотношениями сторон, трапеций, различных многоугольников (в том числе вогнутых), кругов и треугольников. Выяснено, что независимо от формы поперечного сечения величина критического тока определяется выражением (5) с одним и тем же коэффициентом A.

Поскольку критический ток является однородной функцией размеров поперечного сечения (а именно функция G(X,Y)) и не изменен при преобразовании формы сечения, то, в свою очередь, плотность критического тока является однородной функцией координат точки наблюдения. Ее показатель равен p-2:

$$j_c(kx,ky) = k^{p-2}\, j_c(x,y) \qquad (5)$$

Величина магнитного поля в образце H(x,y), создаваемого текущим током, и его компоненты $H_x(x,y)$, $H_y(x,y)$ так же являются однородными функциями, но показатель степени равен p-1. В керамических ВТСП материалах плотность критического тока зависит от величины магнитного поля в образце. Поскольку обе эти величины являются

однородными функциями, то связь между ними дается выражением:

$$j_c = Q\, H^{(p-2)/(p-1)}. \qquad (6)$$

Кроме этого, плотность критического тока сохраняется неизменной вдоль границы поперечного сечения, если контур сечения является гладкой кривой, или вдоль гладкого участка в случае, когда сечение ограничено кусочно-гладкой кривой. Пусть этот контур (или гладкий участок) описывается неявной функцией g(x,y) = 1, тогда:

$$j_c(x,y) = j_c(g(x,y)) \qquad (7)$$

Это выражение описывает одно из важнейших свойств критического состояния в керамическом образце, возникающего при протекании через него транспортного тока критической величины: распределение критического тока в образце определяется формой границ поперечного сечения образца.

Если функция g(x,y) сама является однородной функцией с некоторым показателем m, то для плотности тока и магнитного поля в образце имеем:

$$j_c\,(x,y) = j_o\, g^{(p-2)/m}, \qquad (9)$$

$$H_c(x,y) = H_o\, g^{(p-1)/m}. \qquad (10)$$

Здесь j_o и H_o – значения плотности тока и магнитного поля на границе сечения образца. Они определяются величиной критического тока I_c.

Если образец имеет форму прямоугольного бруска, то поперечное сечение – прямоугольник, имеющий размеры X и Y. Поместим начало отсчета его центр. Тогда для сектора, расположенного справа от центра вдоль оси x и ограниченного диагоналями имеем:

$$j_{c1}(x) = j_{o1}\,(2x/X)^{p-2}, \quad H_{c1}(x) = H_{o1}\,(2x/X)^{p-1}. \qquad (11)$$

Для сектора, расположенного вверх от центра вдоль оси Y:

$$j_{c2}(y) = j_{o2}(2y/Y)^{p-2}, \quad H_{c2}(y) = H_{o2}\,(2y/Y)^{p-1}. \qquad (12)$$

$$j_{o1} = pI_cY^2/[S(X^2+Y^2)], \quad j_{o2} = pI_cX^2/[S(X^2+Y^2)],$$

$$H_{o1} = pI_cY/[2(p-1)(X^2+Y^2)],$$

$$H_{o2} = pI_cX/[2(p-1)(X^2+Y^2)].$$

При приближении к центру прямоугольника плотность критического тока возрастает, обращаясь в бесконечность в центре. На диагональных линиях при переходе из одного сектора в другой плотность тока меняется скачком. Следует помнить, что используемое рассмотрение в рамках приближения сплошной среды применимо для расстояний много больших размера зерен керамики. Магнитное поле так же изменяется скачком на диагоналях и возрастает от нуля в центре до H_{oi} на границах образца. Внутри образца магнитные силовые линии замкнуты и имеют форму прямоугольников.

Доли критического тока, текущего по названным выше секторам, определяются выражениями:

$$I_{c1} = I_cY^2/2(X^2+Y^2),$$

$$I_{c2} = I_cX^2/2(X^2+Y^2).$$

В очень высоком образце (X<<Y) практически весь критического тока течет по бокам образца, и лишь малая его часть протекает через верхний и нижний сектора. В общем случае большая часть тока протекает по тем областям сечения, которые ограничены большей стороной.

В случае круглого образца

$$I_c = A\, f(T)\, (\pi R^2)^{p/2}, \quad j_c(r) = p/2\, A\, f(T)\, (\pi r^2)^{(p-2)/2},$$

$$H(r) = ½\, Af(T)\, \pi^{(p-2)/2}\, r^{(p-1)/2}$$

В прямоугольном и круглом образцах магнитосиловые линии замыкаются внутри, не покидая образца. Однако это не всегда так, например, в случае эллиптического поперечного сечения.

Поскольку величина критического тока определяется только площадью поперечного сечения (ур.(5)) и не зависит от его формы, то функциональная связь относительного тока с относительной площадью сечения носит универсальный характер и не зависит от свойств конкретного керамического ВТСП образца:

$$I_c(S)/\, I_O(S_o) = (S/\, S_o)^{p/2}.$$

Работа выполняется при поддержке РФФИ, проект № 03-03-32446.

1. Н.А. Боголюбов, ФНТ **23,** 808**,** (1997).
2. Н.А. Боголюбов, ФНТ **25,** 1243**,** (1999).

Особенности поведения и анализ коэффициента термоэдс в системе $Bi_2Sr_2Ca_{1-x}Pr_xCu_2O_y$ в области высоких температур

В.Э. Гасумянц, М.В. Балинт, С.А. Локоть
Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, 195251, Россия
Л.П. Мезенцева
Институт химии силикатов РАН, 199155 Санкт-Петербург, Россия

Работа посвящена исследованию температурных зависимостей коэффициента термоэдс в системе $Bi_2Sr_2Ca_{1-x}Y_xCu_2O_y$ в широком температурном диапазоне ($T=T_c\div1000$K) и их анализу в рамках феноменологической модели электронного транспорта с целью определения характера и механизма влияния празеодима на параметры зонного спектра и системы носителей заряда.

Исследования транспортных свойств (в частности, коэффициента термоэдс, S) и модификации температурных зависимостей кинетических коэффициентов под действием легирования интенсивно используются при изучении природы и свойств нормального состояния в ВТСП-материалах. Однако, в большинстве работ обсуждаются данные, полученные в диапазоне $T_c \le T \le 300$K. В данной работе зависимости $S(T)$ для $Bi_2Sr_2Ca_{1-x}Y_xCu_2O_y$ ($x = 0$, 0.05, 0.1, 0.15, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5) были измерены в широком температурном диапазоне (до 1000K), что позволило получить более детальную информацию для последующего анализа свойств системы носителей заряда в нормальной фазе.

Образцы были изготовлены стандартным методом твердофазного синтеза с заключительным отжигом в атмосфере аргона. Измерения зависимостей $S(T)$ проводились в воздушной атмосфере.

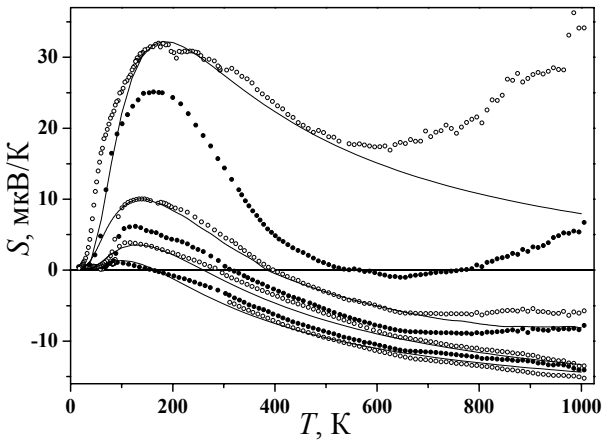


Рис. 1. Зависимости $S(T)$ для $Bi_2Sr_2Ca_{1-x}Y_xCu_2O_y$. Значение x возрастает с ростом значения S.

Экспериментальные зависимости $S(T)$ показаны символами на рис. 1. Как и во всех бесцепочечных ВТСП [1] их отличительной чертой для слаболегированных образцов ($x < 0.2$) является близкое к линейному падение с ростом температуры в области $T=T_c\div(500\text{-}700$K). Увеличение уровня легирования приводит к существенной трансформации кривых $S(T)$. При $x>0.2$ их линейность в низкотемпературной области постепенно пропадает, и зависимость становится такой же, как и для сильнолегированных образцов иттриевой системы [1]. Рост x также приводит к последовательному смещению максимума на кривой $S(T)$ в область более высоких температур, что является характерной особенностью поведения коэффициента термоэдс для всех легированных ВТСП-систем. Это наглядно демонстрирует, что основные особенности строения зонного спектра, приводящие к наблюдаемому виду зависимости $S(T)$, являются одинаковыми как для висмутовой, так и для иттриевой ВТСП-систем. Специфика вида зависимостей $S(T)$ при малых концентрациях легирующей примеси связана с мелкими деталями строения зонного спектра, наличие которых характерно для висмутовых ВТСП [2].

При малых уровнях легирования значения S при $T > 650$K незначительно уменьшаются с ростом температуры, у образцов x=0.2 и 0.3 они остаются неизменными, а дальнейшее увеличение x приводит ко все более сильному их росту. Отметим, что в для исследованного нами ранее замещения Nd→Ca подобного изменения характера зависимостей $S(T)$ в области высоких температур не происходит [3], то есть обнаруженная особенность является характерной именно для влияния примеси празеодима.

Наиболее вероятной причиной такого поведения являются вызванные введением празеодима структурные изменения в кислородной подсистеме, приводящие к изменению силы связи между катионной и анионной подрешетками. В результате при сильном нагреве в процессе измерений в сильнолегированных образцах происходит уменьшение содержания кислорода, что и вызывает трансформацию зависимостей $S(T)$ при высоких температурах.

Полученные кривые $S(T)$ были проанализированы в рамках модели узкой зоны [2], позволяющей определить значения четырех модельных параметров – степени заполнения зоны электронами F, эффективной ширины проводящей зоны W_D, эффективной ширины интервала делокализованных состояний W_σ и степени асимметрии зоны b. Расчетные зависимости $S(T)$ для некоторых образцов показаны на рис. 1 сплошными линиями.

Для слаболегированных образцов экспериментальные и расчетные кривые $S(T)$ практически сов-

падают во всем интервале температур. С увеличением концентрации празеодима в области высоких температур (при $T > 600$K) наблюдается все большее их расхождение. Это связано с отмеченным выше эффектом изменения состава образцов по кислороду, что не позволяет использовать при анализе данные для этого температурного интервала. Для области постоянства состава [$T=T_c \div (500\text{-}600\text{K})$] нам удалось достичь хорошего согласия для всех образцов. Отметим, что расширение температурного диапазона измерений и анализа данных позволило достичь однозначности в определении значений всех четырех модельных параметров, представленных в табл. 1.

Таблица 1. Параметры зонного спектра

x	F	W_D, мэВ	W_σ, мэВ	b
0.00	0.4406	80	35.9	– 0.068
0.05	0.4417	100	44.4	– 0.062
0.10	0.4429	120	52.7	– 0.061
0.15	0.4392	120	52.7	– 0.070
0.20	0.4443	113	49.7	– 0.070
0.30	0.4498	128	48.4	– 0.069
0.40	0.4623	145	51.0	– 0.072
0.50	0.4872	185	63.3	– 0.070

В области слабого легирования (до x=0.2) рост x в системе $Bi_2Sr_2Ca_{1-x}Pr_xCu_2O_y$ не приводит к существенному изменению как степени заполнения зоны, так и ее энергетических размеров. Отметим, что доля делокализованных состояний (характеризующаяся значением параметра $C \equiv W_\sigma/W_D$) для этой области также остается неизменной ($C \approx 0.44$). Это свидетельствует о том, что при малых концентрациях празеодима происходит практически полная компенсация его зарядового влияния за счет изменения содержания кислорода в образцах в процессе их синтеза. Так как празеодим обладает более высокой валентностью, чем замещаемый им кальций, увеличение x приводит к росту значения кислородного индекса y (то есть увеличению дополнительного отрицательного заряда), в результате чего зарядовый баланс в решетке остается неизменным. Эта компенсация и приводит к тому, что в области слабого легирования состояние системы носителей заряда изменяется незначительно. Косвенным подтверждением реализации эффекта зарядовой компенсации является обнаруженное слабое изменение параметров элементарной ячейки при x<0.3. Слабое изменение значения T_c в этой области легирования также коррелирует с полученными данными. Таким образом, изменение свойств системы $Bi_2Sr_2Ca_{1-x}Pr_xCu_2O_y$ при x=0÷0.2 определяется реализацией эффекта полной зарядовой компенсации.

В области сильного легирования (x=0.3÷0.5) степень влияния празеодима увеличивается. Рост x в этом случае приводит к заметному увеличению F, а также расширению зоны, вызванному, в основном, увеличением доли локализованных состояний (значение параметра C последовательно уменьшается). Рост F свидетельствует о том, что при больших x дополнительного кислорода, поступающего в решетку при синтезе, оказывается недостаточно для полной зарядовой компенсации воздействия примеси, что и вызывает увеличение концентрации свободных электронов. Отметим, что аналогичный характер зависимости параметров F, W_D и C от содержания примеси наблюдался и ранее, как для $Bi_2Sr_2Ca_{1-x}M_xCu_2O_y$ (M=Y,Nd) [2,3], так и для $YBa_2Cu_3O_y$ с различными отклонениями от стехиометрии [3]. Это связывалось с реализацией механизма андерсоновской локализации состояний, вызванной разупорядочением решетки. Полученные нами данные свидетельствуют о том, что этот механизм реализуется и в системе $Bi_2Sr_2Ca_{1-x}Pr_xCu_2O_y$, но только при значительных содержаниях празеодима. Этот вывод подтверждается и характером изменения параметров элементарной ячейки при $x > 0.2$, а происходящее при этом сильное изменение параметров зонного спектра коррелирует, как и в других легированных ВТСП-системах, с сильным подавлением сверхпроводящих свойств.

Отметим, что наличие области компенсации влияния празеодима приводит к существенно более слабому, по сравнению с образцами семейств $Bi_2Sr_2Ca_{1-x}M_xCu_2O_y$ (M=Y,Nd), увеличению полной эффективной ширины проводящей зоны. В результате, при максимальном уровне легирования (x=0.5) значение W_D для $Bi_2Sr_2Ca_{1-x}Pr_xCu_2O_y$ составляет ≈200 мэВ, в то время как для других редкоземельных примесей в позиции кальция W_D≈400 мэВ [2].

В заключение, обсудим характер влияния празеодима на степень асимметрии проводящей зоны. Как видно из табл. 1, значение параметра асимметрии b составляет ≈6÷7% для всех исследованных образцов. Однако, более информативным с точки зрения модификации зонного спектра является абсолютное значение асимметрии проводящей зоны bW_D, которое в целом последовательно возрастает с ростом x по близкому к линейному закону. Этот факт свидетельствует о наличии специфического влияния примеси празеодима, поскольку в системах $Bi_2Sr_2Ca_{1-x}M_xCu_2O_y$ (M=Y, Nd) значение bW_D оставалось практически неизменным с ростом x [2]. Таким образом, введение празеодима в решетку $Bi_2Sr_2Ca_{1-x}M_xCu_2O_y$ приводит к дополнительной модификации зонного спектра (как и в случае $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_y$ [2]) что, возможно, также связано с эффектом гибридизации состояний.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 02-02-16841-а), Министерства образования РФ (грант Е02-3.4-120) и Правительства Санкт-Петербурга (грант М04-2.4Д-426).

1. A. B. Kaiser, C. Ucher. In: *Studies of High Temp. Supercond.* / ed. by A. V. Narlikar, Nova Science Publ., New York (1991). Vol. 7, p.353.

2. V. E. Gasumyants. In: *Advances in Cond. Mat. and Material Research* / ed. by F. Gerard, Nova Science Publ., New York (2001), Vol. 1, p.135.

3. V. E. Gasumyants et al., Phys. Rev. B 53, 905 (1996).

Низкополевая электродинамика ВТСП: нелинейность, ВАХ и шум

О.В. Геращенко, С.Л. Гинзбург, В.П. Хавронин, И.Д. Лузянин
Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова РАН, 188300 Гатчина, Россия

Как известно, гранулярные сверхпроводники являются джозефсоновской средой, в которой макроскопическая сверхпроводимость всего образца является результатом межгранульных слабых связей. Очевидно, что в такой системе имеется два характерных магнитных поля – поле проникновения в межгранульную среду H_{c1}^{cer} и поле проникновения в гранулы H_{c1}^{gr}. Область внешних полей $H_{c1}^{cer} < H < H_{c1}^{gr}$ будем называть областью низкополевой электродинамики. В этой области полей очень плодотворным оказалось применение концепции критического состояния, предложенной Бином для сверхпроводников II рода, когда в каждой точке образца сила магнитного давления компенсируется силой пиннинга, определяемой критическим током: $|\nabla p| = 4\pi j_c$. При этом резистивность в сверхпроводнике при пропускании тока $\mathbf{j}$ возникает в результате срыва вихрей с центров пиннинга и движения их со скоростью $\mathbf{V}$ под действием силы Лоренца $\mathbf{F}_L = \mathbf{j} \times \mathbf{B}$, а возникающее электрическое поле равно $\mathbf{E} = \mathbf{B} \times \mathbf{V}$. В частности, в этой модели получил свое объяснение широкий спектр гармоник намагниченности, спадающий степенным образом с номером гармоники, поскольку уравнение критического состояния принципиально нелинейно (рис. 1).

Здесь необходимо отметить следующее: во-первых, уравнение критического состояния написано для стандартной геометрии эксперимента, когда ток перпендикулярен магнитному полю. Во-вторых, оно макроскопическое, т. е. размер вихрей в джозефсоновской среде λ_J должен превышать размер гранул a, т. е. магнитное поле проникает в сверхпроводник в виде гипервихрей. Очевидно, что на эксперименте магнитное поле можно прикладывать под произвольным углом к току, и, когда поле становится параллельным току, сила Лоренца исчезает, а критический ток обращается в бесконечность (равен току распаривания) – возникают так называемые бессиловые конфигурации. Так оно и оказалось для обычных сверхпроводников (см. например [1, 2]). Для гранулярных сверхпроводников эксперимент показал, что поперечный критический ток почти равен продольному. Возникла проблема продольных токов. Проведенное нами экспериментальное исследование угловых зависимостей ВАХ и высших гармоник намагниченности показало, что, по всей видимости, в гранулярных сверхпроводниках существует один критический ток, а не два [4-6] (рис. 2-4).

Другим способом понять динамику магнитного потока являются измерения не статической усредненной ВАХ, а изучение флуктуаций в критическом состоянии. На эксперименте это делается так: через сверхпроводник пропускается постоянный транспортный электрический ток, прикладывается постоянное магнитное поле и исследуются шумы напряжения, возникающего в сверхпроводнике в режиме течения потока. Из вида спектральной плотности флуктуаций $S_V(f)$ и ее зависимости от параметров – магнитного поля, среднего напряжения и тока, температуры - можно сделать определенные выводы о динамике магнитного потока. Наши измерения показали, что в режиме вязкого течения потока спектральная плотность линейно зависит от магнитного поля и тока, почти не зависит от температуры вплоть до T_C и демонстрирует скейлинговую $1/f$ частотную зависимость. Это доказывает, что источником шума в изученных гранулярных сверхпроводниках является сложная динамика магнитного потока с долговременными корреляциями (рис. 5).

Рассмотрим теперь вихри в джозефсоновской среде. Когда критический ток слабых связей достаточно высок, а гранулы велики, то размер вихря может стать меньше размера гранулы (или дырки) в сверхпроводнике. Управляющим параметром здесь служит величина $V = (a/\lambda_J)^2 = 8\pi^2 j_C a^3/\Phi_0$. Континуальное приближение ($V \gg 1$) в этом случае неприменимо и нужно учитывать дискретность сверхпроводника [7]. В случае $a \ll \lambda_J$, $V \ll 1$ кванты потока находятся внутри контура, образованного соседними гранулами. Очевидно, что понятия вихрей и силы Лоренца при этом нет, а есть кванты потока, запиннингованные на элементарном контуре. Низкополевая электродинамика сверхпроводника в этом случае определяется единственным критическим током, а не двумя – перпендикулярным и продольным, как в континуальном случае, т.е. ВАХ является пространственно изотропной, что и наблюдалось нами на эксперименте. Численное моделирование [8] показало, что динамика магнитного потока в такой системе осуществляется в виде лавин потока, распределенных по размерам степенным образом, что характерно для систем с самоорганизацией [9].

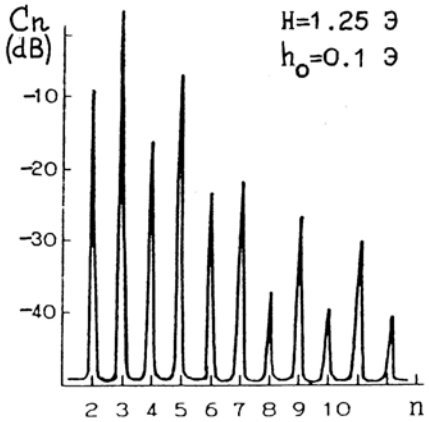


Рис. 1. Спектр гармоник намагниченности.

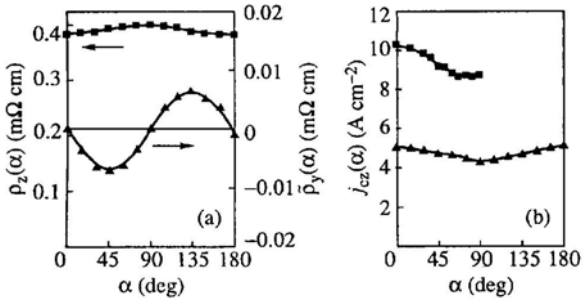


Рис. 2. Зависимости от угла между электрическим током и магнитным полем удельного сопротивления продольного току $\rho_Z(\alpha)$, поперечного току $\rho_y(\alpha)$ при $H = 15$ Э (a) и плотности критического тока, параллельного току (b) для $H = 8$ Э (вверху) и 15 Э (внизу).

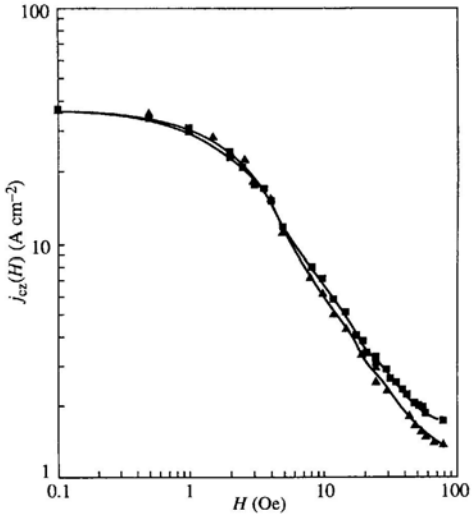


Рис. 3. Зависимость плотности критического тока от магнитного поля для $\alpha = 0^\circ$(□) и $\alpha = 90^\circ$(#).

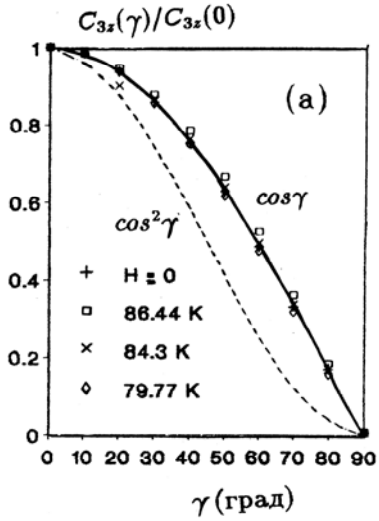


Рис. 4. Угловая зависимость амплитуды третьей гармоники намагниченности. Сплошная кривая соответствует модели изотропной ВАХ.

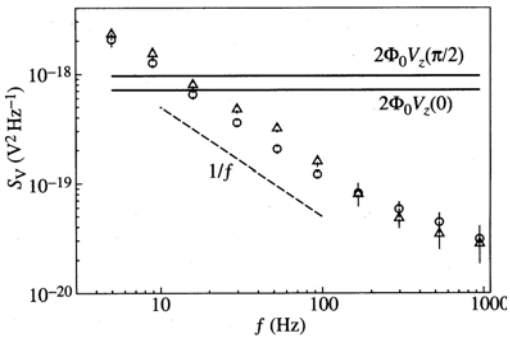


Рис. 5. Спектральная плотность флуктуаций напряжения в режиме течения потока в случае, когда магнитное поле и ток параллельны (□) и перпендикулярны (□).

1. Р. О. Зайцев, ЖЭТФ 61, 1620 (1971).
2. Л. П. Горьков, Н. Б. Копнин, ЖЭТФ 60, 2331 (1971).
3. S. L. Ginzburg, I. D. Luzyanin, V. P. Khavronin at all, Physica C 174, 109 (1991).
4. S. L. Ginzburg, O. V. Gerashchenko, A. I. Sibilev, Supercond. Sci. Technol. 10, 395 (1997).
5. S. L. Ginzburg, I. D. Luzyanin, V. P. Khavronin, Supercond. Sci. Technol. 11, 255 (1998).
6. O. V. Gerashchenko, S. L. Ginzburg, Supercond. Sci. Technol. 13, 332 (2000).
7. С. Л. Гинзбург, ЖЭТФ 106, 607 (1994).
8. S. L. Ginzburg, N. E. Savitskaya, JLTP 130, 333 (2003).
9. P. Bak, C. Tang, K. Wiesenfeld, Phys. Rev. A 38, 364 (1988).

Аномальное тепловое расширение монокристаллов $Bi_2Sr_2CuO_6$ при низких температурах и влияние на него магнитного поля

А.И.Головашкин, Н.В.Аншукова
Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, 119991 Москва, Россия
Л.И.Иванова, А.П.Русаков, Д.А.Шулятев
Московский государственный институт стали и сплавов, 117936 Москва, Россия
И.Б.Крынецкий
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119899 Москва, Россия

Для монокристаллов $Bi_2Sr_2CuO_{6+\delta}$ обнаружено аномальное (отрицательное) тепловое расширение области температур T=10-20К. Найдено, что магнитное поле H=1-3T сильно влияет на эту аномалию. При T≈30-50К найдена особенность теплового расширения, которая может быть связан с образованием псевдощели. Результаты согласуются с данными для других ВТСП, что указывает на фундаментальный характер этих аномалий.

Температурная зависимость коэффициента теплового расширения $\alpha(T)$ при низких температурах ВТСП оказалась аномальной [1,2] ($\alpha(T)<0$). При этом на положение и ширину области аномалии $\alpha(T)$ оказывает сильное влияние магнитное поле в несколько Тесла [3]. По-видимому, эти аномалии являются фундаментальным свойством всех ВТСП систем. Однако для окончательного вывода необходимо проведение исследований в системах, где зависимость $\alpha(T,H)$ еще не изучалась.

В настоящей работе на монокристаллах $Bi_2Sr_2CuO_{6+\delta}$ с разным уровнем легирования проведены измерения теплового расширения в области температур 4.2–80К и исследовано влияния на него магнитных полей до 2.8T. Были изучены образцы, приготовленные двумя методами: Bi-1 и Bi-2 [4,5]. Результаты тестирования образцов, показывающие их высокое качество, приведены в [6]. Образцы Bi-1 легированы сильнее, чем Bi-2.

Изменение длины образца $\Delta L/L$ измерялось дилатометрическим методом с чувствительностью $\sim 5\cdot 10^{-7}$ [7]. Магнитное поле было параллельно направлению, в котором измерялась деформация образца (плоскость “ab”).

На Рис.1 показаны типичные температурные зависимости $\Delta L/L$ при H=0 для образцов обоих типов (Bi-1 и Bi-2). На кривой для образца Bi-2 четко видны две особенности: в области T≤30К и в области T~50К. Для образцов Bi-1 с более высоким уровнем легирования зависимость $\Delta L/L$ имела лишь слабую особенность в районе T=25-35К.

Температурные зависимости коэффициента теплового расширения $\alpha=(1/L)dL/dT$ в области низкотемпературной аномалии и влияние на нее магнитного поля для образцов типа Bi-2 показаны на Рис.2. Видно, что с ростом магнитного поля

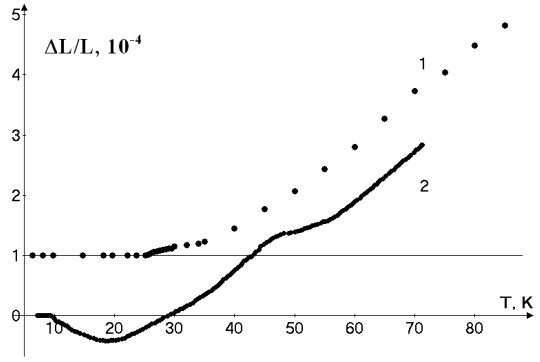


Рис.1. Температурные зависимости $\Delta L/L$ для образцов Bi-1 (1) и Bi-2 (2) при H=0. Кривая для образца Bi-1 сдвинута по оси ординат на $1\cdot 10^{-4}$.

область с $\alpha<0$ смещается в сторону меньших температур. Положения аномалий $\Delta L/L$, наблюдающихся для образцов Bi-2 в области более

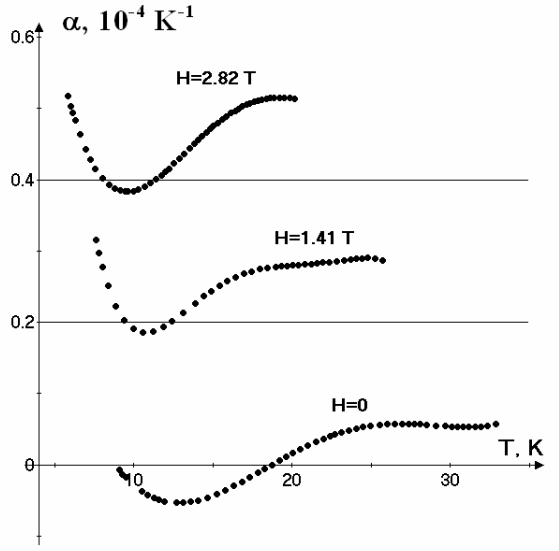


Рис.2. Температурные зависимости $\alpha(T)$ для образцов Bi-2 в разных магнитных полях H. Кривые, соответствующие разным магнитным полям, сдвинуты по оси ординат на величины, кратные $0.2\cdot 10^{-4}$ K^{-1}.

высоких температур (30-55 *K*), для разных магнитных полей H показаны на Рис.3. Результаты представлены в следующей форме: из экспериментальных данных вычтена линейная зависимость, экстраполированная из области низких температур (как видно из Рис.3, экспериментальные данные в этой области с высокой точностью описываются линейным законом). Видно, что с увеличением магнитного поля начало аномалии также смещается в область низких температур.

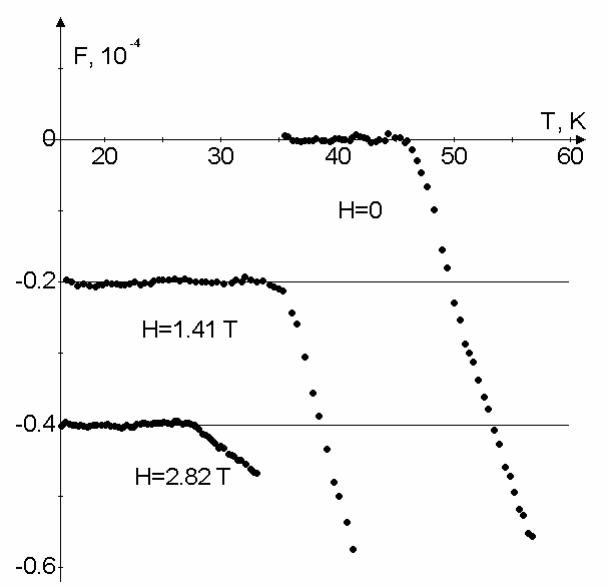


Рис.3. Положения аномалий ΔL/L, наблюдающихся при T≈30-55K, для разных магнитных полей H. Данные для ΔL/L, соответствующие разным магнитным полям, сдвинуты по оси ординат на величины, кратные $0.2\cdot10^{-4}$ K^{-1}.

Из Рис.2 и 3 следует, что в полях H~10T, которые существенно меньше H_{c2}, наблюдаемые аномалии должны исчезнуть. Это указывает на электронную природу возникновения аномального (отрицательного) α [8]. Отметим, что особенности, наблюдаемые при T≈30-55K, могут соответствовать образованию псевдощели Δ*.

Из результатов настоящей работы следует, что аномальное тепловое расширение (α<0) исчезает при увеличении уровня легирования образца, как это ранее наблюдалось в системе $Ba_{1-x}K_xBiO_3$. У образца Bi-1, соответствующего более высокому уровню легирования, практически отсутствовала низкотемпературная аномалия α<0 как это видно из Рис.1.

Полученные результаты дают основания считать, что наблюдаемые аномалии тепловых свойств, включая их зависимость от магнитного поля и уровня легирования, являются фундаментальным свойством ВТСП систем.

Авторы благодарят Г.А.Калюжную за приготовление образцов. Работа выполнена при поддержке РФФИ и Министерства образования и науки.

1. A.I.Golovashkin, N.V.Anshukova, L.I.Ivanova, I.B.Krinetskiy, A.P.Rusakov. Int. J. Mod. Phys. **B12**, 3251 (1998).

2. Н.В.Аншукова, Б.М.Булычев, А.И.Головашкин, Л.И.Иванова, И.Б.Крынецкий, А.П.Русаков. ЖЭТФ **124**, 80 (2003).

3. Н.В.Аншукова, А.И.Головашкин, Л.И.Иванова, И.Б.Крынецкий, А.П.Русаков. Письма в ЖЭТФ **71**, 550 (2000).

4. A.M.Aprelev, V.A.Grazhulis, G.A.Shulyatev. Phys. Low-Dim. Struct. **10**, 31 (1994).

5. Y.I.Gorina, G.A.Kaljushnaia, N.N.Senturina, V.A.Stepanov. Solid State Comm. **126**, 557 (2003).

6. Н.В.Аншукова, А.И.Головашкин, Л.И.Иванова, И.Б.Крынецкий, А.П.Русаков, Д.А.Шулятев. Краткие сообщения по физике, ФИАН, Москва, №8, 32 (2003).

7. N.V.Anshukova, A.I.Golovashkin, Y.V.Bugoslavskii, L.I.Ivanova, A.P.Rusakov, I.B.Krinetskii. J. Supercond. **7**, 427 (1994).

8. Н.В.Аншукова, Б.М.Булычев, А.И.Головашкин, Л.И.Иванова, И.Б.Крынецкий, А.П.Русаков. ФТТ **45**, 8 (2003).

Анизотропия эффекта Холла в плоскости сверхпроводящих слоев вискеров BSCCO.

И.Г. Горлова, С.Г. Зыбцев, В.Я. Покровский,
Институт Радиотехники и электроники РАН, 101999 Москва, Россия;
Г. Николайдес, Я.К. Атанасова,
Technological Education Institute of Piraeus, Thivon 250, Aegaleo 12244, Greece
Д. Ярмис, С.К. Патапис
University of Athens, Athens GR157 84, Greece

На монокристаллических вискерах BSCCO измерен эффект Холла при протекании тока вдоль кристаллографических направлений *a* и *b*. Обнаружена анизотропия холловского сопротивления в смешанном состоянии.

Удивительный переворот знака эффекта Холла вблизи температуры сверхпроводящего перехода T_c был обнаружен в ВТСП и воспроизведен в низкотемпературных сверхпроводниках второго рода 15 лет назад [1,2]. Однако, до сих пор природа холловской аномалии полностью не раскрыта несмотря на многочисленные попытки объяснения. В настоящей работе представлены результаты измерения холловского сопротивления ρ_{xy} на совершенных монокристаллических вискерах BSCCO. Анизотропия ρ_{xy} в плоскости *ab*, обнаруженная в смешанном состоянии, подтверждает предположение о вкладе движения вихрей в отрицательный эффект Холла и указывает на анизотропное движение вихрей в BSCCO.

Высококачественные вискеры BSCCO с $T_c \cong 80$ К были получены методом [3]. Вискеры растут вдоль кристаллографического направления *a* перпендикулярно несоизмеримой сверхструктуре, наблюдаемой вдоль направления *b*. Сопротивление образцов вдоль оси *a* при 300 К составляло $(\rho_a)_{300} \cong$ 0.3 mΩ×cm [3]. В плоскости *ab* наблюдалась небольшая анизотропия сопротивления

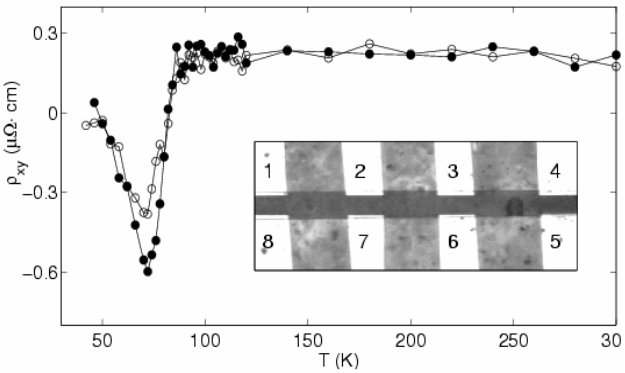


Рис. 1. Температурные зависимости холловского сопротивления вдоль направлений *a* – (o) и *b* – (•) при *H*=1.5 Т. На вставке показан вискер (темная полоска в середине), на котором проводились измерения, с восьмью контактами. Длина образца – 526 мкм, ширина – 28.8 мкм, толщина – 0.2 мкм.

$(\rho_a)_{300} / (\rho_b)_{300} \cong$ 1.5 – 1.7, также как и в объемных монокристаллах BSCCO [4].

Основные результаты работы были получены на однофазном (2212) бездефектном вискере. Микроскопическое исследование показало, что образец не содержал дислокаций, ступеней роста, антифазных границ соизмеримой модуляции (АГ-СМ) и других микроскопических дефектов [5]. Низкоомные электрические контакты были изготовлены методом лазерного напыления золота через маску. Контактное сопротивление при 300 К составляло 10^{-5} mΩ×cm^2. Фотография этого вискера с контактами показана на вставке к Рис.1. Измерения проводились при токе 100 μА в магнитном поле *H* = 0-5 Т (с шагом 0.5 Т) паралельном оси *c*. В нормальном состоянии ρ_{xy} линейно возрастало с ростом поля и тока.

На Рис.1 представлены температурные зависимости $(\rho_{xy})_a$ и $(\rho_{xy})_b$ образца при *H*=1.5 Т. Величина холловского сопротивления в нормальном состоянии совпадает с результатами, полученными ранее на объемных кристаллах BSCCO [2]: оно положительно и приблизительно одинаково для обоих направлений и всех магнитных полей. Концентрация носителей, оцененая по простейшей формуле, составляет 5×10^{21} см$^{-3}$. Хорошо известное изменение знака ρ_{xy} вблизи T_c также наблюдается для обоих направлений. Однако, отрицательное холловское сопротивление заметно меньше при токе, текущем по оси *a*, чем по оси *b*. Например, при температуре 75 К, которая соответствует минимуму ρ_{xy}, анизотропия составляет: $(\rho_{xy})_b/(\rho_{xy})_a \cong$ 1.5 для всех магнитных полей, при которых проводились измерения: *H* = 0.5-3 Т. Отрицательное ρ_{xy} возрастает по абсолютной величине с ростом приложенного поля до значения *H* = 2.5 Т, затем начинается подавление аномалии.

Анизотропия ρ_{xy} наблюдалась только на однофазном 2212 кристалле без структурных дефектов. На Рис. 2 показаны зависимости $\rho_{xy}(T,H)$ для двухфазного образца, содержащего дефект АГ-СМ. На этом вискере анизотропии ρ_{xy} не наблюдалось (см. вставку к Рис. 2), причем холловская аномалия была в 5 раз меньше, чем на совершенном образце. На зависимостях хорошо виден дополнительный минимум $\rho_{xy}(T)$ при *T* = 105 К, которая соответствует температуре

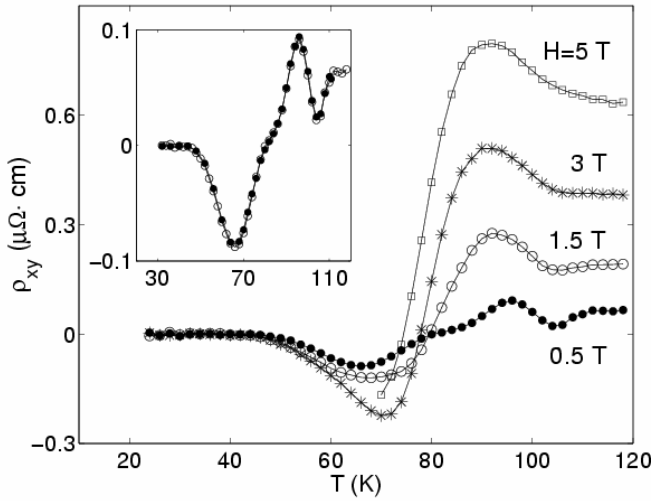


Рис. 2 Температурные зависимости $(\rho_{xy})_a$ для двухфазного образца с АГ-СМ для разлличных магнитных полей. На вставке показаны зависимости ρ_{xy}(T) по направлениям *a* и *b* при $H = 0.5$ T: o - $(\rho_{xy})_a$- и • - $(\rho_{xy})_b$. Видно, что зависимости совпадают.

сверхпроводящего перехода фазы 2223. Глубина минимума зависит от магнитного поля, он полностью подавляется при $H \cong 4$ T.

Отсутствие анизотропии эффекта Холла в нормальном состояни вполне естественно, т.к. концентрация носителей не зависит от направления. Этот результат в совокупности с данными по анизотропии проводимости означает в простейшей модели, что подвижность носителей в BSCCO в направлении *a* меньше чем в направлении *b*.

Анизотропия ρ_{xy} в резистивном состоянии указывает на вклад движения вихрей в аномальный эффект Холла. Подавление аномалии в образце с дефектами объясняется усилением пиннинга вихрей [6]. Анизотропия эффекта Холла в вихревом состоянии, возможно, означает, что вихри двигаются легче в направлении *a* чем в направлени *b*. что может быть связано с наличием сверхструктуры вдоль оси *b* в системе BSCCO. Сверхструктура обусловлена периодической модуляцией содержания кислорода вдоль оси *b* и может приводить к формированию барьеров для движения вихрей в этом направлени. Влияние сверхструктуры мало по сравнению с эффектом пиннинга на структурных дефектах.

Работа поддержана РФФИ (№02-02-17301, № 03-02-22001 Jumelage), Программой Минпромнауки России "Сверхпроводимость мезоскопических и сильно коррелированных систем" (г/к № 40.012.1.1.1356) и NATO Science Fellowship Program.

1. H.L. Stormer, A.F.G. Levi, R.M. Fleming et al., Phys. Rev.. B 38, 2472 (1988).
2. S.N. Artemenko, I.G. Gorlova, Yu.I. Latyshev, Phys. Lett. A 138, 428 (1989).
3. Yu.I. Latyshev, I.G. Gorlova, A.M. Nikitina et al., Physica C 216, 471 (1993).
4. S. Martin, A.T. Fiory, R.M. Fleming et al., Phys. Rev. Lett. 60, 2194 (1988); I.G.Gorlova, S.G. Zybtsev, V.Ya Pokrovskii, unpublished.
5. V.N. Timofeev, I.G. Gorlova Physica C 309, 113 (1998).
6. W.N. Kang, D.N. Kim, S.Y. Shim et. al Phys. Rev. Lett. 76, 2993 (1996);

Interrelation of charge ordering and peculiarities of elastic properties of HTSC

Vasilii Gusakov
Institute of Solid State and Semiconductor Physics National Academy of Science of Belarus, 220027 Minsk, Belarus

In this work from the uniform point of view a detailed analysis of anomalous elastic properties of cuprate superconductors (as polycrystal and single crystal samples) is given. It is shown that the abnormal temperature behavior of elastic properties is strongly anisotropic and apparently connected to the formation of charge ordering.

Already the first investigations of high temperature superconductors have revealed a variety of essential features in the temperature dependencies of velocity (v(T)) and attenuation (α(T)) of ultrasound. So for the best investigated isostructural series of HTSC compounds (RE)$Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ (RE - rare earth atom) in the temperatures region 190 - 230 K step changes of v(T) have been observed, indicating on lattice instabilities and/or phase transitions at temperatures previous to the superconducting transition A distinct thermal hysteresis was observed between 60 and 230 K [1]. Further investigations have shown that the hysteretic behavior of v(T) is observed for all isostructural series (RE)$Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$, (RE)$Ba_2Cu_3O_8$ and also for the Bi, Pb, Tl HTSC compounds. The hysteretic behavior of v(T) recently was observed by us and in $Ba_xK_{1-x}BiO_3$ compound [2]. The huge temperature hysteresis of velocity of sound and internal friction was observed also in $La_{0,8}Sr_{0,2}MnO_3$ single crystals [3]. For $Ba_xK_{1-x}BiO_3$ and (RE)$Ba_2Cu_3O_8$ compounds the hysteretic behavior of ultrasound can not be closely related to redistribution of oxygen atoms or twinning.

Our theoretical analysis of temperature dependencies of sample resonant frequencies and ultrasonic wave velocity as in YBa2Cu3O$_{7-\delta}$ single crystal samples with various twinning structures and in polycrystal samples measured over a broad range of frequencies (100 kHz ÷ 20 MHz), shows strong anisotropy of hysteretic behavior of elastic moduli. Namely, the C_{3333} and in much smaller degree C_{2323} moduli have hysteretic temperature dependence. While the moduli C_{1111}, C_{2222}, C_{1212} and C_{1313} do not show abnormal temperature dependence.

The fact of existence of strong anisotropy of hysteretic behavior of elastic modulus is important from the point of view of clearing up of the microscopic mechanism of so unusual behavior. Really, the essential contribution to anisotropy of a tensor of elastic modulus is given by interactions of atoms of the nearest coordination spheres of a crystal. Having expressed the tensor of elastic moduli as a function of the constants of pair interactions of atoms in YBa2Cu3O$_{7-\delta}$ crystal it can be shown that the abnormal temperature behavior of the elastic modulus C_{3333} is caused by change with temperature of force constants of the apical oxygen atoms. In used approach the modulus C_{3333} is determined by the interaction of apex oxygen atoms with copper and barium atoms but as abnormal temperature behavior of the elastic moduli C_{1111}, C_{2222} is not observed, a sole opportunity is temperature renormalization of the O(4) oxygen - copper force constants. The given conclusion is consistent with experimental results in which the features in dynamics of O (4), O(1) oxygen atoms in YBa2Cu3O$_{7-\delta}$ were observed also. From the point of view of study of dynamics of atoms in YBa2Cu3O$_{7-\delta}$ the recently published article [4] is of interest. In [4] it is shown that in the temperature region 100 - 200 K incoherent lattice fluctuations essentially surpass thermal ones. Growth of incoherent lattice fluctuations $u(T)$ were observed at temperature $T < T^*_1 = 200K$ and the critical temperature T^*_1 is attributed in [4] to the formation of charge ordering. It is very interesting that the temperature interval in which incoherent lattice fluctuations exceeds thermal coincides with the interval in which hysteretic behavior of speed of ultrasound is observed. And the temperature of formation of charge ordering T^*_1 corresponds to the temperature of opening of a hysteresis loop. In this connection I shall pay attention to the experimental result [5] where hysteretic behavior of ultrasonic wave velocity in CuO crystals was observed. And recently in this compound charge-ordered domains were revealed [6]. Charge-ordered domains with necessity results in occurrence of correlated states of lattice degrees of freedom and may be the reason of formation in a crystal of strongly correlated groups of atoms. Being grounded on the offered by us model of strongly correlated sublattice for an explanation of hysteretic behavior of ultrasonic wave velocity and thermal conductivity in YBa2Cu3O$_{7-\delta}$ crystals [7] the temperature dependence $u(T)$ have been calculated. The calculated curve $u(T)$ describes experimental results for temperatures $T < T^*_1$ (see Fig.1). However at higher temperatures on the experimental dependence $u(T)$ essential growth of incoherent lattice fluctuations is observed. The given growth of fluctuations may be caused by a disordering of oxygen atoms in the Cu(1)-O(1) chains. Really, a quiet large anomaly of a linear expansion coefficient was observed in nearly optimally doped (δ=0.68) of YBa2Cu3O$_{7-\delta}$ untwined single crystals in the same temperature region [8]. But in fully oxygenated (δ=7.0) crystals such anomaly were absent (see inset in fig. 1). I have revaluated the $u(T)$ temperature dependence with taking into account a disordering of vacancies of atoms of oxygen (Fig. 1, curve 3). One can see that the calculated temperature dependence well enough describes the experimental results. Thus, the analysis performed shows that observed ex-

perimentally incoherent lattice fluctuations in $YBa2Cu3O_{7-\delta}$ crystals is caused by particular dynamics of oxygen atoms and the hysteretic behavior of the C_{3333} elastic modulus may be attributed to the formation of charge ordering at temperatures $T < T^*_1$.

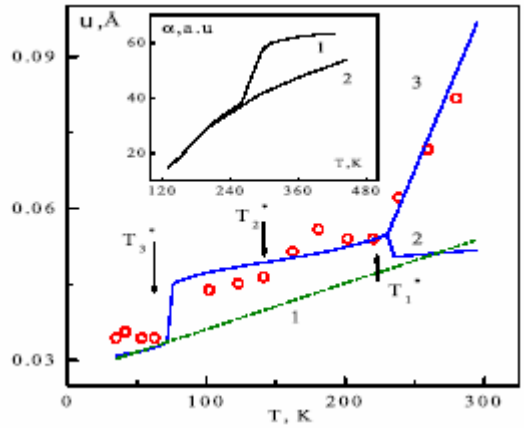


Fig. 1. Temperature dependence of incoherent lattice fluctuation in $YBa2Cu3O_{7-\delta}$ crystals. Points are experimental results [4]. Lines are calculated temperature dependencies: 1 - Debye model; 2,3 - model of strongly correlated sublattice without and with taking into account disordering of oxygen atoms in Cu(1)-O(1) chains. On the inset - expansivity versus temperature of untwined $YBa2Cu3O_{7-\delta}$ single crystals for δ= 6:95 (curve 1) and δ= 7(curve 2) [8].

This work was partly supported by INTAS organization under grant No. 01-0278.

1. V. Muller, C. Hucho, K. Groot, D. D. Winau Maurer and K. H. Rieder, Solid State Comm. 72, 997 (1989).
2. S. Zherlitsyn, B. Luthi, V. Gusakov, B. Wolf, F. Ritter, D. Wichert, S. Barilo, S. Shiryaev, C. Escribe-Filippini, J. L. Tholence, European Phys. J. B, 16, 59(2000).
3. F. Cordero , R. Cantelli, G. Guinchini, S. Ceresara, cond-mat/0105157 (2001).
4. R. P. Sharma, S. B. Ogale, Z. H. Zhang, J. R. Liu, W. K. Chu, Veal Boyed, A. Paullkas, Zheng and T. Venkatesan, Nature 404, 736 (2000).
5. L. N. Pal-Val, P. P. Pal-Val, V. D. Nacik, V. I. Docenko, Low Temp. Phys, 18, 126 (1992).
6. X. Z. Cheng, C. N. Xu, Y. Tomokiyo, E. Tonaka, H. Yamada and Y. Socjima, Phys. Rev. Lett. 85, 5170 (2000).
7. A. P. Saiko, V. E. Gusakov, JETP, 116, 168 (1999).
8. P. Nagel, V. Pasler, S. Meingast, Phys. Rev. Lett. 85, 2376 (2000).

Усиление поверхностных акустических волн движением вихревой структуры пленок.

Е.Д. Гутлянский
НИИ Физики Ростовского госуниверситета, 344090 . Ростов-на-Дону, Россия

Экспериментально установлено, что движущимися электронами можно усиливать ультразвуковые волны в пьезополупроводниках [1].

С открытием ВТСП оказалось, что в этих сверхпроводниках существует подвижная вихревая структура, которую можно, пропуская через сверхпроводник постоянный электрический ток, разгонять до больших скоростей, хотя необходимо отметить, что это делалось и в низкотемпературных сверхпроводниках [2]. Движущиеся вихри взаимодействуют с кристаллической решеткой сверхпроводника за счет двух механизмов: это передача импульса от нормальных электронов внутри кора кристаллической решетке и ее дефектам и движущимся фазовым переходом – когда в процессе движения вихря движущаяся с вихрем сверхтекучая электронная жидкость переходит в нормальное состояние и уже нормальные электроны передают свой импульс кристаллической решетке. Эти взаимодействия мы описываем феноменологически вводя некий эффективный коэффициент вязкости μ. Этот коэффициент непосредственно связан с удельной проводимостью сверхпроводника ρ соотношением $\mu = B_0^2 / \rho$ - здесь B_0 - индукция магнитного поля внутри сверхпроводника, пропорциональная плотности вихревой структуры. В работе [2] мы показали, что движущаяся вихревая структура может усиливать (генерировать) ультразвуковые волны в том случае, если скорость ее движения как целого превышает скорость звука в этом сверхпроводнике. В работе [3] было показано, что ;;; движущаяся как целое вихревая структура может усиливать (генерировать) ультразвук и при скоростях движения вихревой структуры гораздо меньше скорости ультразвука.

Цель предлагаемой работы показать, что движущаяся вихревая структура может усиливать (генерировать) поверхностные акустческие волны (ПАВ) в подложке на которую нанесена сверхпроводящая пленка и эта структура помещена во внешнее магнитное поле.

Ниже мы будем считать сверхпроводящую пленку, удовлетворяющую следующим двум критериям: $d \ll \lambda_R$ и $d \le \lambda_L$, здесь . d, λ_R, λ_L - толщина, длина волны ПАВ и лондоновская глубина проникновения, соответственно. Первый критерий позволит нам для расчета коэффициента затухания и дисперсии скорости использовать механическую теорию возмущений и заменить сверхпроводящую пленку на поверхности подложки некоторым импедансным граничным условием, учитывающим взаимодействие вихревой структуры с вектором деформации подложки. Второй критерий означает, что лондоновские токи текут по всему объему пленки и позволяет нам обобщить перловское рассмотрение на случай деформируемой пленки, в которой вектор деформации пленки взаимодействует с вектором деформации вихревой структуры. d, λ_R - толщина и длина волны ПАВ, соответственно.

Система уравнений, описывающая взаимодействие вектора деформации вихревой структуры пленки $\vec{W}$ с вектором деформации пленки $\vec{U}$ имеет вид:

$$\dot{\vec{I}}' = \frac{1}{\mu_0 \lambda_{eff}} \frac{2k\lambda_{eff}\left(\dot{\vec{\mathrm{W}}}' \times \vec{\mathrm{B}}_\nu\right) + \frac{m}{q}\ddot{\vec{U}}}{1 + 2k\lambda_{eff}} \qquad (1)$$

$$\eta_f(\dot{\vec{\mathrm{W}}} - \dot{\vec{\mathrm{U}}}) - \alpha_f(\dot{\vec{\mathrm{W}}} - \dot{\vec{\mathrm{U}}}) \times \vec{\mathrm{B}}_\nu = \vec{I}_0 \times \vec{\mathrm{B}}_\nu + \vec{I}_a \times \vec{\mathrm{B}}_\nu \qquad (2)$$

$$\dot{\vec{I}}_a = \frac{1}{\mu_0} \frac{2k}{1 + 2k\lambda_{eff}} \vec{V} \times \vec{\mathrm{B}}_\nu + \frac{1}{\mu_0} \frac{2k}{1 + 2k\lambda_{eff}} \left(\dot{\vec{\mathrm{W}}}' \times \vec{\mathrm{B}}_\nu - \frac{m}{q}\ddot{\vec{U}} \right) \qquad (3)$$

здесь $\vec{I}_a$ - полный поверхностный ток в лабораторной системе координат, включающий в себя ионный ток; $\vec{I}_0$ - ток создаваемый внешним источником и задающий постоянную составляющую скорости движения вихревой структуры как целого $\vec{V}$; $\lambda_{eff} = \lambda_L^2 / d$

$$\frac{\partial \vec{\mathrm{B}}_\nu}{\partial t} = \nabla \times \left[\left(\dot{\vec{\mathrm{W}}} - \dot{\vec{\mathrm{U}}} \right) \times \vec{\mathrm{B}}_\nu \right] \qquad (4)$$

$$\dot{\vec{W}} = \vec{V} + \dot{\vec{W}}' \qquad (5)$$

здесь $\dot{\vec{W}}, \dot{\vec{W}}'$ - локальная скорость вихревой структуры, постоянная составляющая скорости вихревой структуры как целого, переменная составляющая локальной скорости вихревой структуры, соответственно. Систему уравнений (1) –(5) мы решаем, используя теорию возмущений, и оставляя в уравнениях члены только первого

порядка малости по вектору деформации поверхности подложки. С этой целью мы представляем $\vec{B}_v$ в виде суммы двух слагаемых

$$\vec{B}_v = \vec{B}_0 + \Delta\vec{B}_v \qquad (6)$$

а полный вектор магнитной индукции в пленке в виде $\vec{B} = \vec{B}_0$.При линеаризации мы учитываем зависимость коэффициента вязкости η от B_v и разложим $\eta(B_v)$ в ряд Тейлора в точке B_0 с точностью до членов второго порядка малости по $\Delta B_v : \eta_f = \eta_0 + \eta_{,B} \cdot \Delta B_v$ где $\eta_0 = \eta_f(B_0)$ нулевой порядок в разложении коэффициента вязкости по колебаниям плотности вихревой структуры, а $\eta_{,B} = \left(d\eta(B_v)/dB_v\right)_{B_0}$. Далее мы будем рассматривать случай грязного сверхпроводника и полагать, что сила Магнуса компенсируется силами поперечного трения и будем полагать коэффициент $\alpha_f = 0$ (это предположение означает, что мы пренебрегаем эффектом Холла). Далее мы показываем, что пленку на поверхности подложки можно с точностью до членов второго порядка по величине d/λ_R заменить на граничное условие вида:

$$\sigma_{zy}(0) = \left[qn_S d\left(\dot{\vec{U}} \times \vec{B}\right)_z - \left(\vec{I}' \times \vec{B}_v\right)_z - \left(\vec{I}_0 \times \vec{B}_v\right)_z \right]\Bigg|_{y=0}$$

$$(7)$$

$$\sigma_{xy}(0) = \left[qn_S d\left(\dot{\vec{U}} \times \vec{B}\right)_x - \left(\vec{I}' \times \vec{B}_v\right)_x - \left(\vec{I}_0 \times \vec{B}_v\right)_x \right]\Bigg|_{y=0}$$

Используя это импедансное граничное условие мы нашли вклад в коэффициент затухания ПАВ акустовихревого взаимодействия

$$\alpha = D\left(1 - \beta\frac{V}{v_R^0}\right)\frac{X}{\left(1 - \gamma\frac{V}{v_R^0}\right)^2 + X^2}\frac{\left|\dot{U}_z\right|^2}{4\omega\overline{P}_z} \qquad (8)$$

здесь $D = 2kB_0^2 / \mu_0\left(1 + 2\lambda_{eff}k\right)$;

$$\beta = 1 - \frac{\eta_{,B}B_0}{\eta_0}\ ;\ \gamma = 2\left(1 + \frac{1}{2}\frac{\eta_{,B}B_0}{\eta_0}\right).$$

Формула (8) дает коэффициент затухания продольной ПАВ распространяющейся вдоль оси Z и имеющую поляризацию вдоль оси Z и вдоль оси Y (внешнее магнитное поле направлено вдоль оси Y), U_z, P_z - вектор амплитуды и вектор Умова – Пойтинга ПАВ. Из формулы (8) следует, что если скорость вихревой структуры превышает величину V_R/β, то знак α меняется на противоположный и затухание заменяется на усиление и, следовательно возможна генерация за счет тепловых флуктуаций.. На вольтамперной характеристике пленки в момент возникновения эффекта должно возникать плато. Такое плато наблюдалось в целом ряде работ см. например [4]. Это плато обычно объясняется эффектом Ларкина и Овчинникова. Как следует из наших результатов оно может быть следствием генерации ПАВ. Мы расчитали скорость начала генерации для ситуации рассмотренной [4]: подложка MgO с нанесенной на ней пленкой $YBaCuO$.

Результат расчета представлен на Рис.1.

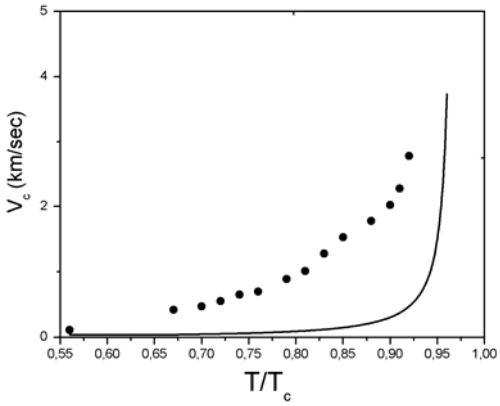


Рис. 1. Зависимость критической скорости вихревой структуры от относительной температуры при индуктивности внешнего магнитного поля 1.8 Т. Точками показаны экспериментальные результаты работы [115]. Сплошная кривая – результат нашего расчета.

Учитывая, что для расчета коэффициента вязкости мы брали удельное сопротивление для двигающейся с малой скоростью вихревой структуры, результат сравнения можно считать удовлетворительным.

Работа выполнена при поддержке програм: Университеты России грант ур.01.01.036 и Мин.Обр. грант Е02-3-334.

1. A. R Hutson., J. H. McFee , et el. Phys. Rev. Lett. **7,** 237 (1961).

2. Мусиенко Л.Е., Дмитренко И.М., и др. Письма в ЖЭТФ. **31,** 603 (1980)

3. E.D. Gutliansky. Phys.Rev. **B66**, 52511 (2002).

4. Е.Д. Гутлянский, Известия РАН, Серия Физическая, **68 ,** №5, (2004).

5. Doettinger S.G., Huebener R.P., et al.,Phys. Rev. Lett. **73,** 1691 (1994)

Акустический аналог диодного эффекта в структуре сверхпроводящая пленка диэлектрическая подложка.

С.Е. Гутлянский
Физический факультет Ростовского госуниверситета, 344090 . Ростов-на-Дону, Россия.
Е.Д. Гутлянский
Институт Физики Ростовского госуниверситета, 344090 . Ростов-на-Дону, Россия

Последнии годы внимание исследователей привлекают физические явления происходящие в движущейся вихревой структуре сверхпроводников. Оказалось, что в движущейся вихревой структуре может возникать ряд фаз, которые переходят друг в друга при увеличении скорости движения. Мы имеем в виду кристаллическую фазу, жидкую фазу, фазу типа бреговского стекла. Переходы между этими фазами с макроскопической точки зрения, имеются в виду отклик системы на воздействия масштаб неоднородности которых гораздо больше меж вихревого расстояния, проявляются в особенностях удельного сопротивления ρ, как функции температуры и магнитного поля(внешнее магнитное поле задает плотность вихревой структуры).

Цель предлагаемой работы показать, что 1. помимо вышеуказанных фазовых переходов в движущейся вихревой структуре пленки при достаточно больших скоростях движения существует односторонняя коллективная мода, которая распространяется только в направлении движения вихревой структуры, в противоположном направлении она не существует; и что 2. эта мода приводит к возникновению акустического аналога диодного эффекта: коэффициент затухания ПАВ в структуре сверхпроводящая пленка на диэлектрическая подложке, распространяющаяся в направлении движения вихревой структуры при совпадении скорости вихревой моды с скоростью ПАВ будет гораздо больше чем при распространении в противоположном направлении.

Взаимодействие движущейся вихревой структуры с кристаллической решеткой сверхпроводника можно описать, вводя феноменологический коэффициент вязкости η_f, который зависит от плотности вихревой структуры и температуры. Он однозначно связан с удельным сопротивлением сверхпроводника $\eta_f = B_0^2 / \rho$, - здесь B_0 - индукция магнитного поля внутри сверхпроводника, пропорциональная плотности вихревой структуры. Мы получили уравнение движения вихревой структуры в пленке, обобщающее уравнения Перла на случай колеблющейся кристаллической решетки пленки, предполагая, что толщина пленки d меньше лондоновской глубины проникновения λ_L и имеет вид:

$$\vec{A}\delta(y) - \lambda_{eff}\nabla^2\vec{A} = \vec{S}\delta(y) - \frac{m}{q}\dot{\vec{U}}\delta(y) \quad (1)$$

где $\vec{S} = \phi_0\nabla\Phi/2\pi$, $\nabla\times\vec{S} = \vec{B}_v$; ϕ_0, Φ, $\vec{A}$, $\vec{U}$ - квант магнитного потока фаза параметра порядка, векторный потенциал магнитного поля и вектор деформации пленки соответственно, $\lambda_{eff} = \lambda_L^2/d$, $\vec{B}_v$ - плотность вихревой структуры. Пленка расположена в плоскости XZ и волновой вектор ПАВ направлен вдоль оси Z. Для полного описания движения вихревой структуры в пленке необходимо добавить к уравнению (1) уравнение непрерывности и уравнение описывающее движение вихревой структуры в пленке, ниже мы рассматриваем грязный сверхпроводник – пренебрегаем эффектом Холла

$$\frac{\partial\vec{B}_v}{\partial t} = \nabla\times\left[\left(\dot{\vec{W}}-\dot{\vec{U}}\right)\times\vec{B}_v\right] \quad (2)$$

$$\eta_f(\dot{\vec{W}} - \dot{\vec{U}}) = \vec{I}_0\times\vec{B}_v + \vec{I}_a\times\vec{B}_v \quad (3)$$

здесь I_0- постоянная составляющая тока задаваемая внешним источником и разгоняющая вихревую структуру до нужной скорости, I_a- переменный ток индуцированный коллебаними пленки и вихревой структуры, $\vec{W}$- вектор деформации вихревой структуры в пленке. Представляя вектор скорости вихревой структуры в виде $\dot{\vec{W}} = \vec{V} + \dot{\vec{W}}'$, где $\vec{V}$, $\dot{\vec{W}}'$ - скорость вихревой структуры как целого (постоянная составляющая локальной скорости вихревой структуры) и переменная составляющая локальной скорости вихревой структуры, соответственно. Лианеаризуем ситему уравнений (1)-(3), полагая $\vec{B}_v = \vec{B}_0 + \Delta\vec{B}_v$, и $B_0 \gg \Delta B_v$. Долее раскладывая $\eta(B_v)$ в ряд Тейлора в точке B_0 с точностью до членов второго порядка малости по

$\Delta B_v : \eta_f = \eta_0 + \eta_{,B} \cdot \Delta B_v$ где $\eta_0 = \eta_f(B_0)$ нулевой порядок в разложении коэффициента вязкости по колебаниям плотности вихревой структуры, а $\eta_{,B} = \left(d\eta(B_v)/dB_v\right)_{B_0}$, получим уравнение описывающее коллебания движущейся вихревой структуры

$$\left[-i\omega\eta_0 + i\omega\eta_0\left(1+\frac{\eta_{,B}B_0}{\eta_0}\right)\frac{\vec{k}\vec{V}}{\omega - Vk} + \frac{\vec{k}\vec{V}}{\omega - Vk}D\right]\vec{W}' = -D\vec{W}' \qquad (4)$$

здесь $D = 2kB_0^2 \big/ \mu_0\left(1+2\lambda_{eff}k\right)$

Откуда непосредственно получается дисперсионное уравнение:

$$\left(i\frac{C'}{\omega\eta_0} - \frac{2V}{\omega}\gamma\right)k + 1 = 0 \qquad (5)$$

и следовательно, с учетом неравенства $\lambda_{eff}k_0 \ll 1$, для волнового вектора получается выражение

$$k = \frac{\omega}{2\gamma V}\frac{1}{1+\delta^2}\left(1+i\delta\right) \qquad (6)$$

здесь $C' = 2B_0^2 \big/ \mu_0\left(1+2\lambda_{eff}k_0\right)$, $\delta = C'/2\gamma V\eta_0$

$k_0 = \omega/2\gamma V$, $\gamma = 1+\eta_{,B}B_0/2\eta_0$

Если $\delta \ll 1$, то существует хорошо определенная коллективная мода, фазовая скорость которой V_{mf} равна

$$V_{mf} = 2\gamma V \qquad (7)$$

И естественно, в случае если скорость ПАВ V_R будет совпадать с скоростью этой моды мы будем иметь резонансную пекрекачку энергии ПАВ в энергию движения вихревой структуры. Например, для режима Free Flux Flow скорость этой моды $V_{mf} \approx 3V$. Следовательно , при скорости вихревой структуры в окрестности очки $V \approx V_R/3$ и тем более в области $V \succ V_R/3$ эта мода хорошо определена –неравенство $\delta \ll 1$ удовлетворяется с большим запасом

$$2r_nB_0/3\mu_0V_RB_{c2} \ll 1 \qquad (8)$$

здесь r_n сопротивление сверхпроводника в нормальном состоянии, B_{c2} - второе критическое поле. Поэтому при скорости вихревой структуры $V \approx V_R/3$ будет происходить перекачка энергии из ПАВ в коллективную моду и будет наблюдаться аномальное затухание ПАВ. Интересной особенностью этой моды является ее односторонность – она распространяется только в направленнии движения вихревой структуры. Поэтому ПАВ распространяющаяся в противоположном направлении будет затухать слабо.

Далее мы показываем, что пленку на поверхности подложки можно с точностью до членов второго порядка по величине d/λ_R заменить на импедансное граничное условие, используя которое мы нашли вклад в коэффициент затухания ПАВ акустовихревого взаимодействия. На Рис.1 показано отношение коэффикиентов затухания ПАВ в направлении движения вихревой структуры $\alpha_{at}(V)$ к коэффициенту затухания ПАВ в противоположном направлении $\alpha_{at}(-V)$. Из результатов расчета мы видим, что эта величина ведет себя резонансным образом и максимум этого отношения достигается при скорости движения вихревой структуры приблизительно равной одной третьей скорости ПАВ.

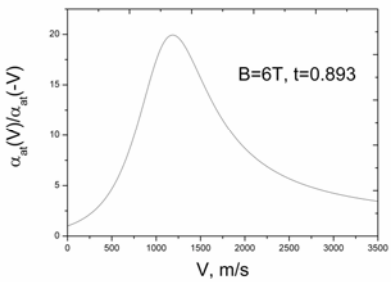


Рис. 1. Величина диодного эффекта, рассчитанная для ПАВ распространяется на подложке из $-YZ$ среза ниобата лития с нанесенной пленкой $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ толщиной $0.3\mu m$. $r_n = 1\mu\Omega cm$ в режиме Free Flux Flow.

Работа выполнена при поддержке програм: Университеты России грант ур.01.01.036 и Мин.Обр. грант Е02-3-334.

Теплоемкость 1-2-3-тулиевых купратов в области недодопированных состояний

Е.Б. Амитин, К.Р. Жданов, А.Г. Блинов, М.Ю. Каменева, Ю.А. Ковалевская, Л.П. Козеева, И.Е. Пауков
Институт неорганической химии им А. В. Николаева СО РАН, 630090, Новосибирск, Россия

Проведены прецизионные измерения теплоемкости 1-2-3-тулиевых купратов с содержанием кислорода от 6.3 до 6.9 в интервале температур 6 – 300К. В результате анализа экспериментальных данных были обнаружены аномалии в температурной зависимости электронной теплоемкости. Предполагается, что аномалии связаны с переходом из нормального металлического состояния в псевдошелевое.

Интерес, проявляемый к купратам редкоземельных элементов с химической формулой $ReBa_2Cu_3O_X$ (Re – редкоземельный элемент), связан, в первую очередь, с их сверхпроводящими свойствами. Однако кроме сверхпроводимости интерес заслуживают и другие явления, наблюдаемые в них. Одним из таких явлений может быть пониженная плотность электронных состояний (псевдощелевое состояние) при температурах выше сверхпроводящего перехода в недодопированной по кислороду области. Пониженная плотность состояний демонстрируется в экспериментальных работах по электронному туннелированию [1] и фотоэмиссии с угловым разрешением [2-3].

Несмотря на огромный поток публикаций по этому вопросу, природа псевдощелевого состояния остается неизвестной [см. 4 и ссылки там]. Открытым остается вопрос о связи псевдощелевого состояния со сверхпроводимостью. В литературе обсуждается вопрос о том, является ли псевдощелевое состояние термодинамической фазой с определенной границей существования или это результат наличия характерного масштаба взаимодействия в системе. Если псевдощелевое состояние является термодинамической фазой, то какова фазовая диаграмма исследуемой системы. Существуют разрозненные данные о фазовой границе. Различные экспериментальные данные не согласуются друг с другом.

В литературе имеются экспериментальные данные по теплоемкости иттриевых купратов в широкой области температур в недодопированной по кислороду области концентраций [5-6]. Однако, никаких аномалий в предполагаемой области фазовой диаграммы $T - X$, кроме сверхпроводящего перехода (T – температура, X – кислородосодержание) обнаружено не было. Это дало основание предполагать, что в недодопированной области фазовых переходов нет, а псевдощелевое состояние не является термодинамической фазой [4].

Нами были проведены измерения теплоемкости четырех образцов тулиевых купратов $TmBa_2Cu_3O_X$ с содержанием кислорода X=6.92, 6.7, 6.5 и 6.3 в интервале температур от 6 до 300 К. Целью измерений являлось обнаружение аномалий теплоемкости при температурах выше сверхпроводящего перехода.

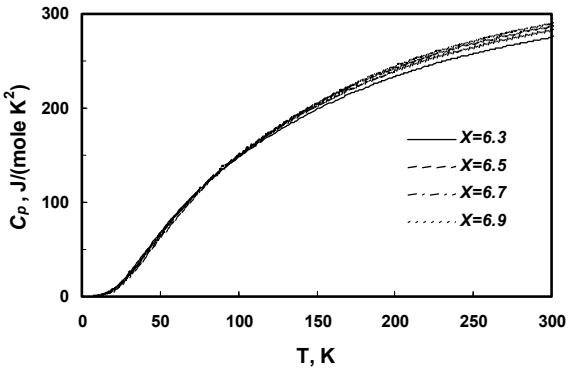


Рис. 1. Экспериментальные значения теплоемкости для различных X.

Образец с X=6.92 выбран в качестве базового, т.к. такое кислородосодержание соответствует оптимальному допированию. Считается, что вблизи оптимального допирования псевдощелевое состояние не существует. Образец с X=6.3 расположен на линии тетра-орто фазового перехода.

Из результатов измерений теплоемкости иттриевых купратов [5-6] следует, что, если аномальная часть существует, то она достаточно мала. Электронная теплоемкость при температурах 200-300 К мала и составляет несколько процентов по отношению к решеточной. Аномальная же часть теплоемкости должна быть еще меньше. Выделить аномальную составляющую можно сопоставлением электронных теплоемкостей образцов с различным кислородосодержанием. Для выделения электронной теплоемкости из экспериментальных значений необходимо рассчитать решеточную составляющую.

Решеточная теплоемкость может быть вычислена, если известна плотность фононных состояний $G(\omega)$:

$$\frac{C_v(T)}{R} = \int \frac{ue^{-u}}{\left(1-e^{-u}\right)^2} G(\omega) d\omega , \qquad (1)$$

где $u = \frac{\hbar\omega}{k_B T}$, R – универсальная газовая постоянная. Интегрирование проводится по всем разрешенным частотам ω.

Плотность фононных состояний может быть определена по калориметрическим данным, если сделать предположение о виде $G(\omega)$ [7]. Параметры $G(\omega)$ подбирались таким образом, чтобы описать экспериментальные значения на максимально возможном интервале температур. Функция $G(\omega)$ использовалась не для анализа фононного спектра, а для расчета решеточной теплоемкости. Так как фононный спектр определяет теплоемкость кристалла интегральным образом, то небольшие неточности в $G(\omega)$ не приводят к большим ошибкам в определении решеточной теплоемкости и не влияют на характер аномалии в электронной теплоемкости [8].

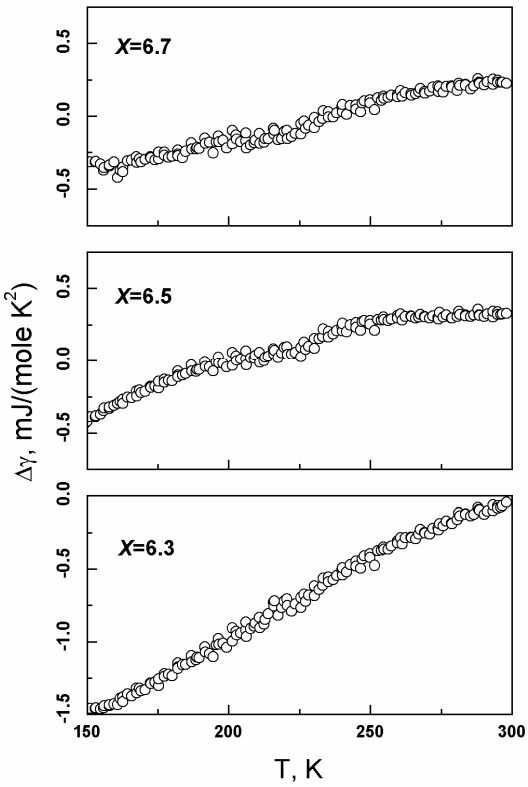


Рис. 2. Разности коэффициентов электронной теплоемкостей тулиевых купратов с различным кислородосодержанием X.

Электронная составляющая теплоемкости (совместно с ангармоническим вкладом) определялась как разность экспериментальных и расчетных решеточных значений. Нами была вычислена разность электронных теплоемкостей. Из электронной теплоемкости образца с X=6.92 (концентрация кислорода вблизи точки оптимального допирования) вычиталась теплоемкость недодопированных образцов. Считается, что ангармонические составляющие близки и компенсируют при этом друг друга. На Рис. 2 показаны температурные зависимости разностей коэффициентов электронных теплоемкостей. На рисунке видны слабо выраженные аномалии в интервале температур 210 – 230 K для образцов с X=6.7 и X=6.5.

Обычно наличие аномалии в температурной зависимости теплоемкости связываются с фазовыми переходами второго рода. Аномалии не могут ответить на вопрос о характере термодинамических фаз, однако, свидетельствуют о переходе вещества от одной термодинамической фазы к другой.

Фазовая диаграмма купратов изучена достаточно хорошо в той ее части, которая связана со сверхпроводящим переходом и переходом в антиферромагнитное состояние. Область же, где должно существовать псевдощелевое состояние, несмотря на огромные усилия экспериментаторов и теоретиков, изучена слабо, а имеющиеся экспериментальные данные противоречивы. В теоретических работах диаграмма представляется схематически. Обсуждается различное поведение линии, разделяющей состояние нормального металла и псевдощелевого состояния. В частности, рассматривается модель псевдощелевого состояния, в которой переход из нормального состояния в псевдощелевую фазу сопровождается изменением симметрии в электронной подсистеме [9-10].

Существует также мнение о том, что граничная линия существования псевдощелевого состояния связана с взаимодействием носителей зарядов с антиферромагнитными или структурными флуктуациями ближнего порядка [1]. Возможный вид фазовой диаграммы представлен в работе [11]. Авторы предполагают существование двух граничных линий – линии «сильной псевдощели» $T^*(X)$ и линии «слабой псевдощели» $T^*(X_2)$.

Вопрос о виде фазовой диаграммы в высокотемпературных сверхпроводниках требует дальнейшего изучения.

1. Ding et al, Natura 382, 51 (1996).
2. M. Randeria, J.C. Campuzano, cond-mat/9709107.
3. M. Randeria, cond-mat/9710223.
4. М. В. Садовский, УФН 171, 539 (2001).
5. J. W. Loram, J. L. Tallon, G. V. M. Williams, Physica C 338, 9 (2000).
6. J. W. Loram, J. L. Tallon, Physica C 349, 53
7. К. Р. Жданов, Ф. С. Рахменкулов, В. Е. Федоров, А. В. Мищенко, ФТТ 30, 1119 (1988).
8. К. Р. Жданов, Федоров В.Е., Самойлов П.П., Электронный журнал «Исследовано в России» 031, 327 (2002) http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2002/031.pdf.
9. S. Chakravarty, R. B. Laughlin, D. K. Morr, Ch. Nayak, ArXiv: cond-mat/0005443.
10. V. Emery, S. A. Kivelson, O. Zahar, Phys. Rev. B 56, 6120 (1997).
11. J. Schmalian, D. Pines, B. Stojkovich, Phys. Rev. Lett. 80, 3839 (1998); Phys. Rev. B 60, 667 (1999).

Магнитные свойства ВТСП системы $Ba_{0.6}K_{0.4}BiO_3$ в сверхпроводящем состоянии. Роль флуктуаций.

А.И. Головашкин, Л.Н. Жерихина, Г.В. Кулешова, А.М. Цховребов
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия
М.Л. Нортон
Университет Маршала, Хантингтон, WV 25755, США

Исследовались магнитные свойства ВТСП монокристаллов $Ba_{0.6}K_{0.4}BiO_3$ в сверхпроводящем состоянии. По кривым намагничивания и гистерезисным петлям определены температурные зависимости критического магнитного поля $H_{C1}(T)$ и остаточной намагниченности $M_O(T)$. Полученные данные согласуются с моделью расслоенного состояния сверхпроводник-диэлектрик, предложенной ранее для объяснения гальваномагнитных свойств поликристаллических образцов $Ba_{0.6}K_{0.4}BiO_3$ [1]. Согласно указанной модели в $Ba_{0.6}K_{0.4}BiO_3$ при T_C=30 К происходит переход из нормального состояния в однородное сверхпроводящее, а при T*=17 К наблюдается переход в расслоенное состояние сверхпроводник-диэлектрик. Исключительно слабый эффект Мейснеровского экранирования в интервале температур $T^*<T<T_C$ одновременно со слабым парамагнетизмом, наблюдаемым при тех же температурах в достаточно больших магнитных полях, когда экранировка подавлена, вероятно объясняется флуктуациями расслоенного состояния в однородной сверхпроводящей фазе при T>T*.

Ранее мы наблюдали ряд аномалий в поведении ВТСП системы $Ba_{0.6}K_{0.4}BiO_3$ в сверхпроводящем состоянии, такие как: 1) возврат резистивного состояния при температурах ниже T_C, причем значение статического сопротивления могло превышать величину остаточного сопротивления перед сверхпроводящим переходом на 2-3 порядка; 2) подавление возвратного сопротивления магнитным полем одновременно с подавлением сверхпроводимости; 3) гистерезис ВАХ; 4) немонотонная температурная зависимость критического тока $I_C(T)$, определенного из ВАХ, с максимумом при T*=17 К; 5) отрицательная кривизна температурной зависимости $H_{C2}(T)$, определенной по резистивному переходу; 6) образец проявлял свойства джозефсоновской среды. Все перечисленные эффекты можно объяснить в рамках модели расслоенного состояния сверхпроводник-диэлектрик [2]. Согласно этой модели при определенных условиях системе, уровень Ферми которой находится вблизи края запрещенной зоны, может оказаться выгодным перейти в расслоенное состояние сверхпроводник-диэлектрик, которое характеризуется двумя параметрами порядка - диэлектрической и сверхпроводящей щелями, промодулированными в пространстве в противофазе. Следует подчеркнуть, что данное состояние является однофазным, диэлектрические и сверхпроводящие области взаимообуславливают друг друга и существуют и разрушаются (например, магнитным полем) только одновременно, при этом глубина и период модуляции параметров порядка в пространстве могут меняться с температурой. Транспорт в системе реализуется путем джозефсоновского туннелирования между сверхпроводящими областями через диэлектрические барьеры. Корреляция между соседними областями осуществляется через передачу свободных носителей от одних к другим таким образом, что одни становятся диэлектрическими, а в других концентрация носителей растет и, тем самым, «усиливаются» их сверхпроводящие свойства. Возможно, что в системе $Ba_{0.6}K_{0.4}BiO_3$, подобное явление реализуется благодаря Bi, который обладает переменной валентностью 3 и 5. Перечисленные эффекты исследовались на поликристаллических образцах $Ba_{0.6}K_{0.4}BiO_3$. Аналогичные эффекты наблюдались на родственной системе Ba-Pb-BiO [3] также на поликристаллических образцах еще в эпоху до ВТСП, где авторы объясняли все аномалии наличием барьеров технологического происхождения на границах зерен. Однако, немонотонная зависимость критического тока не может быть объяснена в случае, если барьеры имеют чисто технологическое происхождение, так как их сопротивление не должно меняться с температурой. Тем не менее, для чистоты эксперименты мы провели измерения на монокристаллах $Ba_{0.6}K_{0.4}BiO_3$. Повторить все гальваномагнитные измерения на монокристаллах оказалось невозможным, так как с одной стороны имеющиеся образцы были достаточно малы (~2x2x2 мм^3), а с другой критические токи, напротив, достаточно велики, и прописать ВАХ до тока больше критического нельзя из-за перегрева образца за счет Джоулева тепла, выделяющегося на контактах. Поэтому мы остановились на магнитных измерениях. Были исследованы температурные при постоянном магнитном поле и полевые при постоянной температуре зависимости намагниченности (M) монокристалла $Ba_{0.6}K_{0.4}BiO_3$ в интервалах температур 4.2-35 К и магнитных полей 0-1.2 Т соответственно. Измерения проводились миниатюрным датчиком Холла, расположенным в непосредственной близости от образца. Из зависимостей M(H), записанных при первом проходе (рис.1) определялось поле H_{C1}, из гистерезисных петель – величину

остаточной намагниченности M_O. На рис.1 представлены кривые намагничивания образца при пер-

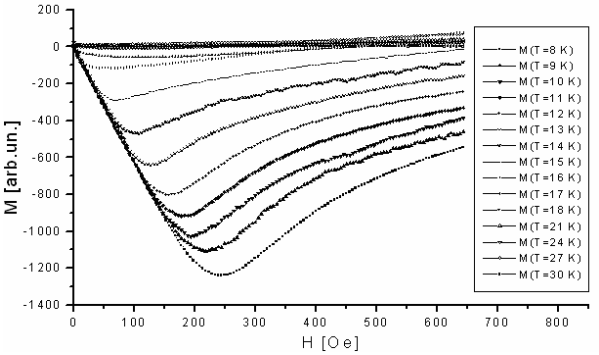


Рис. 1. Зависимости магнитного момента монокристалла $Ba_{0.6}K_{0.4}BiO_3$ от поля, полученная при первом проходе намагничивания образца для температур в интервале 8-30К

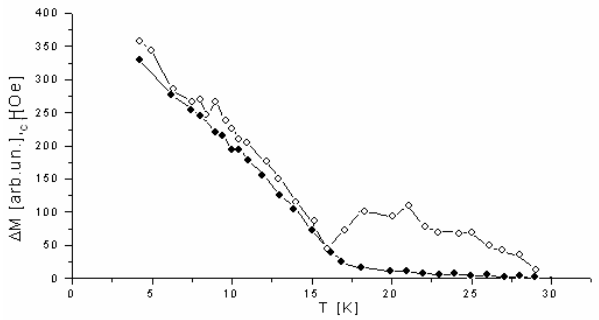


Рис. 2. Зависимость H_{C1} от температуры, полученная при первом проходе (рис.1) намагничивания монокристалла $Ba_{0.6}K_{0.4}BiO_3$ (-○-); зависимость от температуры «поперечника» петли гистерезиса перемагничивания монокристалла $Ba_{0.6}K_{0.4}BiO_3$ (-●-).

вом проходе введения поля при различных температурах. Следует отметить три момента: 1) диамагнитное экранирование при температурах выше 17 К очень слабое; 2)наклон линейного участка зависимости M(H) вблизи H=0, соответствующий мейснеровскому экранированию, одинаков для всех кривых, что свидетельствует об одинаковом объеме сверхпроводящей фазы при всех температурах; 3)на кривых, полученных при температурах выше 17 К, наблюдается слабый парамагнитный эффект в области относительно больших полей, который пропадает при $T>T_C$. Зависимости $H_{C1}(T)$ и $M_O(T)$ (рис.2) с ярко выраженной особенностью в виде излома при $T\approx17$ К хорошо согласуется с результатами, полученными ранее из гальваномагнитных измерений на поликристаллах $Ba_{0.6}K_{0.4}BiO_3$ [1], и моделью расслоения [2]. Согласно последней, при $T>T_C=30$ К система находится в нормальном состоянии (рис.3), при $T^*<T<T_C$ свободная энергия однородного сверхпроводящего состояния оказывается ниже и система становится сверхпроводящей, а при $T<T^*$ энергетически более выгодным оказывается пространственно неоднородное расслоенное состояние сверхпроводник- диэлектрик, соответственно, оно и реализуется. Расслоенное состояние обладает большим количеством границ сверхпроводник – несверхпроводник, которые эффективно пиннингуют вихри, что приводит к росту M_O с понижением температуры при $T<T^*$, а аналогичное возрастание $H_{C1}(T)$ возможно связано с увеличением глубины пространственной модуляции параметра порядка в расслоенной фазе с понижением температуры, что означает увеличение H_C и, соответственно, H_{C1}. Слабое мейснеровское экранирование в однородной сверхпроводящей фазе при $T^*<T<T_C$ можно объяснить флуктуациями расслоенной фазы внутри однородной сверхпроводящей.

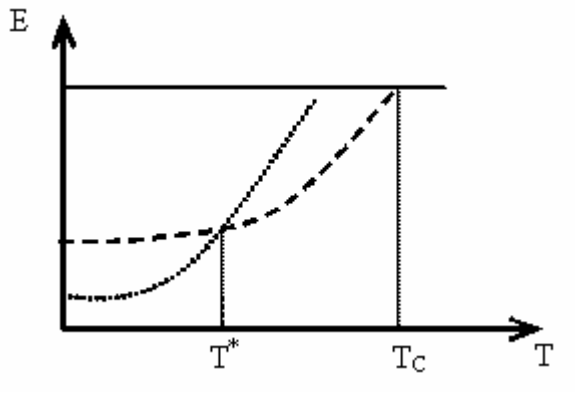


Рис.3. Диаграмма энергетических состояний различных фаз в зависимости от температуры. Нормальное состояние ——— ; однородная сверхпродимость ------- ; расслоенное пространственно неоднородное состояние сверхпроводник/диэлектрик .....

1. Н.В. Аншукова, В.Б. Гинодман, А.И. Головашкин и др., ЖЭТФ **97**, №5, 1635 (1990)

2. А.А. Горбацевич, Ю.В. Копаев, И.В.Токатлы. Письма в ЖЭТФ **52**, 736-739 (1990).

3.А.Е.Протасов, С.В.Зайцев-Зотов, Ю.Н.Венечев и др., ФТТ **20**, 3503 (1978).

Природа фазового расслоения в субмикронных мостиках на основе Bi2212 монокристаллических вискеров

С.Г. Зыбцев, В.Я. Покровский, И.Г. Горлова
Институт Радиотехники и Электроники РАН, 125009 Москва, Россия

Мы предлагаем первое наблюдение динамического фазового расслоения эквивалентное линиям проскальзывания фазы в высокотемпературных сверхпроводниках, которое проявляется на ВАХ в виде тонкой структуры периодических по сопротивлению скачков напряжения. При низких температурах ($T \approx T_c/2$) каждый скачок соответствует квазинормальному нанодомену длиной порядка длины когерентности.

К настоящему времени резистивное состояние с фазовым расслоением хорошо экспериментально и теоретически изучено для узких одномерных каналов $d,w < \xi$ (d- толщина, w- ширина). При токах больше тока распаривания $I>I_d$ в одномерных каналах возникают центры проскальзывания фазы [1]. Каждый такой центр представляет собой осциллирующую область параметра порядка размером с ξ (длина когерентности), генерирующую поток нормальных квазичастиц, которые распределены на длине проникновения электрического поля в сверхпроводник L_{qw}. ВАХ такого одномерного канала представляет регулярную систему скачков напряжения, число которых равно количеству ЦПФ в одномерном канале. Для мостиков или пленок средних размеров $\xi<w<\lambda_\perp \equiv \lambda^2/d$, где λ – глубина проникновения магнитного поля, ситуация более сложная. Для коротких мостиков переменной толщины $l<w<\lambda_\perp$ (l- длина мостика) теория предсказывает появление отдельных строчек вихрей (вихри пересекают мостик когерентно один за другим) [2]. ВАХ таких мостиков при больших токах $I>I_c$ (I_c - ток вхождения первого вихря) может состоять из отдельных скачков по напряжению, обусловленных заполнением строчек вихрями до нормального состояния [3]. С другой стороны, в узких двумерных пленках $d<\xi$, $\xi<w<w_c$ ($w_c\approx25\xi$) при токах $I>I_d$ предсказывается резистивное состояние - линия проскальзывания фазы (ЛПФ) – двумерный аналог ЦПФ. При этом также должны наблюдаться ступенчатые ВАХ [4]. Существует ряд экспериментальных работ, где наблюдают ступенчатые ВАХ на широких, $w>\lambda_\perp$, пленках НТС [5] и ВТСП [6], трактуемые как ЛПФ. Однако, в [6] авторы не смогли объяснить слишком большие значения L_{qw} >> 1 мкм, полученные для ВТСП мостиков. Следует отметить, что диапазон $\xi<w<\lambda_\perp$ наиболее актуален для ВТСП, т.к. длина когерентности в ВТСП порядка десятков ангстрем и пока недостижима для современной литографии. Поиск когерентных квантовых эффектов для структур с $\xi<w<\lambda_\perp$ ~ 1мкм, может привести к практическому применению ВТСП. Однако малые длины когерентности налагают на ВТСП особые условия – все предполагаемые явления должны быть проверены на структурно совершенных монокристаллах, из за сильного влияния дефектов на сверхпроводящие свойства ВТСП. Поэтому в данной работе все эксперименты проведены на микронных монокристаллических вискерах Bi2212 с сечением (0.1-0.3)x(1-1.5) мкм^2 и мостиковых структурах на основе вискеров с сечением (0.1-0.3)x(0.5-1) мкм^2 (чтобы достичь условия $w<\lambda_\perp$). Хороший тепловой контакт между подложкой из лейкосапфира и тонким монокристаллическим вискером обеспечивался электростатическими силами. По сути, мы имеем геометрию аналогичную структуре пленка - подложка.

Мостик формировался двумя способами: 1) С помощью лазерного микротравления в фокусированном импульсном (~10 нс) лазерном пучке с длиной волны 0.53 мкм [7]. Диаметр лазерного пучка составлял 1-2 мкм, что позволяло формировать мостики с размерами w=0.2-1 мкм, l=1-3 мкм; 2) С помощью FIB (фокусированные ионные пучки) технологии.

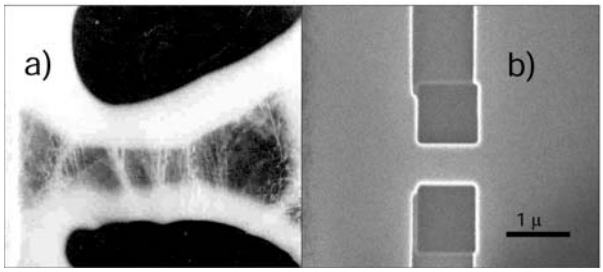


Рис.1. a) - TEM фотография лазерного мостика;
b) - SIM фотография FIB мостика.

Типичные ВАХ в зависимости от температуры для лазерного и FIB мостиков показаны на рис.2. Все ВАХ имеют регулярные по току ступеньки напряжения разделенные участками с постоянным дифференциальным сопротивлением. При высоких температурах (вблизи перехода) кривые носят еле заметный волнистый характер. С понижением температуры волны переходят в плавные ступеньки. Затем ступеньки становятся резче, превращаются в скачки напряжения, и развивается гистерезис. Прирост дифференциального сопротивления на каждой ступеньке одинаков, как и их избыточный ток. Анализ ВАХ мостиков приводит к выводам: 1) Ступеньки напряжения связаны с вхождением

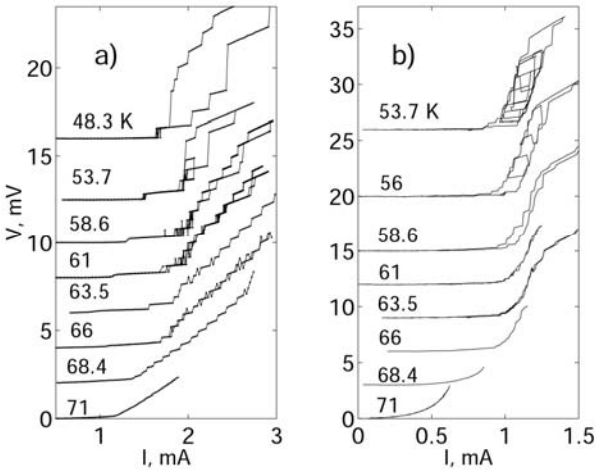


Рис.2. ВАХ при различных температурах.
a)- лазерное микросужение; b)- FIB мостик 1x0.5x0.2 мкм (рис.1b).

вихрей под действием тока, т.к. величина тока первой ступеньки $I_1 \approx 1$ мА соответствует току подавления краевого барьера $I_1 = \Phi_0/4\pi\lambda_\perp$ [2]. Также, I_1 не зависит от ширины мостика, т.е. скачок напряжения связан не с пиннингом (плотностью тока), а с краевым барьером (током). 2) Временные исследования показали, что плавные ступеньки (волны) на ВАХ являются усреднением двухуровневых переключений типа телегрфного сигнала [8], что указывает на развитие процессов неустойчивости в строчках вихрей. 3) амплитуда ступеньки соответствует сопротивлению нормальной области ~ 100 Å – порядка ξ. 4) При понижении температуры избыточный ток стремится к нулю, а дифференциальное сопротивление R_d на каждой ступеньке напряжения к полному сопротивлению R, что указывает на квазиомический характер диссипативных нанодоменов. 5) Рост сопротивления FIB мостиков с четкой прямоугольной формой имеет тенденцию к насыщению при больших токах (рис.2 b), что позволяет определить точное число нанодоменов в мостике. Для FIB мостика с длиной 1 мкм (рис.2 b) это число – 27, которое не зависит от температуры. Следовательно, размер нанодомена равен 370 Å, и он должен состоять из нормальной и сверхпроводящей фазы. Т.о. мы имеем все признаки резистивного состояния с фазовым расслоением аналогичному Ц(Л)ПФ.

Исходя из этого, мы предлагаем следующий сценарий динамического фазового расслоения в субмикронных мостиках ВТСП. При токе $I > I_1$ в субмикронный мостик с размерами $< \lambda_\perp$ входит одна пара вихрь – антивихрь. При условии $I_1 \geq I^*$ (ток развития вихревой неустойчивости типа неустойчивости Ларкина-Овчинникова [9]) вихри в строчке резко ускоряются, образуя за собой след с пониженным параметром порядка. При временах прохождения вихря через мостик сравнимых с временем релаксации квазичастиц такая строчка вихрей может образовать устойчивый квазинормальный канал, вдоль которого вихри могут распространяться со скоростями близкими к фермиевским, подобно джозефсоновским вихрям. Вблизи T_c, где канал еще не достаточно сформирован, мы можем оценить частоту входа-выхода вихрей, используя джозефсоновское соотношение $f_v = \Delta V/\Phi_0 \sim 10^{11}$ сек, где ΔV- величина скачка напряжения, Φ_0- квант магнитного потока. Тогда скорость вихря в строчке будет порядка $\sim 5 \cdot 10^6$ см/сек, т.е. порядка фермиевской. Полученное нами характерное время $\tau_v = 1/f_v$ по порядку величины вполне сравнимо с временами релаксации квазичастиц, полученными из оптических измерений $\tau \sim$ 2-5 псек [10].

Таким образом, природа динамического резистивного состояния, проявляющегося в виде фазового расслоения - аналога ЛПФ (в случае слоистого высоко анизотропного ВТСП – плоскости проскальзывания фазы), связана с возникновением сверхскоростных Абрикосовских вихрей в субмикронных мостиках. Движение вихрей приводит к возникновению квазинормальных каналов шириной порядка ξ, пересекающих мостик.

Авторы благодарят А.М. Никитину за синтез образцов и В.Н. Тимофеева за электронно-микроскопические исследования. Работа поддержана грантами: РФФИ 02-02-17301, CNRS-РФФИ 03-02-22001 и программой Минпром науки России ГК № 40.012.1.1.1356.

1. W. Skocpol, M. Beasley, and M. Tinkham, J. Low Temp. Phus. 16, 145 (1974).
2. К.К. Лихарев, ЖЭТФ 61, 1700 (1971); Изв. Вузов Радиофизика 14, 919 (1971).
3. В.Н. Губанков, В.П. Кошелец, К.К. Лихарев и Г.А. Овсянников, Письма в ЖЭТФ, 18, 292(1973).
4. A. Weber and L. Kramer, J. Low Temp. Phys. 84, 289 (1991); A. Andronov, I. Gordion, V. Kurin et al, Phusica C 213, 193 (1993).
5. И.М. Дмитриенко, А.Г. Сиваков, В.Г. Волоцкая, ФНТ, 994 (1983).
6. F.S. Jelila, J-P Maneval, F-R Ladan, et al., Phys. Rev. Lett. 81, 1933 (1998); S. Reymond, L. Antognazza, M.Decroux, et al., Phys. Rev. B 66, 014522 (2002).
7. С.Г. Зыбцев, И.Г. Горлова, В.Я. Покровский, Письма в ЖЭТФ, 74, 186 (2001).
8. S.G. Zybtsev, I.G. Gorlova, nd V.Ya. Pokrovskii, Proceeding of EUCAS 2003, Sorrento Napoli - Italy, 14-18 September, 2003, p. 145.
9. А.И. Ларкин и Ю.Н. Овчинников, ЖЭТФ 68, 1915 (1975).
10. J. M. Chwalek, C. Uher, T. F. Whitaker, G. A. Mourou, T. Agostinelli and M. Lelental, Appl. Phys. Lett. 57, 1696 (1990); S.G. Han, Z.V. Vardeny, O.G. Symko and G. Koren, Phys. Rev. Lett. 67, 1053 (1991); G. L. Eesley, J. Heremans, M. S. Meyer, G. L. Doll and S. H. Liou, Phys. Rev. Lett. 65, 3445 (1990).

О возможной природе псевдощели в ВТСП

О.М. Иваненко, К.В. Мицен
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Ранее [1] мы предложили механизм формирования отрицательных-U центров (NUC) в ВТСП и показали, что многие аномальные свойства ВТСП могут являться следствием взаимодействия электронов кислородной зоны с NUC. Это взаимодействие приводит к сильной перенормировке эффективного межэлектронного взаимодействия при учете процессов рассеяния с промежуточными виртуальными связанными состояниями [2]. NUC, к тому же, играют роль парных акцепторов, приводя к генерации дырочных синглетных пар, локализованных в окрестности NUC. Проводимость и сверхпроводимость в такой системе возникают при наличии перколяции по областям локализации синглетных дырочных пар или, что то же, по цепочкам NUC. В данной работе мы хотим показать, что предлагаемая модель [1] позволяет объяснить природу возникновения псевдощелевых особенностей и получить зависимость температуры открытия псевдощели T^* от уровня допирования.

В работе [1] мы предположили, что наблюдаемая в различных экспериментах псевдощель, является ни чем иным, как той же сверхпроводящей щелью, но возникающей при температуре $T>T_c$ в результате больших флуктуаций числа частиц из-за переходов электронов между парным уровнем NUC и кислородной зоной. Дело в том, что в отличие от обычного сверхпроводника с электрон-фононным взаимодействием, где сверхпроводящая щель закрывается за счет тепловых возбуждений над поверхностью Ферми, уменьшающих число состояний, куда могут рассеиваться электронные пары, в нашем случае механизмом, приводящим к подавлению щели, является заполнение NUC реальными электронами. Поэтому, флуктуационное уменьшение заселенности парного электронного уровня будет способствовать увеличению сверхпроводящего взаимодействия и может приводить к флуктуационному «включению» сверхпроводимости при $T^*>T>T_{c0}$ (здесь T_{c0} - равновесное значение T_c). Такие большие флуктуации возможны в недодопированных и оптимально допированных образцах, когда значительная часть NUC принадлежит конечным (неперколирующим) кластерам. С уменьшением допирования средний размер конечных кластеров уменьшается и относительные флуктуации заселенности –U-центров в этих кластерах нарастают (т.е. T^* растет). С другой стороны, в «передопированных» образцах, когда практически все ионы меди принадлежат бесконечному перколяционному кластеру, большие флуктуации становятся невозможны. Исходя из предлагаемой перколяционной модели, попытаемся теперь определить зависимость температуры T^* от уровня допирования δ в соединении $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$.

Согласно [1] в $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$ -U-центр в какой-либо данной ячейке образуется при наличии в CuO_3-цепочке трех заполненных кислородных позиций подряд (рис. 1). Концентрация таких ячеек при случайном распределении кислородных ионов в цепочках равна δ^3. Перколяция наступает при превышении порога перколяции по узлам для квадратной решетки, который равен 0,593 [3]. Если предположить, что такие тройки распределены независимо (что, строго говоря, неверно), то $\delta_c^3=0{,}593$ и $\delta_c=0{,}84$ в соответствии с фазовой диаграммой $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$ [4]. Учитывая, что на самом деле такие тройки кислородных ионов распределены не независимо, значение δ_c будет отличаться от 0,84, но незначительно.

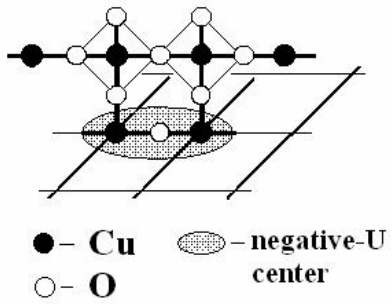


Рис. 1. В $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$ отрицательный U-центр в CuO_2 плоскости (заштрихован) формируется при наличии в CuO_3-цепочке трех заполненных кислородных позиций подряд.

При $\delta<\delta_c$ связанные –U-центры образуют кластеры различного размера. Внутри каждого конечного кластера числа заполнения –U-центров η, а, следовательно, и концентрация дырок в кислородной зоне в расчете на ячейку зависят от температуры и равны [1]:

$$\eta=2T/(T+T_0),$$

где T_0 – независящая от T постоянная, которая может быть определена из холловских измерений [5] и составляет 400K-800K.

Рассмотрим кластер, объединяющий S –U-центров. Число электронов на –U-центрах в данном кластере при температуре T равно $N=2TS/(T+T_0)$. В результате флуктуаций число электронов на –U-центрах в данном кластере может уменьшаться на $\sqrt{N}=(2TS/(T+T_0))^{1/2}$. Условие для флуктуационного «включения» сверхпроводимости в данном класте-

ре при температуре T^* можно записать как $N(T^*)$-$\sqrt{N(T^*)} = N_c$, где $N_c=2T_cS/(T_c+T_0)$ – число электронов на NUC в точке сверхпроводящего перехода. Таким образом

$$2T^*S/(T^*+T_0)-(2T^*S/(T^*+T_0))^{1/2}=2T_cS/(T_c+T_0). \quad (1)$$

Решая уравнение (1) найдем T^* как функцию S. На рис. 2 приведены зависимости $T^*(S)$ для двух значений T_0=400 и 800К, из которых видно, что величина T^* очень слабо зависит от T_0. Интервал значений S ограничен слева значением S=2, что соответствует размеру кластера ≈16Å, т.е области порядка длины когерентности в CuO_2 плоскости.

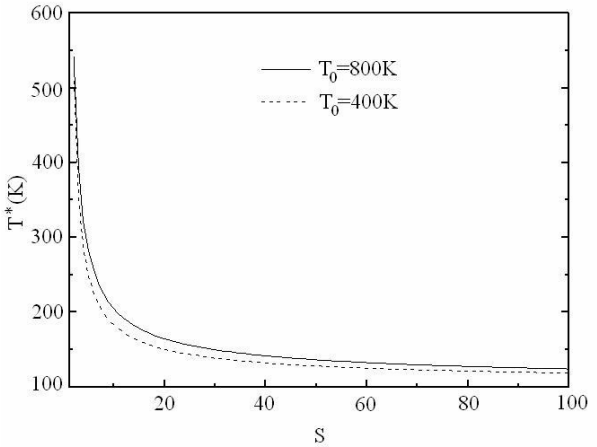


Рис. 2. Зависимости температуры открытия псевдощели T^* от размера кластера S для двух значений T_0=400и 800К.

Для определения зависимости $T^*(\delta)$ нам нужно знать средний размер конечных кластеров S как функцию δ. Для этого воспользуемся результатами работы [6], где методом Монте-Карло изучена статистика конечных кластеров S(p) в задаче о перколяции по узлам для частиц с «жестким кором» на треугольной решетке, имеющей то же значение порога перколяции p_c=0,85, что и в нашей задаче. Здесь p – вероятность, что данный узел занят, а p_c – значение вероятности, соответствующей порогу перколяции. Учитывая скейлинговый характер поведения S(p) в окрестности p_c и близость значений порогов перколяции в обеих задачах можно ожидать, что статистика конечных кластеров в них также будет приблизительно одинаковой. Согласно [6] на участке 0,1<p<0,82 зависимость S(p) может быть с хорошей точностью аппроксимирована зависимостью

$$S(p)\approx 0{,}9\cdot(0{,}95-p)^{-2} \quad (2)$$

Полагая в нашей задаче распределение избытка кислорода по позициям в цепочках случайным, будем иметь, что вероятность заполнения этих позиций p=δ. Подставляя теперь зависимость (2) в уравнение (1) получим зависимость $T^*(\delta)$ для $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$, показанную на рис. 3 сплошной линией. Отметим также, что полученная зависимость $T^*(\delta)$ очень слабо зависит не только от T_0, что отмечалось выше, но и от конкретного вида S(p). Сплошные квадраты на рис. 3 – данные работы [7], где температура открытия псевдощели определялась по отклонению температурной зависимости сопротивления R(T) от линейного поведения. Учитывая всю условность такого определения, согласие следует считать хорошим. Интересно также отметить, что минимальное значение концентрации, при котором еще наблюдалась псевдощель в данном эксперименте, δ=0,3 соответствует S=2, т.е. минимально возможному сверхпроводящему кластеру.

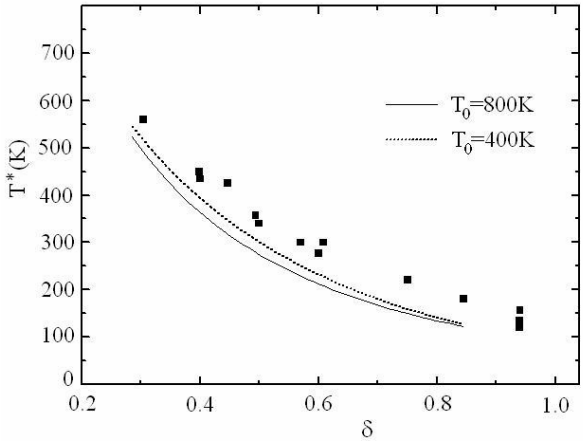


Рис. 3. Рассчитанная зависимость температуры открытия псевдощели T^* от кислородного содержания δ для $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$ для двух значений T_0=400 и 800К. Сплошные квадраты– данные работы [7].

Работа выполнена при поддержке Федерального агентства по науке РФ (ФЦНТП «Теоретические и экспериментальные исследования механизмов ВТСП», контракт № 40.012.1.1.1357).

1. К. В. Мицен, О. М. Иваненко, *ЖЭТФ* **118** 666 (2000).
2. E. Simanek, Solid State Commun. **32,** 731 (1979); C.S. Ting, D.N. Talwar, K.L. Ngai, Phys.Rev.Lett. **45,** 1213 (1980); Б.А. Волков, В.В. Тугушев, Письма в ЖЭТФ **46,** 193 (1987); Г.М. Элиашберг, Письма в ЖЭТФ **46** (приложение), 94 (1987); П.И. Арсеев, ЖЭТФ **101,** 1246 (1992).
3. R. M. Ziff, Phys. Rev. Lett. **69**, 2670 (1992).
4. R. Beyers, B. T. Ahn, G. Gorman et al., Nature **340**, 619 (1989).
5. N.G. Ong, T.W. Jing, T.R. Chien et al., Physica C **185-189**, 34 (1991).
6. C.-K. Hu, K.-S. Mak, Phys. Rev. B **39**, 2948-2951 (1989).
7. D. Wuyts, V. V. Moshchalkov, Y. Bruynseraede, Phys. Rev. B **53** no. 14, p. 9218, 1996

Магнитосопротивление тонких пленок ВТСП материала системы Bi-Pb-Sr-Ca-Cu-0

Л.П. Ичкитидзе

Московский государственный институт электронной техники (Технический университет), 12449, Москва, Россия

Исследовано магнитосопротивление тонких пленок (*d*~0.05-0.065 μm) высокотемпературного сверхпроводящего (ВТСП) материала состава $Bi_{1.7}Pb_{0.4}Sr_2Ca_2Cu_3O_x$ в магнитном поле *B*<5 mT при температуре *T*=77 K. Установлено, что максимальное значение относительного магнитосопротивления *δR*~15 % достигается в пленках на подложке MgO при *B*=1 mT и плотности транспортного тока *J*~10^2 A/cm^2. В параллельном направлении *B* относительно поверхности пленки величина *δR* приблизительно на два порядка меньше, чем в перпендикулярном направлении.

В сверхпроводниках второго рода (массивные и пленочные образцы) с идеальными характеристиками движения магнитных вихрей Абрикосова имеется небольшое магнитоспротивление, которое в реальных жестких сверхпроводниках дополнительно уменьшается. Ситуация резко меняется в ВТСП материале. Массивный керамический ВТСП материал состоит из гранул, между границами которых возникают джозефсоновские переходы. Для такой «джозефсоновской среды» очень существенно меняется сопротивление в зависимости от слабого внешнего магнитного поля *B*, в результате чего магнитосопротивление достигает высоких значений. Относительное магнитосопротивление, определенное как $\delta R = (R - R_0)/R$ (где *R* - сопротивление при - $B \neq 0$, R_0 - сопротивление при *B*=0), в ВТСП керамическом материале $Bi_{1.7}Pb_{0.4}Sr_2Ca_2Cu_3O_x$ при температуре *T*=77 K и при *B*=1 mT может превосходить 10^4 % [1].

В настоящей работе исследуется поведение относительного магнитосопротивления в пленках ВТСП материала состава $Bi_{1.7}Pb_{0.4}Sr_2Ca_2Cu_3O_x$ при *T*=77 K, имеющих толщину *d*~0.05-0.065 μm. Тонкие пленки, полупрозрачные, серые, приготовлялись методом высокочастотного магнетронного напыления на диэлектрических подложках из оксида магния (MgO) <100> и титаната стронция ($SrTiO_3$) <100>. Образцам придавалась форма полосы длиной ~(6-10) mm и шириной ~(2-3) mm. Для формирования требуемой кристаллической структуры пленки отжигались в окислительной атмосфере при температуре 860^0 C в течение нескольких десятков часов. Измерения проводили четырёхзондовым резистивным методом. Во всех измерениях поле ***B*** было направлено перпендикулярно направлению транспортного тока ***I***. Угол θ между направлениями ***B*** и ***I*** менялся с точностью ±0.5°.

Типичное изменение сопротивления *R* от *B* при различных *I* для пленки *d*~0.05 μm на подложке $SrTiO_3$ показано на рис.1. Видно, что монотонно увеличиваются *R* и магнитосопротивление *δR* с ростом *B*, наклон

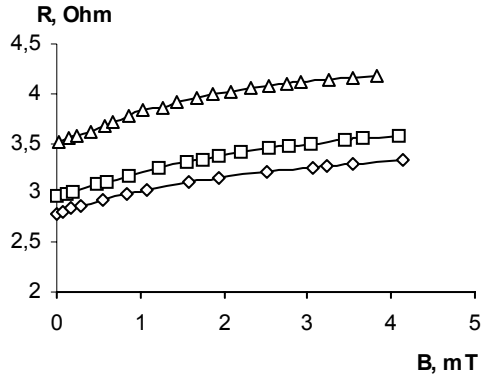


Рис.1. Зависимость *R(B)* для пленки *d*~0.05 μm на подложке $SrTiO_3$ при различных значениях *I*, μA: ◊ - 37; □ - 210; Δ - 512.

dR/dB и *δR* не существенно меняется от *I*. Для данной пленки время отжига составляло *τ*~ 40 h и получено *δR* ~7 % при *B*=1 mT, *J*~10 A/cm^2. Максимальное *δR* ~15 % реализовалось в пленке толщиной ~0.065 μm на подложке MgO при *τ*=80 h, *B*=1 mT, *J*~10^2 A/cm^2. Для этой пленки зависимости *δR* от *B* при различных *I* приведены на рис.2.

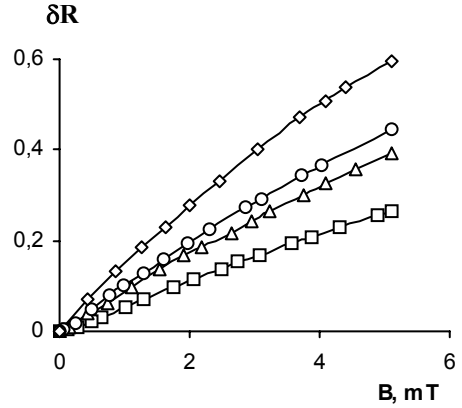


Рис.2. Зависимость *δR* для пленки *d*~0.065 μm на подложке MgO при различных значениях *I*, μA: ◊ - 99; o - .500; Δ -1009; □ - 2025.

Видно, что отношение величин *δR/B* монотонно увеличивается с уменьшением *B* и *I*. Поскольку с увеличением *δR/B* увеличивается ее погрешность (≥50 %) при *B*≤ 0.2 mT и *J*≤ 10 A/cm^2, поэтому *δR* и *δR/B* определялось таким образом, что минимальное остаточное сопротивление R_0 при *B*=0 соответствовало напряженности электрического поля на образце ≥100 μV/cm.

Для всех пленок изменение R от θ происходит подобным образом: зависимость $R(\theta)$ имеет период 180°, и отношение $R(\theta=0)/R(\theta=90°)$ с ростом B увеличивается. При $\theta=0$ (перпендикулярное расположение поверхности пленки относительно направления $\boldsymbol{B}$) магнитосопротивление более чем на два порядка больше, чем при $\theta = 90°$ в полях $B \leq 3$ mT. Типичная зависимость R от $\boldsymbol{B}$ для пленки d~0.06 μm на подложке MgO представлена на рис..3.

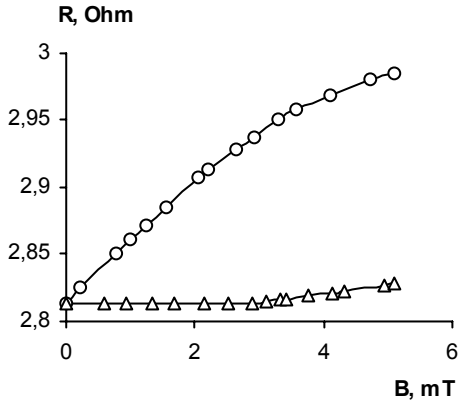


Рис.3. Зависимость $R(B)$ для пленки d~0.06 μm на подложке MgO при I=194 μA и при различных значениях θ°: o - 0; Δ - 90°.

Практическое отсутствие магнитосопротивления в полях $B \leq 3$ mT при параллельном расположении поверхности пленки и направлении $\boldsymbol{B}$ возможно является следствием того, что в данных пленках оценочное первое критическое магнитное (H_{c1}) превосходит 10 mT. Следовательно, свободное проникновение магнитного потока внутрь пленки через ее поверхность не происходит, и поэтому $\delta R \approx 0$.

Электронно-микроскопические исследования показали, что пленки имеют текстурированную структуру: гранулы имеют форму пластинок и расположены параллельно относительно поверхности подложки, т.е. параллельно направлению оси $\boldsymbol{c}$. Полученные микроструктурные исследования полностью совпадают с результатами работы [2].

Высокие значения относительного магнитосопротивления ((7-15) % при B=1 mT) в исследованных тонких пленках и массивных образцах (~ 10^4 % при B=1 mT), могут бить вызваны двумя механизмами: существованием джозефсоновских контактов между границами гранул и существованием джозефсоновских контактов между плоскостями CuO в ВТСП материале. По-видимому, более существенный вклад в е δR дает первый механизм в массивных керамических образцах [1,3], и толстых пленках (d~280 μm) [4], (d~2 μm) [5]; второй механизм, возможно, реализуется в тонких пленках состава $Bi_{1.7}Pb_{0.4}Sr_2Ca_2Cu_3O_x$ изученных в настоящей работе. Действительно, сравнения характеристик пленок исследованных нами и другими авторами, которые получили высокое значение относительного магнитосопротивления, свидетельствуют о различных механизмах магнитосопротивления в них. Например, наши пленки при T=77 K имели малое остаточное удельное сопротивление ~ 10 μΩ·cm и высокие значения плотности критического тока ≥ 0.1 A/cm^2, а пленки, исследованные в [4,5], имели ориентировочно - ≥ 100 μΩ·cm и ≤ 0.1 A/cm^2, соответственно.

Полученное нами значение относительного магнитосопротивления δR ~15 % при B=1 mT практически совпадает со значением δR ~ 17 % для толстой (d~280 μm) пленки системы Y-Ba-Cu-O [4], и превосходит δR ~12 %, полученное для материалов с колоссальным магнитосопротивлением при температуре кипения жидкого азота [6]. Следовательно, текстурированные тонкие (d~0. 05-0.065 μm) пленки высокотемпературного сверхпроводящего материала состава $Bi_{1.7}Pb_{0.4}Sr_2Ca_2Cu_3O_x$ на подложке MgO имеют хорошую перспективу для использования их в качестве функционального материала в разработках различных приборов и датчиков криоэлектроники. Например, в работе [5] было использовано высокое магнитосопротивление пленок (d~2 μm) ВТСП материала системы Bi-Sr-Ca-Cu-O для создания датчика слабого магнитного поля с разрешением ≤ 1 nT. В работе [7] показано, что датчик реализует разрешение ≤ 0.1 pT при совместном использовании пленок с гигантским магнитосопротивлением (δR ~2 % при B=1 mT) и высокотемпературного сверхпроводящего мате-риала системы Y-Ba-Cu-O (трансформатор потока).

Таким образом, относительное магнитное сопротивление тонких пленок (d~0.05-0.065 μm) ВТСП материала состава $Bi_{1.7}Pb_{0.4}Sr_2Ca_2Cu_3O_x$ при T=77 K достигает значение – (7-15) % при B=1 mT, оно зависит,от угла θ между направлениями $\boldsymbol{B}$ и $\boldsymbol{I}$, и от их значения. Они могут быть использованы в разработках полярного датчика слабого магнитного поля, а пленки, изученные в [4,5], пригодны для создания униполярных датчиков слабого магнитного поля.

Автор весьма признателен Мингазину В.Т. за приготовление пленок и коллективу НИЛ СПМЭ МГИЭТ за поддержку данной работы. Работа выполнена в рамках гранта Т02.-02.3-3048 Министерства образования РФ.

1. Y. E. Grigorashvily, L. P. Ichkitidze.10 th IWCC, Gottingen, Germany, 308 (2001).
2. Y.E. Grigorashvily, S.I. Volkov, I.L. Sotnikov et al. Supercond.Sci.Technol., 12, 270 (1999).
3. D.A Balaev, K.A.Shaihutdinov, S.I. Popkov et al. Supercond. Sci. Technol.,17,175 (2004).
4. M.Itoh, M. Ishidoh.,K. Mori K. et al. IEEE Transac. Appl. Superconductivity.,9,3085 (1999).
5. K. Tsukamoto, H. Shimojima, M.Ishii et al. Jap. Jour. Appl. Phys.,30, L686 (1991).
6. T. Venkatesan and R.P. Sharma. Materials Science and Engineering.,**B**41, 30 (1996).
7. M.Pannetier, C. Fermon, Le Goff G. et al. Science.,304, 1648 (2004).

Магнитные свойства квадратных джозефсоновских решеток 100x100. Самоорганизованная критичность и асимметрия в динамике магнитного потока

С.М. Ишикаев, Э.В. Матизен
Институт неорганической химии им. А.В. Николаева СО РАН, 630090, Новосибирск, Россия
В.А. Обознов
Институт физики твердого тела РАН, 142432, Черноголовка, Московская область, Россия

Представлены результаты измерения магнитного момента квадратных решеток джозефсоновских переходов (J-решеток). Целью работы было изучение динамики магнитного потока в J-решетке при различных температурах. Для SIS-решеток наблюдались две температурные области, отличающиеся различным характером кривых намагничивания. В низкотемпературной области обнаружены лавины магнитного потока. Спектр зависит степенным образом от частоты: $1/f^{\alpha}$. Распределение лавин по размерам носит степенной характер $P \sim A^{-n}$ с кроссовером, когда показатель степени резко меняется от n=-0.7 при малых размерах лавин, до n=-9 при больших. Степенное распределение характерно для самоорганизованной критичности (СОК). В SNS-решетках лавины не наблюдались, но обнаружена асимметрия магнитной динамики.

Имеется большое количество теоретических работ (например, [1]), посвященных динамике магнитного потока в регулярных J-решетках. Однако мы обнаружили только одну работу других авторов [2], посвященную прямым измерениям магнитных свойств J-решеток, опубликованную уже после нашего первого сообщения [3].

Особый интерес представляет проблема существования самоорганизованной критичности (СОК) в J-решетках. СОК наблюдается в сложных интерактивных системах. Несмотря на хаотизацию движения, такие системы самоорганизуются: появляется некий постоянный (в среднем) параметр, например, у кучи песка - угол ее склона. В состоянии СОК возникают лавины совершенно различного размера, поддерживащие в среднем критическое состояние системы, и не зависящие от величины внешнего воздействия или флуктуации, и даже совершенно ничтожное воздействие может привести к лавине громадного размера (катастрофе). Распределение лавин по размеру имеет степенной характер с отрицательным показателем, что является "визитной карточкой" СОК [4].

Однако в последнее время опубликованы исследования, в которых подвергается сомнению степенной характер распределения амплитуд лавин при реализации СОК. Ревизия и эксперимент [5] показывают, что функция распределения имеет скорее экспоненциальный характер $P(x) \sim \exp(-(x/x_0)\mu)$, где μ - некоторая константа. Очевидно, в этом случае нет масштабной инвариантности функции распределения, поскольку имеется характерный размер лавины x_0. Это противоречит "классическому" СОК, предполагающему скейлинг в наблюдении лавин всех размеров.

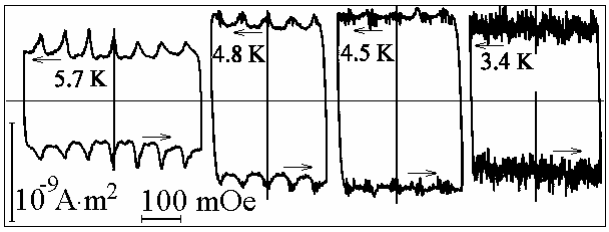


Рис.1. Семейство петель гистерезиса SIS-решетки

Нами изучались квадратные J-решетки, состоящие из 100×100 ячеек. В SIS-решетках наблюдаются две температурные области с разной динамикой кривых намагничивания. Кривые M(H) выше 5.3 К полностью воспроизводимы. Пики при целочисленных фрустрациях (с периодом 59 мЭ) отражают увеличение тока депиннинга, когда распределение флуксонов в решетке наиболее регулярное и устойчивое.

При достаточно высоких температурах, когда $LI_C \ll \Phi_0$ (L – индуктивность ячейки, I_C – критток джозефсоновского контакта, Φ_0 – квант потока), каждый флуксон простирается на множество ячеек, и магнитную динамику джозефсоновских вихрей можно описывать в непрерывном пределе. Это подтверждается тем, что экспериментальные кривые даже в деталях согласуются с кривыми, рассчитанными для больших значений джозефсоновской глубины проникновения [1, рис.14].

Ниже 5.1 К наблюдаются скачки магнитного потока (сначала на вершинах пиков), случайные по интервалу между ними и амплитуде, растущей с понижением температуры – возникает своеобразный "хаос". Скачки соответствуют лавинам из десятков и сотен флуксонов.

При низких температурах $LI_C > \Phi_0$, и в каждой ячейке может находиться лишь целое число квантов потока. Динамику движения флуксонов в данном режиме можно описывать как движение дискретных квазичастиц. Как было предположено в [6] в J-решетке при этом может реализоваться СОК.

Амплитудное распределение для массива 16000 лавин имеет два участка степенной зависимости с резким кроссовером, когда показатель степени рез-

ко изменяется от -0.7 до -9 с увеличением амплитуды скачков.

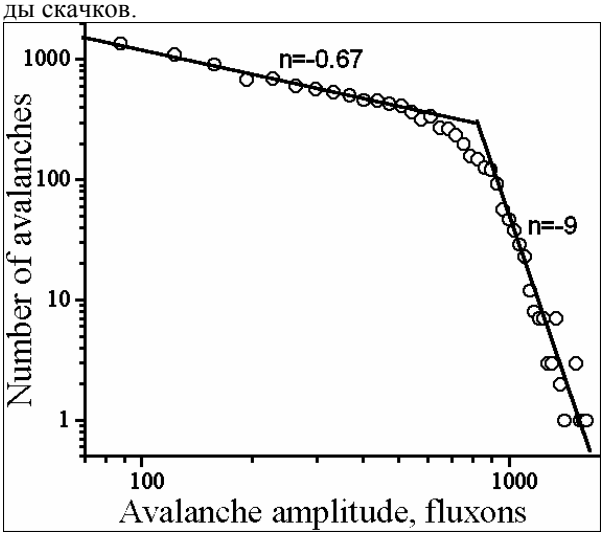


Рис. 2. Гистограмма лавин потока при T=2.1 K.

На петлях гистерезиса SNS-решеток лавины потока не наблюдались даже при больших критических токах контактов, когда заведомо выполняется необходимый для реализации СОК критерий $LI_C >> \Phi_0$. Их отсутствие в решетке можно объяснить значительной диссипацией при прохождении вихрей сквозь нормальный металл джозефсоновских переходов, в результате чего флуксоны, по-видимому, не могут накопить кинетическую энергию, необходимую для развития лавин.

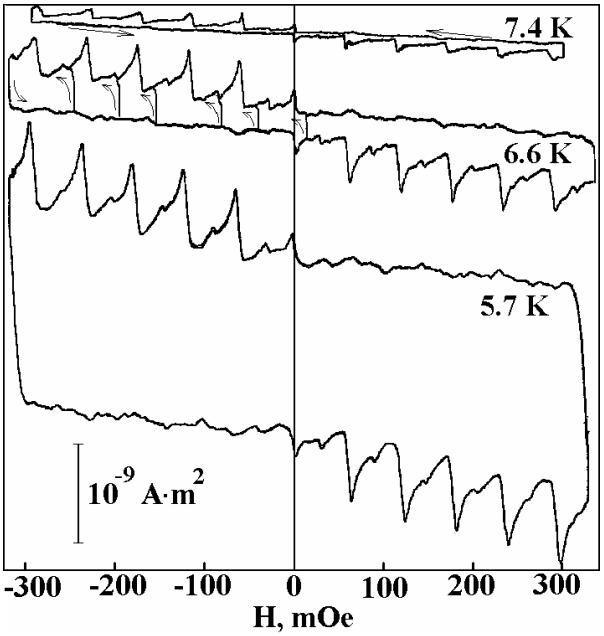


Рис. 3. Семейство петель гистерезиса SNS-сетки.

На кривых намагничивания M(H) [7], в той части, где наблюдаются периодические пики, их форма прекрасно согласуется с расчетами [1].

В SNS - решетках наблюдается необычное явление, противоречащее теоретическим описаниям свойств джозефсоновских решеток: существенная асимметрия динамики магнитного потока. Острые регулярные пики на петлях гистерезиса наблюдаются лишь при увеличении абсолютного значения поля, в то же время при его уменьшении они практически не выражены и появляются снова лишь после прохождении поля через нуль.

Поскольку пики на кривой намагничивания являются отражением упорядоченного заполнения J-решеток магнитным потоком, их отсутствие при уменьшения поля указывает, очевидно, на неупорядоченность в распределении потока в джозефсоновской структуре. Таким образом, вход флуксонов в решетку сопровождается образованием регулярных структур в их распределении, в то время как выход из нее происходит довольно беспорядочно. Данное явление имеет общий характер, асимметрию можно наблюдать также на SIS-решетках (рис.1, 5.7 K), но она выражена в них весьма слабо. Таким образом, асимметрию можно признать общим свойством коллективного движения джозефсоновских вихрей в J-решетках, не зависящим от типа контактов.

Асимметрия не претерпевает заметного изменения при деструкции части ячеек решетки вблизи ее границ. Из этого можно делать вывод, что процессы упорядочения потока определяются в первую очередь взаимодействием флуксонов вдали от границ.

Мы полагаем, что существенную роль играет то, что в исследованной нами структуре размеры джозефсоновских контактов (~ 4-6 μm) в принципе нельзя считать пренебрежимо малыми с размерами ячеек СДП (20 μm). При моделировании вихревой динамики в джосефсоновских сетях в известных нам работах размеры контактов не учитываются, и видимо, в этом кроется причина того, что подобное асимметричное поведение не предсказывалось ни в одной из теоретических работ.

Работа поддержана грантом РФФИ 02-02-16564, а также Госконтрактом №40.012.1.1.1356.

1. D. Dominguez and J. V. Jose, Phys. Rev. B 53, 11692 (1996); D.-X. Chen, J.J. Morreno and A. Hernando, Phys. Rev. B 53, 6579 (1996); D. Reinel, W. Dieterich, A. Majhofer, T. Wolf, Physica C, vol.193, c.243-200 (1995); В. В. Брыксин, А. В. Гольцев, С. Н. Дороговцев. Письма в ЖЭТФ, 51, 53 (1990); F.M. Araujo-Moreira, P. Barbara, A.B. Cawthorne, C. J. Lobb, Phys. Rev. Lett. 78, 4625 (1997)

2. W. Maluf Jr., G. M. Cecato, P. Barbara et.al. J. of Magn. and Magn. Materials 226-230, 290 (2001)

3. S.M. Ishikaev, E.V. Matizen, V.V. Ryazanov et.al., JETP Lett. , 72, 39 (2000)

4. P. Bak, C. Tang, K. Wisenfeld, Phys. Rev. Lett. 59, 381 (1987); P. Bak, K. Chen, M. Creutz, Nature 342, 780 (1989)

5. E. Laherrere, D. Sornette Eur. Phys. B, 2, 525 (1998); K. Behnia, C. Capan, D. Mailly, B. Etienne Phys. Rev. B 61, R3815 (2000)

6. С. Л. Гинзбург ЖЭТФ, 106, 607-626 (1994)

7. С.М.Ишикаев, Э.В.Матизен, В.В.Рязанов, В.А.Обознов Письма в ЖЭТФ 76 39 (2002).

Подавление релаксации в YBCO ортогональным магнитным полем

А.В. Калинов, И.Ф. Волошин, Л.М. Фишер
Всероссийский Электротехнический институт, 111250 Москва, Россия
В.А. Ямпольский
Институт радиофизики и электроники НАН Украины, 61085 Харьков, Украина

Исследовалось влияние поперечного переменного магнитного поля на релаксационные процессы в текстурированных сверхпроводниках системы $YBa_2Cu_3O_7$. Показано, что скорость релаксации магнитного момента может быть уменьшена более, чем в 50 раз за счет некоторого уменьшения величины магнитной индукции в образце, причем градиент магнитной индукции остается неизменным. Данное явление может быть интерпретировано как результат увеличения силы пиннинга после воздействия переменного магнитного поля.

Исследования электродинамики сверхпроводников II рода привели к обнаружению ряда интересных, в том числе нелинейных, эффектов. Одним из них является подавление статической намагниченности под действием ортогонального переменного магнитного поля. Впервые обнаруженное и интерпретированное в «холодных» сверхпроводниках [1,2], это явление исследовано и в ВТСП [3,4,5]. Было показано, что каттинг вихрей магнитного потока (*flux-line cutting*) [6] ведет к однородизации распределения магнитного потока, в тех областях образца, куда проникло переменное поле (зона коллапса).

Помимо подавления магнитного момента, можно ожидать значительного уменьшения скорости релаксации, поскольку в зоне коллапса должен восстановиться исходный (критический) градиент индукции, прежде чем вихри начнут выходить из образца, и вновь возникнет заметная релаксация.

В работе изучался монодоменный образец в форме пластины с **ab**-плоскостью параллельной большей поверхности. Статическая намагниченность M измерялась вибрационным магнитометром в поле, параллельном оси **c** образца. Охлажденный в нулевом поле образец подвергался воздействию поля в 12 кЭ с последующим уменьшением поля до 5 кЭ. С этого момента начиналось измерение релаксации. Распределение магнитного поля на поверхности образца изучалось с помощью сканирующего датчика Холла с размерами чувствительной зоны 0,3×0,3 мм^2. Измерения проводились в нулевом внешнем поле (*remanent magnetization*). Переменное магнитное поле было ориентировано параллельно поверхности образца (**ab**-плоскость) и представляло собой треугольную волну с частотой 140 Гц. Переменное поле прикладывалось определенное число периодов и выключалось строго в конце периода. Все измерения проводились при T = 77 К.

На Рис. 1 показано влияние ортогонального магнитного поля на релаксацию намагниченности. Видно, что обычная (без воздействия переменного поля) релаксация подчиняется логарифмическому закону, что подразумевает экспоненциальную вольт-амперную характеристику (ВАХ) (см. вставку). В другом эксперименте переменное магнитное поле амплитуды h включалось примерно на 20-ой секунде измерений. Этому соответствует резкое падение M (коллапс). По окончании воздействия переменного поля видно полное отсутствие релаксации в течение первых 100 секунд и существенно меньшую скорость релаксации в остальной период наблюдения.

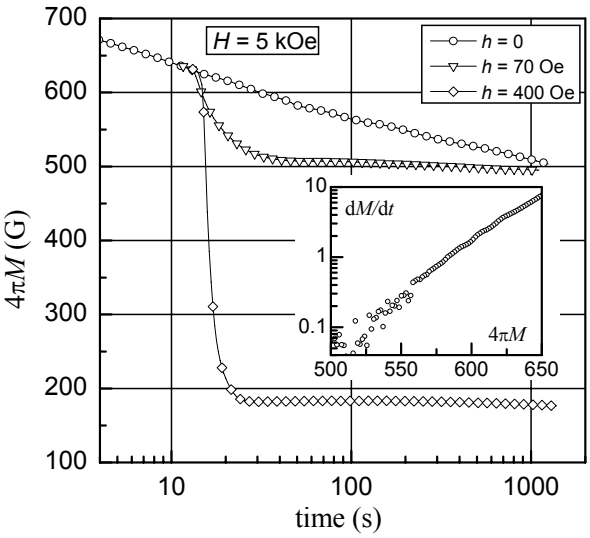


Рис. 1. Релаксация намагниченности до и после воздействия переменного магнитного поля различной амплитуды. На вставке показана зависимость $dM/dt \sim E$ от $M \sim J$.

На первый взгляд, собственно, подавление релаксации может быть легко объяснено как результат коллапса: вихри не могут выходить из образца, до тех пор пока достаточный градиент индукции не восстановится в поверхностных слоях образца. Также возможно другое, «макроскопическое» объяснение. Поскольку мы понизили намагниченность и, соответственно, среднюю плотность экранирующего тока, мы должны получить гигантское уменьшение в $dM/dt \sim E$ и скорости релаксации, в соответствии с экспоненциальной ВАХ. Однако, такое объяснение будет работать только при однородном распределении экранирующих токов.

Чтобы прояснить влияние ортогонального магнитного поля на релаксацию, мы исследовали пространственное распределение магнитного поля в образце и его релаксацию. На Рис. 2 показано распределение поля вдоль направления, перпендикулярного переменному полю. Видно, что на невозмущенных кривых распределение заметно релаксирует в течение часа, тогда как на кривых, полученных после воздействия переменного поля, релаксация практически отсутствует, что согласуется с данными по намагниченности (Рис. 1). Сужение профиля вдоль x соответствует исчезновению экранирующих токов в зоне коллапса. На рисунке видно другое принципиальное следствие действия переменного поля. Распределение индукции до и после включения переменного поля различается только вертикальным смещением, т.е. градиент и, соответственно, плотность тока в невозмущенной части образца остались неизменными.

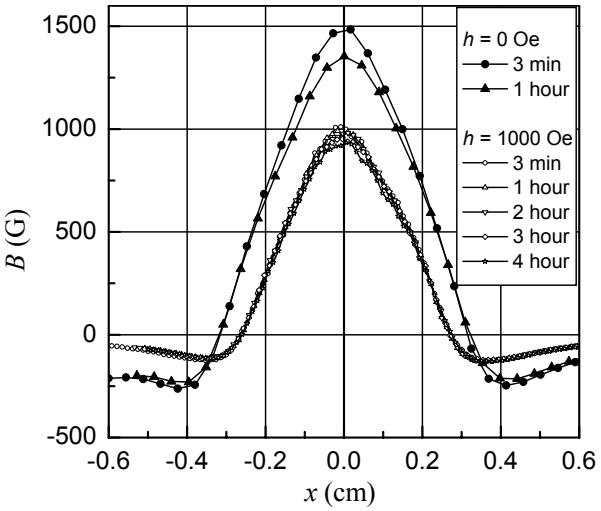


Рис. 2. Релаксация пространственного распределения магнитной индукции на поверхности образца до (сплошные символы) и после (открытые символы) воздействия переменного магнитного поля.

Таким образом, не только намагниченность и локальная магнитная индукция, но и градиент индукции (экранирующий ток) прекращают или существенно замедляют свою релаксацию после воздействия ортогонального магнитного поля. Уменьшение скорости релаксации может быть связано либо с увеличением потенциала пиннинга, либо с увеличением критической плотности тока. Потенциал коллективного пиннинга может увеличиться как результат увеличения размеров связок вихрей в **ab**-плоскости [7] вследствие изгиба концов вихрей и их «перепутывания» на масштабах порядка 100–1000 межвихревых расстояний. Увеличение критической плотности тока может быть связано как с увеличение длины вихрей, так и с захватом сегментов вихрей в **ab**-плоскостях, где как известно, сила пиннинга существенно больше, чем при направлении вихря вдоль оси **c**.

Работа проводилась при поддержке ИНТАС (грант № 01-2282), РФФИ (грант № 03-02-17169) и Российской Национальной программы по сверхпроводимости (контракт № 40.012.1.1.11.46).

1. K. Funaki and K. Yamafuji, Jpn. J. Appl. Phys. 1, 299 (1982).

2. K. Funaki, M. Noda, and K. Yamafuji, Jpn. J. Appl. Phys. 21, 1580 (1982).

3. L. M. Fisher, A. V. Kalinov, I. F. Voloshin, I. V. Baltaga, K. V. Il'enko, and V. A. Yampol'skii, Solid State Commun. 97, 833 (1996).

4. L. M. Fisher, A. V. Kalinov, S. E. Savel'ev, I. F. Voloshin, V. A. Yampol'skii, M. A. R. LeBlanc, and S. Hirscher, Physica C 278, 169 (1997).

5. L. M. Fisher, K. V. Il'enko, A. V. Kalinov, M. A. R. LeBlanc, F. Perez-Rodriguez, S. E. Savel'ev, I. F. Voloshin, and V. A. Yampol'skii, Phys. Rev. B 61, 15382 (2000).

6. J. R. Clem, Phys. Rev. B 26, 2463 (1982).

7. G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, V. M. Vinokur, Rev. Mod. Phys. 66, 1125 (1994).

Применение модели нерегулярных смешанослойных структур к описанию ВТСП

М.Ю. Каменева, Л.П. Козеева, А.И. Романенко
Институт неорганической химии им. А.В. Николаева, 630090 Новосибирск, Россия

В материаловедении высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) большое значение имеют аспекты, связанные с контролем реальной структуры. В работе на примере изучения сверхпроводников систем Bi-Sr-Ca-Cu-O и 123Ln демонстрируется эффективность применения вероятностно-статистической модели нерегулярных смешанослойных структур для описания одной из наиболее распространенных форм проявления неоднородности строения ВТСП материалов – структур с двумерными дефектами.

Структуры перовскитоподобных ВТСП оксидов представлены чередованием в различных сочетаниях слоистых фрагментов, характеризующихся единой двумерной периодичностью всех слоев. Эта особенность таит в себе потенциальную возможность нарушений порядка в чередовании соразмерных двумерно-периодических фрагментов. В связи с этим неоднородность состава и структуры является характерной чертой ВТСП материалов. Она проявляется как в наличии смеси нескольких фаз в одном образце, так и в том, что нередко в пределах отдельных микромонокристаллов реализуется чередование перовскитоподобных блоков разной высоты (так называемые смешанослойные структуры). При стремлении к упорядоченному чередованию слоев они образуют разнообразные сверхрешетки, а при стремлении слоев каждой фазы к сегрегации – структуры прорастания. Методами высокоразрешающей электронной микроскопии такие дефекты легко визуализируются (например, Hervieu et al, 1989 и др.), однако, несмотря на наглядность, эти данные являются сугубо локальными и качественными и не отражают строение и свойства всего образца в целом. Традиционными методами количественной рентгеновской диагностики оценки содержания разных фаз в образце можно воспользоваться лишь для ограниченного круга образцов, представляющих собой смеси конечных членов гомологических рядов (Rikel, Hellstrom, 2001).

Количественное описание всего многообразия проявлений одномерно-неупорядоченных смешанослойных структур возможно реализовать в рамках вероятностно-статистической модели, в которой структура кристалла в любом кристаллографическом направлении представляется как совокупность двумерно периодических слоев, чередующихся в направлении нормали к слою с той или иной степенью порядка, определяемой вероятностными параметрами. Теоретические основы методов моделирования дифракционных картин для модели одномерно разупорядоченного кристалла детально изложены в работах (Jagodzinski, 1949, 1954; Kakkinoki, Komura 1952, 1954,1962; Reynolds, 1967, 1968, 1980; Дриц, Сахаров, 1976; Drits, Tchoubar, 1990). В настоящее время имеются различные варианты программ, обеспечивающих расчет распределения интенсивности дифрагированных волн от заданных структурных моделей. С помощью такого анализа определяется тип, число и концентрация переслаивающихся компонентов, а также закон их чередования. Впервые эффективность такого подхода к описанию структурной и химической неоднородности ВТСП продемонстрирована на Bi-системе на примере изучения керамических образцов (Onoda et al, 1988; Каменева и др., 1993) и монокристаллов (Дриц и др. 1994). Система Bi-Sr-Ca-Cu-O представляет собой удобный объект для моделирования и определения реальной структуры из анализа дифракционного профиля. В ней выделены и идентифицированы три основные ВТСП-фазы с общей формулой $Bi_2Sr_2Ca_{n-1}Cu_{2n}O_{2n+4}$, n=1-3 (Maeda et al, 1988, Sheng, Herman, 1988). Структуры с последовательно увеличивающимся значением n образуются за счет внедрения бислоев Ca-CuO высотой примерно 3 Å, что приводит к увеличению периода решетки на 6 Å. Это особенности строения легко идентифицируются по наличию на дифракционных картинах целочисленных серий базальных отражений *00l*, каждая из которых соответствует определенной фазе. Проведен систематический анализ дифракционных картин, рассчитанных для моделей структур фаз с разными n, различающихся составом слоев, размерами дифрагирующих объемов, характером переслаивание различных типов слоев. Выявлены различные варианты искажений профилей рефлексов, вызванные различным типом дефектности. Исследованы образцы, полученные в разных условиях синтеза, выявлена зависимость реальной структуры образцов от условий синтеза и постростовой обработки и корреляция со сверхпроводящими свойствами.

Опробованный на Bi-ВТСП подход к изучению реальной структуры оказался эффективен и для 123Ln системы. Отличительной особенностью этой системы является ее кислородная нестехиометрия. Структуру промежуточных членов ряда $YBa_2Cu_3O_x$ (x=6-7) можно рассматривать как совокупность фрагментов, отвечающих термодинамически стабильным и нестабильным модификациям с различным послойным распределением кислородных вакансий (Франк-Каменецкая и др., 1991). Моделированием рентгеновских дифракционных картин нами была установлена дополнительная дефектность, вызванная появлением в матрице 123 слоев 124 фазы. Показано, что при оптимальном допировании эта структурная неустойчивость имеет большие времена релаксации (Kameneva et al, 2004).

Электродинамика сверхпроводников с анизотропным пиннингом

Е.Ю. Клименко, С.В. Шавкин
РНЦ «Курчатовский Институт», 123182 Москва, Россия

Введение. **Предлагается [1] феноменологическая электродинамика жестких сверхпроводников, описывающая движение ансамбля вихрей в пиннингующей среде, характеризуемой глобальной анизотропной потенциальной ямой, параметры которой удается извлечь из эксперимента при измерении критических токов серии образцов при различных ориентациях магнитного поля и тока.**

Эксперимент [2], показанный на Рис.1, еще раз демонстрирует, что электрическое поле генерируется в сверхпроводнике именно движением вихрей и опровергает известное обобщение модели Бина, согласно которому направления векторов электрического поля и тока в резистивном состоянии сверхпроводника всегда совпадают.

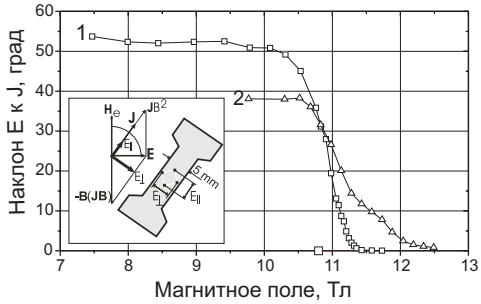


Рис.1 Наблюдение наклона электрического поля к току в *Nb-Ti* 10 мкм фольге. Внешнее магнитное поле H_E лежит в плоскости фольги и отклонено от оси образца на угол α=37° (Образец 1) и α=53° (Образец 2). Вихри движутся под действием силы Лоренца и генерируют электрическое поле под углом, дополняющим до прямого угол между током и магнитным полем (53° и 37° для образцов 1 и 2 в поле $\mu_0 H_E$ < 10.5 Тл). В нормальном металле ($\mu_0 H_E$ > 12 Тл) направления электрического поля и тока совпадают.

Модель пиннинга. Изотропный пиннинг описывается скаляром – длиной радиуса пиннинговой поверхности в виде сферы, равной критической силе Лоренца. Поскольку во многих сверхпроводниках наблюдается анизотропия пиннинга по отношению к направлению двух векторов - магнитной индукции **B** и силы Лоренца $\mathbf{F}_L$, пиннинговая поверхность не может быть построена в трехмерном пространстве сил Лоренца. Адекватно описать пиннинг удается, допустив независимую анизотропию 1) глубины потенциальной ямы U, т.е. энергетического выигрыша из-за пиннинга вихрей, и 2) полуширины потенциального барьера L между соседними потенциальными ямами, определенной так, что F_{Lc}=U(**B**)/L($\mathbf{F}_L$). Некоторые сечения возникающей пиннинговой 5D-поверхности приведены на Рис.2.

Следствия. Специфические «вогнутости» пиннинговой поверхности приводят к тому, что вихри иногда начинают движение в направлении минимальной проекции силы Лоренца на критическую поверхность раньше (т.е. при меньшем токе), чем сама сила Лоренца «проткнет» эту поверхность (Рис.3). Описанная процедура позволяет найти локальную характеристику материала $j_c(B)$ для любых направлений векторов индукции и силы Лоренца. На величину и распределение тока в сечении анизотропного образца сильно влияет собственное поле тока, что иногда приводит к возникновению максимума на измеренной зависимости $I_c(H_e)$ (Рис.4), в то время как $j_c(B)$ – монотонна. Для учета собственного поля тока и построения интегральной характеристики разработан алгоритм поиска самосогласованного распределения плотности тока и индукции.

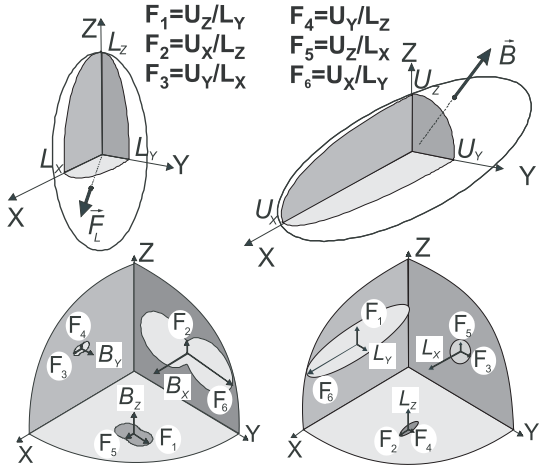


Рис.2 К описанию анизотропии потенциальной ямы пиннинга. Тензоры ширины барьера (L) и глубины ямы (U) и главные сечения пятимерной пиннинговой поверхности.

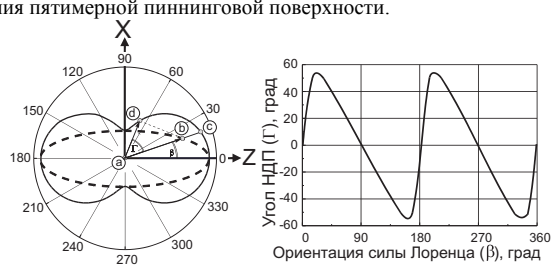


Рис.3. Определение угла направляемого движения потока (НДП). Прежде, чем сила Лоренца достигнет пиннинговой поверхности в точке *c*, ее достигает проекция силы Лоренца в точке *d*. Движение потока вихрей начинается вдоль вектора *ad* при величине силы Лоренца $|ab| < |ac|$. Максимальные достижимые критические значения силы Лоренца лежат на внутреннем эллипсе, отмеченном штриховой линией.

В рамках этой модели удается достичь удовлетворительного количественного совпадения расчетной величины критического тока в продольном поле с экспериментом, допустив, что пересечение

вихрей происходит на центрах пиннинга свободно (Рис.5)

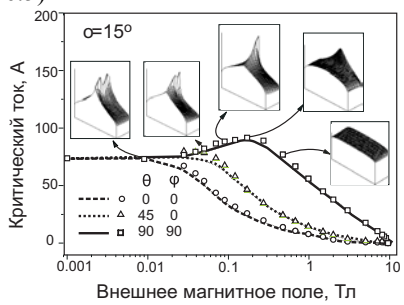


Рис.4. Собственное поле тока, влияя на величину и направление индукции, приводит к эффекту «fish-tail» в *Nb-Ti* фольге. ξ - наклон продольной оси образца к направлению прокатки фольги, θ - угол между внешним полем и нормалью к плоскости фольги, φ - угол между проекцией поля на плоскость фольги и током.

Размытость сверхпроводящих переходных характеристик по температуре, полю и току имеет одну и ту же природу – объемную неоднородность сверхпроводника и определяется единым параметром – относительной дисперсией δ. В материалах со слабой и усредненной [3] анизотропией переходная характеристика описывается выражением

$$\rho_{eff} = 0.5\rho_n\{1 + th[-K(T,B,j)/2\delta]\},$$

соответствующим параллельной схеме из двух сопротивлений ρ_n и ρ_{sc}:

$$\rho_{sc} = \rho_n \exp(-K(T,B,j)/\delta),$$

$$K(T,B,j) = (1-\frac{T}{T_c(0)})(1-\frac{B}{B_{c2}(T)})(1-\frac{j}{j^*_{c/2}(T,B)})$$

В экспериментах на ниобий-титановой проволоке показано, что сопротивление, а не электрическое поле, экспоненциально зависит от j, причем сопротивление, экстраполированное к нулевому току зависит экспоненциально от H_e (Рис.6).

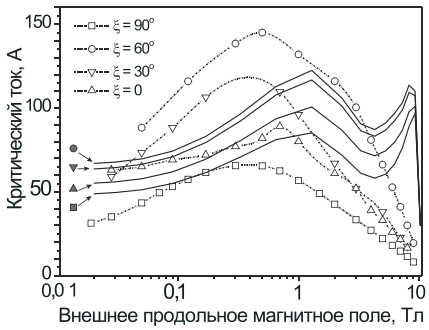


Рис.5. Сопоставление критических токов образцов *Nb-Ti* фольги в продольном поле с расчетом при допущении свободного пересечения продольных и поперечных вихрей и независимости движения последних. Отличие в полях выше 4 Тл может быть объяснено дефицитом центров пиннинга для поперечных вихрей из-за заполнения их продольными вихрями.

Переходные характеристики сверхпроводников с существенным различием продольных и поперечных критических токов определяются продольной неоднородностью [4]. Расчетные характеристики (Рис.7) качественно совпадают с наблюдаемыми на ВТСП, что заставляет усомниться в корректности принятого определения «кривой необратимости».

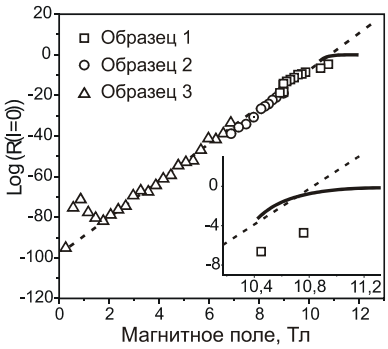


Рис.6. Значения сопротивлений, полученных экстраполяцией омамперных характеристик *Nb-Ti* проволок к нулевому току, укладываются на экспоненциальную зависимость от H_e в соответствие с выражением (1).

Уравнение (1) обеспечивает логарифмическое затухание замороженного поля в сверхпроводящей трубке, причем скорость затухания поля, равная

$$\nu(T) = \frac{1}{B_i(0)}\frac{\partial B_i}{\partial \ln(t)} = \frac{\delta \exp(\mu_0 d\, j_{c/2}/B_{c2})}{1-T/T_c}$$

не стремится к нулю при нулевой температуре, как это и наблюдается в эксперименте [5].

Предложенный вариант электродинамики дает макроскопические объяснения многим наблюдениям как в низко- так и высокотемпературных сверхпроводниках без привлечения гипотез тепловой активации движения вихрей или квантовой диффузии и с использованием значительно меньшего числа подгоночных параметров (являющихся в случае сплавов *Nb-Ti, Nb-Zr* константами), величина которых легко определяется в эксперименте.

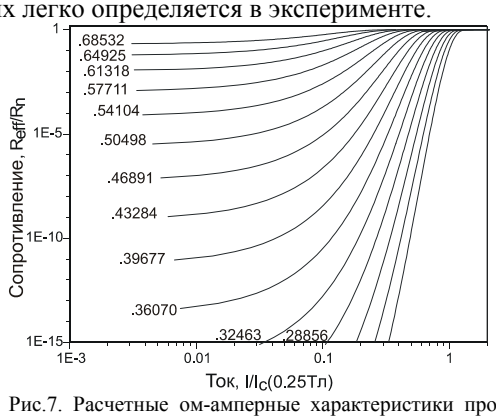


Рис.7. Расчетные ом-амперные характеристики продольно-неоднородного сверхпроводника (T_c=9.5К, $B_{c2}(0)$=14.5Тл, $I_c(0,0)$=30А, σ=0.1А) в различных магнитных полях при T=9.025K

1. Е.Ю. Клименко С.В. Шавкин и П.В. Волков ЖЭТФ **112**, вып.3(9), 1055-1081, (1997).
2. Е.Ю. Клименко, С.В. Шавкин и П.В. Волков ФММ, **92**, №6, 27-31, (2001).
3. Е.Ю. Клименко, М.С. Новиков и А.Н. Долгушин, ФММ, **92**, №3, 11-16, (2001).
4. G.L. Dorofeev, A.B. Imenitov, E.Yu. Klimenko, Cryogenics **20**, 307, (1980).
5. А. В. Митин, ЖЭТФ, т.93, 590-604, (1987).

Проблема химической неоднородности ВТСП на примере системы K-Ba-Bi-O

Л.А. Клинкова,[1] В.И. Николайчик,[2] Н.В. Барковский,[1] В.К. Федотов[1]
[1]*Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия*
[2]*Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, 142432 Черноголовка, Россия*

Характерной особенностью высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) является их химическая неоднородность, обусловленная сложным перитетическим характером их плавления [1]. Основным руководством для получения однофазного материала служит фазовая диаграмма (ФД). Обычно ФД строится по данным визуально-политермического дифферинциально-термического, гравиметрического, локально-рентгеноспектрального и рентгенофазового анализов.

Мы обнаружили недостаточность используемых методов по причине их интегрального характера при исследовании фазовых соотношений в системе K-Ba-Bi-O. Эта система, по нашему мнению, является аналогом системы Y-Ba-Cu-O, в связи с чем, она была выбрана как модельная для понимания химической природы ВТСП.

Согласно литературным данным, в системе K-Ba-Bi-O имеется ряд твердых растворов $BaBiO_{3-x}$, $Ba_xBiO_{1-x}O_3$ и $K_xBa_{1-x}BiO_3$ [2, 3]. Выполненные нами экспериментальные исследования фазовых равновесий в этой системе с привлечением таких новых методов исследования состава и тонкой структуры, как электронная микроскопия с системой измерения элементного состава, обнаружили отсутствие твердых растворов.

В кислородефицитной системе $BaBiO_{3-x}$ выявлено наличие четырех перовскитоподобных фаз дискретного ряда $Ba_{2n}Bi^{+3}{}_{n+1}Bi^{+5}{}_{n-1}O_{6n-1}$, структура которых характеризуется упорядочением Bi-плоскостей, содержащих ионы висмута в степени окисления +3 и +5 [4].

В системе Ba-Bi-O синтезированы и охарактеризованы 38 новых фаз, которые отнесли к гомологическим рядам $Ba_mBi_{m+n}O_y$ и $Ba_{m+n}Bi_mO_y$ [5]. Все эти фазы плавятся инконгруэнтно, имеют узкие поля кристаллизации (10-30°C) и структура их перовскитоподобна. Наблюдение в просвечивающем электронном микроскопе картин электронной дифракции в сочетании с одновременным элементным анализом позволило выявить точный катионный состав фаз и наличие в них сверхструктуры. По причине изоструктурности, малые кристаллические домены отдельных фаз когерентно сращиваются друг с другом, создавая впечатление твердого раствора на картинах рентгеновской и электронной дифракции, вследствие подобия их структур, содержащих общую перовскитовую ячейку $BaBiO_3$.

Последующие исследования [6] тонкой структуры оксидов гомологического ряда $Ba_mBi_{m+n}O_y$ в высокоразрешающем электронном микроскопе показали, что структуры их слоистые, упорядочены по катионам бария и висмута и принадлежат к новому структурному типу, иллюстрирующиму экстраординарную способность перовскитовых структур к образованию широкого ряда фаз различного состава посредством изменения числа слоев перовскитовых ячеек, размеров структурных блоков, состоящих из этих ячеек, и их геометрии.

На основании комплексных исследований фазовых соотношений в системе Ba-Bi-O нами построены фазовые диаграммы (80-20 мол.% $BiO_{1,5}$) при $P(O_2)$=0,01, 0,21 и 1 атм, которые являются необходимым пособием для успешного синтеза гомогенных оксидов выявленных рядов [5].

В системе K-Ba-Bi-O выделены и идентифицированы многочисленные оксиды висмута-калия и бария-висмута-калия, которые впервые классифицированы по составу и структуре. Методом электролиза получены кристаллы сверхпроводящих фаз гомологического ряда $K_nBa_mBi_{m+n}O_y$ состава (K:Ba:Bi) 1:2:3, 3:5:8, 2:3:5, 3:4:7, 5:6:11, 1:1:2, 5:4:9, 3:2:5 и 5:3:8 с температурой сверхпроводящего перехода T_c, равной соответственно 35, 32, 30, 17, 20, 25, 8, 11 и 5К [7].

Методом высокоразрешающей электронной микроскопии [8] обнаружена слоистая структура сверхпроводящих оксидов бария-висмута-калия. Выявление некубической структуры сверхпроводящих KBaBiO-оксидов, а именно, слоевой структуры, подобной медьсодержащим ВТСП, лишь с менее выраженной анизотропией из-за близости ионных радиусов Ba^{2+} (1,38 Å) и K^+ (1,33 Å), позволят снять основное противоречие в различии структур этих групп ВТСП оксидов для понимания природы высокотемпературной сверхпроводимости.

Обнаружено, что кристаллизация фаз $K_nBa_mBi_{m+n}O_y$ из расплава происходит по интеркаляционному механизму поэтапно [9]. Вначале формируются тетрагональные перовскитоподобные фазы ряда $KBa_{m-1}Bi_{m+n}O_y$, члены которого структурно упорядочены по всем трем катионам и наследуют структуру родительских оксидов $Ba_mBi_{m+n}O_y$, отличаясь от них наличием K-плоскости, которая строится между сдвоенными Bi-плоскостями Далее формируются псевдокубические недонасыщенные кислородом фазы $K_nBa_mBi_{m+n}O_y$. Последующий отжиг в атмосфере кислорода приводит к их разложению с образованием мелкодоменной структуры из сверхпроводящих и диэлектрических фаз.

Изоструктурность оксидов K-Ba-Bi-O системы обеспечивает возможность когерентного встраивания кристаллических доменов разных оксидов друг

в друга. Поэтому представляется весьма вероятным, что в любой сверхпроводящей системе могут существовать сверхпроводящие и несверхпроводящие соединения, имеющие такую степень близости кристаллических структур, что может образовываться материал, состоящий из доменов разных соединений, размерами в несколько нм. Такой материал характеризуется как однофазный при использовании структурных методов дальнего порядка т.к. размер неоднородностей в несколько нм находится за пределами разрешающей способности этих методов.

Полученные нами сведения о чрезвычайно сложном фазовом равновесии в системе K-Ba-Bi-O по причине разновалентного состояния висмута, зависящим как от температуры, так и от давления кислорода, проливают свет на природу химической неоднородности существующих в ней сверхпроводящих оксидов и заставляют более внимательно подойти к изучению фазовых равновесий в других оксидных системах, содержащих перовскитовые оксиды на основе элемента с переменной валентностью.

Проводимые исследования поддерживаются проектами № 02-02-16782а, 04-02-17358а, 04-03-32872а РФФИ и Программой фундаментальных исследований Отделения физических наук РАН “Новые материалы и структуры”.

1. Ю. Д. Третьяков, Е. А. Гудилин, Успехи химии **69**, 3 (2000).

2. А. В. Шевчук, В. М. Скориков, Ю. Ф. Каргин, В. В. Константинов, Журн. неорган. химии **39**, 1519 (1985).

3. R. J. Cava, B. Batlogg, J. J. Kraejwski et al., Nature **332**, 814 (1988).

4. Л. А. Клинкова, В. И. Николайчик, Н. В. Барковский, В. К. Федотов, Журн. неорган. химии **42**, 905 (1997).

5. Л. А. Клинкова, В. И. Николайчик, Н. В. Барковский, В. К. Федотов, Журн. неорган. химии **44**, 2081 (1999).

6. V. I. Nikolaichik, S. Amelinckx, L. A. Klinkova, N. V. Barkovskii, O. I. Lebedev, G. Van Tendeloo, J. Solid State Chem. **163**, 44 (2002).

7. Л. А. Клинкова, В. И. Николайчик, Н. В. Барковский, В. К. Федотов, Журн. неорган. химии **46**, 715 (2001).

8. L. A. Klinkova, M. Uchida, Y. Matsui, V. I. Nikolaichik, N. V. Barkovskii, Phys. Rev. **B67**, 140501(R) (2003).

9. Л. А. Клинкова, В. И. Николайчик, Н. В. Барковский, В. К. Федотов, Журн. неорган. химии **45**, 1605 (2000).

Электронные характеристики MgB_2, полученные из измерений H_{c2}

С.И. Красносвободцев, Н.П. Шабанова, А.В. Цикунов, А.И. Головашкин
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Исследована зависимость верхнего критического магнитного поля H_{c2} от дефектности образцов MgB_2. Установлена связь H_{c2} с особенностями электронной структуры этого соединения.

Верхнее критическое магнитное поле сверхпроводника 2 рода с фононным механизмом определяется параметрами электронной структуры и является функцией рассеяния электронов [1, 2]. Измерение зависимости H_{c2} от остаточного удельного сопротивления ρ_n для таких материалов может являться методом исследования электронной структуры [3]. Определив изменение H_{c2} из-за рассеяния носителей на дефектах можно оценить плотность электронных состояний на уровне Ферми, скорость Ферми, длину когерентности, среднюю длину свободного пробега электронов в зависимости от дефектности материала и другие параметры. Ранее такие исследования были выполнены нами для ряда соединений со структурой A15 и B1. В настоящей работе исследована зависимость H_{c2} от ρ_n для нового сверхпроводника MgB_2 с целью определения основных параметров электронной структуры материала с двухзонной сверхпроводимостью.

Напыление пленок производилось импульсными твердотельными лазерами на подложки MgO (111). Использовались стехиометрические мишени MgB_2. Технологические детали синтеза представлены в [4]. Пленки имели резкие индуктивные переходы, что указывало на их объемную однородность. Для измерений в магнитном поле использовались *c*-ориентированные пленки с критической температурой T_c=39 K и T_c=37.5 K и с достаточно хорошей поверхностью, позволяющей определить толщину и удельное сопротивление. Измерение температурной зависимости верхнего критического магнитного поля проводилось резистивным методом в магнитном поле H||*c*. Фазовая кривая $H_{c2}(T)$ определялась по температурному сдвигу середины перехода и имела слабую положительную кривизну. Наклон температурной зависимости $-dH_{c2}/dT$ для различных образцов сравнивался при температуре 30 K.

Полученные нами результаты были сопоставлены с литературными данными для монокристаллов [5-8] и эпитаксиальных пленок [9-14] MgB_2 с критической температурой около 39 K и различной дефектностью. Были отобраны образцы, не обнаруживающие признаков содержания избыточного магния. Рис. 1 демонстрирует повышение наклона $-dH_{c2}/dT$ соответствующих образцов MgB_2 при росте их остаточного удельного сопротивления. Для образцов с T_c=39 K зависимость $-dH_{c2}/dT$ от ρ_n близка к линейной. При снижении T_c до 32 K наблюдается отклонение от линейности, которое ассоциируется с изменением электронной структуры материала из-за дефектов. Аналогичная зависимость была ранее обнаружена нами для бинарных сверхпроводящих соединений NbC и Nb_3Sn [3].

Зависимость верхнего критического магнитного поля от удельного сопротивления в MgB_2 хорошо согласуется с представлениями микротеории для сверхпроводника с фононным механизмом сверхпроводимости и может быть использована для оценки параметров электронной структуры.

В обычном случае однозонного сверхпроводника с хорошим приближением наклон температурной зависимости H_{c2} может быть представлен в виде линейной функции удельного сопротивления [3].

$$-dH_{c2}/dT = A+B\rho_n, \qquad (1)$$

где $A \propto T_c / \langle v_\perp^2 \rangle$, $B \propto N(0)$. Здесь $\langle v_\perp^2 \rangle$ - усредненный по поверхности Ферми квадрат перпендикулярной приложенному магнитному полю компоненты скорости Ферми, N(0) - плотность электронных состояний на уровне Ферми. (В точном выражении фигурируют поправки на сильную связь и функция рассеяния R_{tr}, близкие к 1.)

Значение параметра A, которое соответствует наклону верхнего критического магнитного поля чистого предела, определяется в результате экстраполяции зависимости $-dH_{c2}/dT$ (ρ_n) к нулевому остаточному сопротивлению.

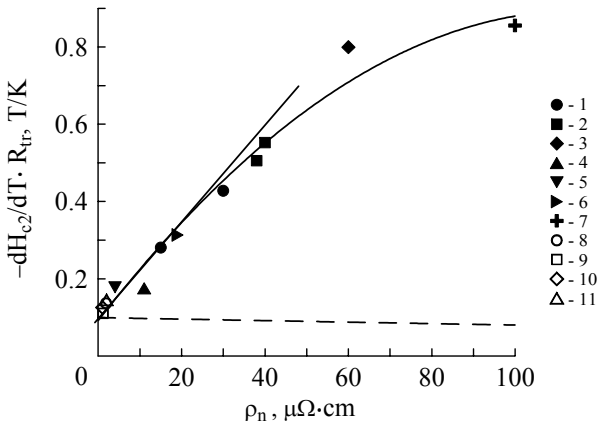


Рис. 1. Зависимость наклона $-dH_{c2}/dT$ фазовой кривой $H_{c2}(T)$ в окрестности T_c (H||*c*) от удельного сопротивления ρ_n в плоскости *ab* образцов MgB_2. 1 - пленки настоящей работы, 2-7- пленки [9-14], 8-11 – монокристаллы [5-8]. $R_{tr}\approx1$.

Однако для двухзонного сверхпроводника при определении критического поля чистого предела необходимо учитывать особенности электронной структуры. В случае MgB_2 верхнее критическое поле определяется группой носителей 2D σ-зоны, тогда как в проводимости участвуют носители 2D

σ-зоны и 3D π-зоны [15,16]. Представленная на рис. 1 зависимость фактически отражает изменение критического поля при сокращении длины свободного пробега электронов ℓ из-за рассеяния. Мы полагаем, что дефекты приводят к одинаковым изменениям ℓ для электронов в обеих зонах. Поэтому, зависимость от ρ_n для носителей только σ-зоны качественно будет иметь тот же вид, изменится только масштаб по оси ординат. Результат экстраполяции не изменится. Таким образом, величина параметра A соответствует наклону температурной зависимости верхнего критического магнитного поля в чистом пределе $-dH_{c2}^{o}/dT$ для электронов σ-зоны.

Для MgB_2 величина $-dH_{c2}^{o}/dT$ составляет примерно 0.1 T/K, и $H_{c2}^{o}(0)\approx 2.5$ T. Близкие значения имеют монокристаллы. Соответствующая величина $< v_{ab}^{*2} >^{1/2}$ приводится в таблице.

Определив $-dH_{c2}^{o}/dT$, можно по формуле (1) оценить вклад от рассеяния $B\rho_n$ в величину верхнего критического поля. Величина плотности электронных состояний на уровне Ферми, прямо следующая из выражения (1) для однозонного сверхпроводника, в случае MgB_2 является оценкой сверху, поскольку верхнее критическое магнитное поле определяется группой носителей одной зоны, а удельное сопротивление носителями обеих зон. Согласно зонным расчетам вклад в проводимость от электронов 2D σ-зоны составляет около 30% [16]. С учетом этого $N^*(0)$ в σ-зоне должна быть примерно в три раза меньше величины, определенной из выражений для однозонного материала.

В таблице представлены параметры чистого MgB_2 для носителей 2D σ-зоны, которые мы определили в результате измерений верхнего критического магнитного поля H_{c2} образцов с различной дефектностью. (γ^* - коэффициент при электронной теплоемкости, $\xi_{ab}(0)$ - длина когерентности, $\delta_{ab}(0)$ - глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник, κ - параметр Гинзбурга-Ландау.) Величина γ^* хорошо согласуется с результатами измерений теплоемкости MgB_2 для σ-электронов [17]. Характеристики $N^*(0)$ и $< v_{ab}^{*2} >^{1/2}$ отличаются от зонных из-за электрон-фононного взаимодействия. Для MgB_2 они согласуются с зонными значениями для σ-электронов [15,16] при величине константы связи $\lambda\approx 1$.

В таблице приведены также результаты аналогичных исследований соединения NbC [3]. Обращает на себя внимание, что оба соединения имеют близкую величину константы связи, а их критическая температура отличается более чем в три раза. При этом плотность электронных состояний на уровне Ферми σ-электронов MgB_2 оказывается даже ниже, чем в NbC, и на порядок меньше, чем в одном из наиболее высокотемпературных бинарных соединений сверхпроводников Nb_3Sn [3]. Таким образом, в рамках фононного механизма, высокая критическая температура MgB_2 не может определяться только величиной плотности электронных состояний и константы связи λ. По-видимому, важную роль играют особенности фононного спектра. Фононный спектр диборида магния простирается до 100 meV [18], в то время как у карбида ниобия спектр заканчивается при 35 meV [19]. Средняя фононная частота в MgB_2 втрое выше, чем в NbC, что может объяснять разницу в величине их критической температуры.

	MgB_2	NbC
T_c	39	12
$< v_{ab}^{*2} >^{1/2}$, 10^7 cm/s	3	1.7
$N^*(0)$, $10^{34}/(\mathrm{erg}\cdot\mathrm{cm}^3)$	1	3.6
λ	1	0.9
$\gamma^*(0)$, mJ/(mol f.u.·K^2)	1	3
$\xi_{ab}(0)$, Å	95	175
$\delta_{ab}(0)$, Å	550	500
κ	6	3

Работа поддержана РФФИ, грант 02-02-17353 и ФЦНТП, Госконтракт № 40.012.1.1.1357.

1. В.Л. Гинзбург. ЖЭТФ 23, 236 (1952).
2. Л.П. Горьков. ЖЭТФ 37, 1407 (1959).
3. Н.П. Шабанова и др. ФТТ 38, 7, 1969 (1996).
4. С.И. Красносвободцев и др. ЖТФ 73, 136 (2003).
5. A.K. Pradhan et al. Phys. Rev. B64, 212509 (2001).
6. T. Masui, et al. Physica C378-381, 216 (2002).
7. Yu. Eltsev et al. cond-mat/0204027.
8. Yu. Eltsev. Physica C385, 162 (2003).
9. S. Patnaik et al. Supercond. Sci. Technol. 14, 315 (2001).
10. W. Jo et al. Appl. Phys. Lett. 80, 3563 (2002)
11. Y.Bugoslavsky et al. cond-mat/0307540.
12. Y. Bugoslavsky et al. cond-mat/0309589.
13. S. Y. Xu et al. Phys. Rev. B68, 224501 (2003).
14. C. Ferdeghini et al. cond-mat/0107031.
15. A.Y. Liu et al. Phys. Rev. Lett. 87, 087005 (2001).
16. K.D. Belashchenko et al. Phys. Rev. B64, 092503 (2001).
17. F. Bouquet et al. Physica C385, 192 (2003).
18. R. Osborn et al. Phys. Rev. Lett. 87, 017005 (2001).
19. J. Greek et al. Low Temp. Physics LT-14, ed. M. Krusins, M. Vuoric, Noth-hollabd Pubb. Co., Amer. Elsevier. Pubb. Co., v.2, p.411 (1975).

Квантовые шумы в сверхпроводниковых генераторах на распределенных джозефсоновских переходах

В.В. Курин, И.В. Пименов
Институт физики микроструктур РАН, 603950 Нижний Новгород, Россия

В рамках модели туннельного гамильтониана получено уравнение Ланжевена, описывающее квантовую динамику и флюктуационные эффекты в распределенных джозефсоновских контактах при напряжениях сравнимых с величиной сверхпроводящей щели. В приближении сильного магнитного поля рассчитаны вольтамперные характеристики и форма спектральной линии излучения, производимого вихрями, движущимися в распределенном джозефсоновском контакте. Теоретические предсказания сравниваются с результатами экспериментальных измерений.

Распределенные джозефсоновские переходы (РДП) в настоящее время успешно применяются для генерации излучения субмм диапазона, используемого для накачки SIS смесителей супергетеродинных приемников [1]. Необходимость улучшения спектральных свойств таких гетеродинов, определяющих спектральное разрешение спектрометров, определяет важность исследования флюктуационных явлений в РДП. Другая сфера возможных приложений РДП – логические переключатели на джозефсоновских вихрях, как классические, так и квантовые [2], также требует исследования флюктуаций, играющих критическую роль в их работоспособности

В настоящем докладе предлагается теория, описывающая совместно динамические и флюктуационные эффекты в распределенных джозефсоновских контактах

В отличие от точечного джозефсоновского контакта, в распределенном контакте, помещенном в магнитное поле, возможно существование токов, текущих вдоль джозефсоновского перехода и приводящих к пространственной неоднородности магнитного поля. Диссипативная компонента такого тока в соответствии с флюктуационно-диссипационной теоремой будет служить источником дополнительных, по сравнению с точечным контактом, флюктуаций.

В предположении, что пространственное распределение магнитного поля вдоль джозефсоновского перехода является плавным в масштабе лондоновской глубины проникновения λ, уравнение динамики распределенного контакта в безразмерных переменных имеет вид.

$$\ddot{\varphi} + \int_0^\infty d\tau \left\{ \alpha_I(\tau) \sin\frac{\varphi(t,x)-\varphi(t-\tau,x)}{2} + \beta_I(\tau)\sin\frac{\varphi(t,x)+\varphi(t-\tau,x)}{2} \right\} - \int_0^\infty \gamma_I(\tau)\varphi_{xx}(t-\tau,x)d\tau - j_{ext} = \Xi \qquad (1)$$

где длины нормированы на джозефсоновскую длину, времена – на джозефсоновскую плазменную частоту, токи – на плотность статического критического тока $j_c = \int_0^\infty \beta_I(\tau)d\tau$ перехода, функции $\alpha_I(\tau)$и $\beta_I(\tau)$, полученные впервые Вертхаммером и выражающиеся через свертки нормальных и аномальных функций Грина берегов джозефсоновского контакта, определяют нормальную и сверхпроводящую компоненты токов через джозефсоновский контакт. Функция $\gamma_I(\tau)$ связана с поверхностным импедансом берегов джозефсоновского контакта и определяется глубиной проникновения магнитного поля в сверхпроводник следующим соотношением

$$\gamma_I(t) = (d + 2\lambda(\omega=0))\int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{d+2\lambda(\omega)}\exp(-i\omega t)\frac{d\omega}{2\pi}.$$

Она также выражается через функции Грина берегов джозефсоновского контакта, $i_{ext}(x)$– распределение внешнего тока, инжектируемого в переход. Левая часть выписанного уравнения, будучи приравненной нулю, даст уравнение для фазы, усредненной по состоянию перехода и его окружения. Для точечного контакта уравнение такого типа было получено Вертхаммером [3]. Им же были получены выражения для фунций α, β. Выражение для функции γ определяется хорошо известным выражением для глубины проникновения электромагнитного поля в сверхпроводник [4]. Правая часть $\Xi(x,t)$ является суммой флюктуационных токов

$$\Xi = \xi^{(1)}(t,x)\cos\frac{\varphi}{2} + \xi^{(2)}(t,x)\sin\frac{\varphi}{2} + \zeta(t,x),$$

где $\xi^{(1,2)}(x,t)$, $\xi^{(1,2)}(x,t)$ описывают источники флюктуаций, связанные с туннельным током, функция - $\zeta(x,t)$ представляет флюктуационный ток, текущий вдоль перехода. Все эти функции представляют гауссовы случайные поля с нулевыми средними и функциями корреляции, определяемых соотношениями

$$\begin{gathered}\left\langle \xi^{(1,2)}(0,0)\xi^{(1,2)}(x,t)\right\rangle = \delta(x)(\alpha_R(t) \pm \beta_R(t)),\\ \left\langle \xi^{(1)}(0,0)\xi^{(2)}(x,t)\right\rangle = 0, \quad \left\langle \zeta(0,0)\zeta(x,t)\right\rangle = \delta''(x)\gamma_R(t),\end{gathered} \qquad (2)$$

где функции $\alpha_R(t)$, $\beta_R(t)$, $\gamma_R(t)$, определяющие корреляционные свойства флюктуаций, связаны с функциями откликов $\alpha_I(t)$, $\beta_I(t)$, $\gamma_I(t)$ флюктуационно-диссипативной теоремой, которая для спектраль-

ных функций $\alpha_{R,I}(\omega)$, $\beta_{R,I}(\omega)$, $\gamma_{R,I}(\omega)$ выглядит стандартным образом

$$(\alpha,\beta,\gamma)_R(\omega)=\coth\frac{\hbar\omega}{2T}\mathrm{Im}(\alpha,\beta,\gamma)_I(\omega)$$

В пренебрежении членами, описывающими ток вдоль перехода, чему соответствует $\gamma_{R,I}=0$, уравнение описывает квантовую динамику и флюктуации в точечном джозефсоновском контакте. Последовательный его вывод был проделан в работах [5,6]. В пределе медленного изменения фазы по сравнению с щелевой частой $\Delta/\hbar$ уравнение (1) переходит в хорошо известное классическое уравнение Синус-Гордона, с флюктуационными источниками. Оно было использовано в [7] для анализа роли флюктуаций в динамике распределенного джозефсоновского контакта. Уравнение (1) должно быть дополнено граничными условиями, в качестве которых примем условие отсутствия тока на концах джозефсоновского перехода.

Эти условия получаются путем интегрирования уравнения (1) по координате и имеют вид $\varphi_x(\tau,x=0,L)=h,$ где h есть значение безразмерного магнитного поля на концах джозефсоновского перехода.

Расчет ширины спектральной линии излучения может быть проведен в приближении сильного магнитного поля и малой интенсивности шума, аналогично работе [8]. Будем искать решение для джозефсоновской фазы в виде $\varphi=\Omega t-hx+\psi+\theta$, где $\psi\ll 1$ - мала, а медленная функция θ описывает диффузию фазы из-за воздействия шума, ω_J – джозефсоновская частота, пропорциональная напряжению. Затем, считая нелинейные члены в уравнении (1) малыми, найдем в нулевом приближении уравнение, определяющее невозмущенную вольт-амперную кривую

$$g(\Omega)=\mathrm{Im}\,\alpha(\Omega/2)=\int_0^\infty\alpha_I(\tau)\sin\frac{\Omega\tau}{2}d\tau=j_{ext},$$

и выражение для шума

$$\Xi_0=\xi_1(t,x)\cos\frac{\Omega t-hx+\theta}{2}+\xi_2(t,x)\sin\frac{\Omega t-hx+\theta}{2}+\zeta(t,x)$$

В первом приближении находим линейное интегро-дифференциальное уравнение для высокочастотной компоненты фазы ψ, которое решается с помощью функции Грина. Во – втором, уравнение для медленной фазы, имеющее вид

$$\ddot\theta+\frac{\dot\theta}{2}\int_0^\infty d\tau\tau\alpha_I(\tau)\cos\frac{\Omega\tau}{2}-\theta_{xx}\int_0^\infty\gamma_I(\tau)d\tau-\dot\theta_{xx}\int_0^\infty\gamma_I(\tau)\tau d\tau=$$
$$j_{ext}-I(\Omega+\dot\theta,h-\theta_x,x)+\Xi_{eff}(x,t),$$

де правая часть описывает искажение вольт-амперной кривой из-за процессов конверсии джозефсоновской генерации на нелинейностях сверпроводящего и квазичастичного токов. Эффективный шум $\Xi_{eff}(x,t)$ также определяется процессами нелинейной конверсии из окрестностей гармоник джозефсоновской частоты в область малых частот.

Усредняя уравнение по ансамблю случайной величины и по координате и требуя ненарастания $\langle\dot\theta\rangle$ мы найдем вольт-амперную характеристику,

$$j_{ext}=g(\Omega)+\frac{1}{2}\sum_n\mathrm{Re}\,\beta(-\Omega/2)|c_n|^2|D_n(\Omega)|^2+$$
$$\frac{1}{4i}\sum_n(2\alpha(\Omega/2)+\alpha(3\Omega/2)+\alpha(-\Omega/2))|c_n|^2|D_n(\Omega)|^2+c.c.$$

где $c_n(h)=\int_0^L e^{-ihx}\psi_n(x)dx$ и

$$D(\Omega)=\Omega^2+[\alpha_I(3\Omega/2)-\alpha_I(-\Omega/2)]/4-\gamma(\Omega)k_n^2$$

и уравнение для медленной флюктуационной компоненты $r_d^{-1}\dot\theta=\Xi_{eff}(x,t)$, где $r_d^{-1}=\partial I(\Omega,h)/\partial\Omega$ - обратное дифференциальное сопротивление джозефсоновского контакта.

Ширина линии генерации определяется статистикой случайного процесса $\psi_r\propto e^{i\Omega t+i\theta}$. При естественном предположении о широкополосности усредненного шума следует, что линия генерации имеет лоренцеву форму с шириной $\Gamma=r_d^2S_\Xi(\omega=0)$, где $S_\Xi(\omega=0)$ - спектр мощности стационарной компоненты токовых флюктуаций, выражение для которого имеет вид

$$S_\Xi(\omega=0)=\alpha_R(\Omega/2)+$$
$$\frac{1}{4}\sum_n\left\{2(\mathrm{Re}\,\beta_I(\Omega/2))^2|c_n|^4+|\beta_I(\Omega/2)|^2|c_n|^2|A(\Omega)|^2\right\}$$
$$|D_n(\Omega)|^{-2}[k_n^2\gamma_R(\Omega)+(\alpha_R(3\Omega/2)+\alpha_R(\Omega/2))/2]$$
$$A(\Omega)=\alpha(\Omega/2)-3\alpha(-\Omega/2)+3\alpha(-3\Omega/2)-\alpha(-5\Omega/2)$$

Первый член представляет собой прямой вклад квазичастичного тока, второй и третий связаны с конверсией ВЧ шума из окрестностей гармоник и субгармоник джозефсоновской частоты в окрестность нуля. Эффективность конверсии из-за нелинейности квазичастичного и сверхтока определяется функциями откликов и магнитным полем.

1. V.P. Koshelets at al, Superconducting Science and Technology, vol. **17,** pp S127–S131, (2004).
2. A. Wallraff at al, Nature, **425**, 155, (2003)
3. N. R. Werthammer, Phys. Rev, **147** , 255 (1966)
4. J. Bardeen, D.C. Mattis, Phys. Rev, **111** , 412 (1958)
5. U. Eckern, G. Schon and V. Ambegaokar, Quantum dynamics of a superconducting tunnel junction, Phys. Rev. B, 30, 6419, (1984)
6. A. I. Larkin, Yu. N. Ovchinnikov, Phys. Rev. B, **28**, 6281 (1983)
7. N. Groenbech-Jensen, M. Salerno, M.R. Samuelsen, Phys. Rev. B, **46**, 308 (1992)
8. M. Salerno, M. R. Samuelsen, A. V. Yulin, Phys. Rev. Lett. 86, 5397-5400 (2001)

Рентгеновские спектры и электронная структура высокотемпературных сверхпроводников

Э.З. Курмаев
Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург

Представлены результаты систематических исследований электронной структуры различных типов высокотемпературных сверхпроводников методами рентгеновской эмиссионной и абсорбционной спектроскопии.

Методом спектроскопии резонансного неупругого рассеяния рентгеновских лучей (RIXS) экспериментально исследована дисперсия энергетических полос в соединении MgB_2. Полученное количественное согласие с одноэлектронным LDA-зонным расчетом свидетельствует о том, что электрон-электронные взаимодействия несущественны для описания электронной структуры этого соединения [1]. Сопоставление нерезонансных рентгеновских эмиссионных спектров графита, AlB_2 и MgB_2 в шкале энергий связи согласуется с представлениями о переносе заряда от σ к π-полосам, что приводит к образованию дырок в связующих σ-состояниях у вершины валентной зоны и обеспечивает высокие значения плотности электронных состояний на уровне Ферми в MgB_2 [2].

Исследования RIXS-спектров соединения LiBC показали, что тонкая структура K-эмиссионных спектров углерода и бора имеет отличия, вследствие неполной гибридизации C 2p-B 2p-состояний [3]. Делается вывод о том, что модель жесткой полосы, на основании которой предсказаны [4] (но экспериментально не обнаружены [5]) высокие значения T_c в этом соединении неприминима к зонной структуре этого соединения.

На примере исследования рентгеновских эмиссионных спектров ванадия в соединениях $(Cu,V)Sr_2Ca_{n-1}Cu_nO_x$ (n=3-7) [6] и фтора в соединениях $Sr_2Ca_{n-1}Cu_nO_{2n+\delta}F_{2\pm y}$ (n=2 and 3) рассматривается возможность исследования электронной структуры примесных атомов в многокомпонентных ВТСП-купратах.

Работа поддержана Советом по грантам Президента РФ для поддержки ведущих научных школ РФ (грант НШ-1026.2003.2) и Минпромнауки РФ (проект «Сверхпроводимость мезоскопических и сильно коррелированных систем»).

1 A.V. Sikiliv, E.Z. Kurmaev, S. Leitch, A. Moewes, J. Kortus, L.D. Finkelstein, N.a. Skorikov, C. Xiao and A. Hirose, J. Phys.: Condens. Matter 15 (2003) 2081.

2. E.Z. Kurmaev, I.L. Lyakhovskaya, J. Kortus, A. Moewes, N. Miyata, M. Demeter, M. Neumann, M. Yanagihara, M. Watanabe, T. Muranaka and J. Akimitsu, Phys. Rev. B 65 (2002) 134509.

3. P.F. Karimov, N.A. Skorikov, E.Z. Kurmaev, L.D. Finkelstein, S. Leitch, J. MacNaughton, A. Moewes, and T. Mori, J. Phys.: Condens. Matter 16 (2004) 5137.

4. H. Rosner, A. Kitaigorodsky and W. Pickett, Phys. Rev. Lett. 88 (2002) 127001.

5. A. Bharathi, S. Jemima Balaselvi, M. Premila, T.N. Sairam, G.L.N. Reffy, C.S. Sunder, Y. Hariharan, Solid State Commun. 124 (2002) 423.

6. E.Z. Kurmaev, A. Moewes, G.T. Woods, T.A. Callcott, N.D. Zhigadlo, E. Takayama-Muromachi, V.R. Galakhov, and D.L. Ederer, J. Solid State Chem. 170 (2003) 188.

Электронные неоднородности в слабодопированных купратах и их проявления в макроскопических свойствах

А. Н. Лавров
Институт неорганической химии СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия
S. Komiya, Y. Ando
Central Research Institute of Electric Power Industry, 201-8511 Tokyo, Japan

В докладе суммируются результаты серии работ [1-6], посвященных исследованию неоднородных зарядовых и спиновых состояний в слабодопированных монокристаллах ВТСП купратов, в частности, системы $La_{2-x}Sr_xCuO_4$, а также приводятся новые данные, позволяющие проследить эволюцию электронных неоднородностей в зависимости от уровня допирования. Экспериментально показывается, что дырочное допирование исходного антиферромагнитного (АФМ) изолятора приводит к генерации АФМ доменных границ со сдвигом фазы АФМ порядка на 180°. Пиннинг таких АФМ доменных границ на допированных дырках, локализующихся при низкой температуре, приводит к формированию "кластерного спинового стекла". В свою очередь, конденсация дырок на доменных границах оказывает заметное влияние на их подвижность.

В купратных высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП), проводящее состояние возникает при допировании исходного АФМ диэлектрика электронами или дырками. При этом, тенденция допированных антиферромагнетиков к электронному разделению на фазы [7] может приводить к формированию необычного неоднородного состояния в слоях CuO_2, когда носители заряда выталкиваются и концентрируются на границах доменов с нулевым уровнем допирования и неискаженным АФМ порядком. Такое неоднородное электронное состояние может, в принципе, являться причиной как необычных свойств "нормального" состояния в купратах, так и сверхпроводимости с высокими значениями T_c. Проверить эту гипотезу, однако, крайне сложно — пространственные и временные флуктуации зачастую делают электронные неоднородности практически невидимыми для прямых методов исследования.

Оказывается, все же, что особенности магнитной структуры таких купратов, как $La_{2-x}Sr_xCuO_4$, дают возможность получать информацию о размерах и фазе АФМ доменов достаточно простыми способами. Благодаря слабому ферромагнетизму (СФМ), каждая АФМ корреляция в $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ обладает СФМ моментом, направление и величина которого однозначно определяются фазой АФМ порядка. Эта уникальная особенность позволяет не только получать информацию о доменной АФМ структуре в слабодопированных кристаллах, но и манипулировать ею с помощью магнитного поля.

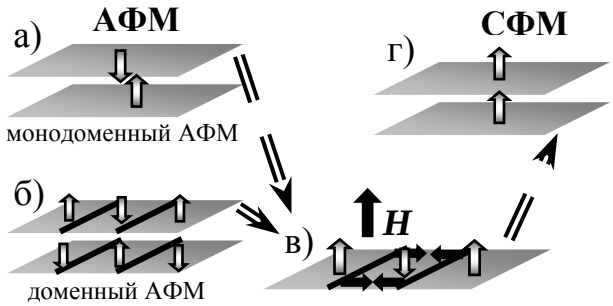


Рис. 1. Движение границ антиферромагнитных доменов в кристалле $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ при переходе в состояние слабого ферромагнетика под действием магнитного поля $H//c$: В исходном состоянии, кристалл может являться монодоменным АФМ (а), или быть разбитым на АФМ домены, на границах которых (сплошные линии), фаза сдвигается на 180° (б). Серые стрелки указывают направление слабых ФМ моментов, вызванных отклонением спинов ионов Cu^{2+} от коллинеарной структуры. Направление этих слабых моментов однозначно связано с фазой АФМ порядка. Приложенное магнитное поле вызывает движение доменных границ и изменение популяции АФМ доменов (в). В конечном состоянии, система должна стать монодоменной со слабыми ФМ моментами, выстроенными по направлению поля (г).

Например, приложение магнитного поля $H//c$ к АФМ кристаллу $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ вызывает в нем переход первого рода в СФМ состояние (Рис. 1). Причем, вне зависимости от исходного состояния, при СФМ переходе происходит генерация и движение антифазных (сдвиг фазы на 180°) доменных границ. Соответственно, такими относительно простыми методами, как измерение намагниченности и сопротивления, можно изучать поперечное движение АФМ доменных границ, а также влияние таких границ на электронный транспорт.

Как видно на Рис. 2, в кристалле $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ с x=0.01, скольжение АФМ доменных границ происходит достаточно свободно при температуре выше ~ 20 K, и ступенчатое увеличение намагниченности при СФМ переходе не сопровождается заметным гистерезисом. Однако, по мере понижения температуры, доменная структура становится "вязкой" — возникают термомагнитные гистерезисы, сопровождающиеся долговременной релаксацией. Очевидно, это происходит, когда энергия пиннинга доменной границы становится сравнимой с энергией тепловых флуктуаций.

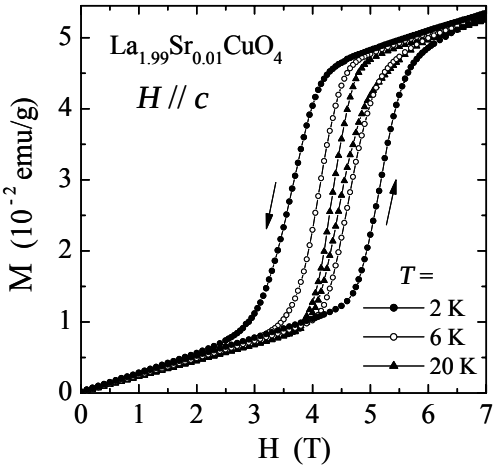


Рис. 2. Намагниченность структурно монодоменного (орторомбического) кристалла $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ с x=0.01, измеренная при изотермическом циклировании магнитного поля ($H//c$).

Механизм пиннинга АФМ доменных границ становится понятным при сравнении кристаллов с различным уровнем допирования — при высоких температурах, допированные носители подвижны и, соответственно, облегчают движение доменных

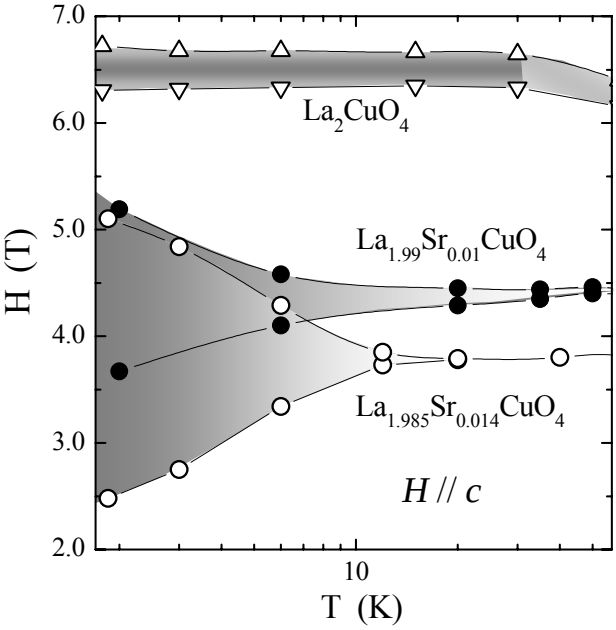


Рис. 3. *H-T* фазовые диаграммы, полученные для кристаллов $La_{2-x}Sr_xCuO_4$. Символы обозначают критические магнитные поля ($H//c$) для перехода в слабое ФМ состояние, наблюдающиеся при изотермическом циклировании магнитного поля. Затененные участки диаграммы соответствуют областям неравновесного состояния, проявляющегося в термомагнитных гистерезисах и долговременной релаксации намагниченности и электросопротивления. Видно, что по мере увеличения допирования, области неравновесности расширяются по магнитному полю и смещаются в сторону низких температур.

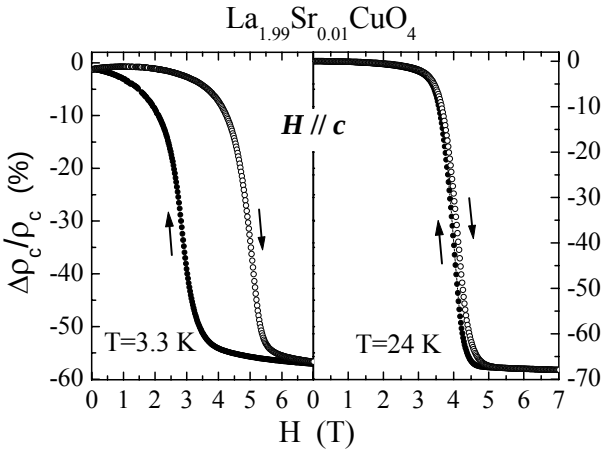


Рис. 4. Магнитосопротивление монокристалла $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ с x=0.01.

границ по сравнению с исходным недопированным кристаллом (Рис. 3). Однако, при низкой температуре, где допированные дырки локализуются, пиннинг резко усиливается, приводя к возникновению широких областей неравновесного состояния, обычно называемого “кластерным спиновым стеклом”. Таким образом, полученные данные наглядно показывают, что локализованные дырки осуществляют эффективный пиннинг АФМ доменных границ.

Выяснить, оказывают ли, в свою очередь, антифазные АФМ границы влияние на электронный транспорт, можно, исследовав поведение магнитосопротивления. При СФМ переходе, АФМ кристалл с неизбежностью переходит в монодоменное состояние, и оказывается, что при этом электросопротивление падает в 2-4 раза (Рис. 4), в зависимости от направления тока. По-видимому, при низких температурах, такие спиновые дефекты, как АФМ доменные границы, являются эффективными центрами пиннинга для носителей тока, приводя к “конденсации ” дырок на доменных границах.

Проявления свойств спинового стекла в купратах вплоть до высоких уровней допирования свидетельствуют о достаточно высокой “живучести” связанного состояния носителей заряда и доменных границ в АФМ спиновой структуре.

1. A. N. Lavrov, Y. Ando, S. Komiya, I. Tsukada, Phys. Rev. Lett. 87, 017007 (2001).

2. Y. Ando, A. N. Lavrov, S. Komiya, K. Segawa, X. F. Sun, Phys. Rev. Lett. 87, 017001 (2001).

3. Y. Ando, K. Segawa, S. Komiya, and A. N. Lavrov, Phys. Rev. Lett. 88, 137005 (2002).

4. A. N. Lavrov, S. Komiya, and Y. Ando, Nature (London) 418, 385 (2002).

5. Y. Ando, A. N. Lavrov, and S. Komiya, Phys. Rev. Lett. 90, 247003 (2003).

6. A. N. Lavrov et al., Phys. Rev. Lett. 92, 227003 (2004).

7. Э. Л. Нагаев, *Физика магнитных полупроводников*, (Москва, Наука, 1979).

Релаксационная функция и магнитные свойства слабо допированных слоистых купратов

И.А. Ларионов,
Лаборатория магнитной радиоспектроскопии, Казанский госуниверситет, 420008 Казань, Россия

Метод проекционных операторов применен к двумерной модели сильно коррелированных носителей заряда для объяснения магнитных свойств слабо допированных слоистых купратов в парамагнитном состоянии. Показано, что теория объясняет наблюдаемые экспериментально особенности поведения усредненной по зоне Бриллюэна мнимой части динамической спиновой восприимчивости в широком диапазоне температур и частот.

Магнитные свойства слоистых купратных высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) остаются в центре внимания экспериментальных и теоретических исследований. Особое внимание к свойствам допированных носителями заряда двумерных Гейзенберговских антиферромагнитных (АФ) систем приковано с тех пор, как были описаны магнитные степени свободы родственного ВТСП соединения La_2CuO_4, являющегося АФ изолятором.

В настоящем сообщении будет продемонстрировано, что наблюдаемые в парамагнитной фазе зависимости скорости спин-решеточной релаксации от температуры и индекса допирования можно объяснить, применяя метод проекционных операторов Цванцига-Мори [1,2] к t–J модели, указанной Андерсоном как наиболее перспективной для описания электронных свойств ВТСП купратов. Метод релаксационной функции естественно применим для описания спиновых неравновесных систем и, в частности, при анализе экспериментов по рассеянию нейтронов и магнитной релаксации [3,4].

Гамильтониан t–J модели имеет вид:

$$H = \sum_{ij\sigma} t_{ij} X_i^{\sigma 0} X_j^{0\sigma} + J \sum_{i>j} \left(\mathbf{S}_i \mathbf{S}_j - \frac{1}{4} n_i n_j \right), \quad (1)$$

где $\mathbf{S}_i$ операторы спина 1/2 на узле i и $X_i^{\sigma 0}$- операторы Хаббарда рождения частиц со спином σ. Интегралы перескока t_{ij} между первыми соседями описывают движение частиц в двумерной решетке, а $J = 0.12$ эВ - константа суперобменного антиферромагнитного взаимодействия. В терминах операторов Хаббарда операторы спина и плотности n_i имеют вид: $S_i^{\sigma} = X_i^{\sigma\bar{\sigma}}$, $S_i^z = \frac{1}{2}\sum_{\sigma} \sigma X_i^{\sigma\sigma}$, $n_i = \sum_{\sigma} X_i^{\sigma\sigma}$, со стандартной нормировкой $X_i^{00} + X_i^{++} + X_i^{--} = 1$.

Следуя формализму развитому Мори [2] мы описываем эволюцию динамической переменной, например $S_{\mathbf{k}}^z(\tau)$, которая подчиняется уравнению

$$\dot{S}_{\mathbf{k}}^z(\tau) \equiv \frac{dS_{\mathbf{k}}^z(\tau)}{d\tau} = iLS_{\mathbf{k}}^z(\tau). \quad (2)$$

В общем случае L - оператор Лиувилля, а на языке квантовой механики $iLS_{\mathbf{k}}^z(\tau)$ соответствует коммутатору с гамильтонианом (1). Разложим $S_{\mathbf{k}}^z(\tau)$ на компоненты по отношению к $S_{\mathbf{k}}^z = S_{\mathbf{k}}^z(\tau = 0)$:

$$S_{\mathbf{k}}^z(\tau) = R(\mathbf{k},\tau) \cdot S_{\mathbf{k}}^z + (1 - \wp_0) S_{\mathbf{k}}^z(\tau), \quad (3)$$

где $R(\mathbf{k},\tau) \equiv (S_{\mathbf{k}}^z(\tau), (S_{-\mathbf{k}}^z)^*) \cdot (S_{\mathbf{k}}^z, (S_{-\mathbf{k}}^z)^*)^{-1}$ - релаксационная функция, $\wp_0 S_{\mathbf{k}}^z(\tau) = R(\mathbf{k},\tau) \cdot S_{\mathbf{k}}^z$.

В дальнейшем удобно ввести набор величин $f_0(\tau), f_1(\tau), \ldots, f_j(\tau), \ldots$, определяемый уравнениями $f_j(\tau) \equiv exp(iL_j\tau) f_j \equiv exp(iL_j\tau) iL_j f_{j-1}$, $f_0(\tau) \equiv S_{\mathbf{k}}^z(\tau)$, $L_0 = L$, $L_j \equiv (1 - \wp_{j-1}) L_{j-1}$ и $\Delta_j^2 \equiv (f_j, f_j^*) \cdot (f_{j-1}, f_{j-1}^*)^{-1}$, $(j \geq 1)$. $\{f_j\}$ есть набор ортогональных величин. Использование большего числа f_j дает более точное описание $S_{\mathbf{k}}^z(\tau)$. Подействовав оператором эволюции $exp(iL_n\tau)$ на последнюю величину из этого набора f_n, получаем $f_n(\tau)$, называемую "случайной силой n-го порядка"[2], действующей на переменную $S_{\mathbf{k}}^z(\tau)$ и отвечающей за ее флуктуации.

Применив преобразование Лапласа к релаксационной функции, можно сконструировать представление в виде бесконечной дроби [2], которую Ловезей и Мезерве [5] оборвали на 3-м шаге:

$$\begin{aligned} R^L(\mathbf{k}, s) &= \int_0^{\infty} d\tau e^{-s\tau} R(\mathbf{k},\tau) \\ &\approx 1/\{s + \Delta_{1\mathbf{k}}^2 / [s + \Delta_{2\mathbf{k}}^2 / (s + 1/\tau_{\mathbf{k}})]\} \end{aligned} \quad (4)$$

и ввели характерное время $\tau_{\mathbf{k}} = \sqrt{2/(\pi\Delta_{2\mathbf{k}}^2)}$, аргументировав приближение слабой чувствительностью флуктуаций $S_{\mathbf{k}}^z(\tau)$ к характеру случайных сил более высоких порядков и продемонстрировав хорошее согласие с расчетами других авторов и экспериментальными данными по рассеянию нейтронов в антиферромагнетиках как при высоких температурах, так и при температурах немного выше температуры Нееля T_N. $\Delta_{j\mathbf{k}}^2$ связаны с моментами релаксационной функции

$$\langle \omega_{\mathbf{k}}^n \rangle = \frac{1}{i^n} \left[\frac{d^n R(\mathbf{k},\tau)}{d\tau^n} \right]_{\tau=0}, \quad (5)$$

следующим образом

$$\Delta_{1\mathbf{k}}^2 = \langle \omega_{\mathbf{k}}^2 \rangle, \quad \Delta_{2\mathbf{k}}^2 = \frac{\langle \omega_{\mathbf{k}}^4 \rangle}{\langle \omega_{\mathbf{k}}^2 \rangle} - \langle \omega_{\mathbf{k}}^2 \rangle. \quad (6)$$

Процедура вывода аналитических выражений для $\langle\omega_{\mathbf{k}}^2\rangle$ и $\langle\omega_{\mathbf{k}}^4\rangle$ приведена в [6]. Аналитическое выражение для *статической* спиновой восприимчивости $\chi(\mathbf{k})$, связанное с антиферромагнитной корреляционной длиной ξ, возьмем из [7]. Полученный таким образом динамический структурный фактор

$$S(\mathbf{k},\omega) = \\ = \frac{2\omega\chi(\mathbf{k})\tau_{\mathbf{k}}\Delta_{1\mathbf{k}}^2\Delta_{2\mathbf{k}}^2/[1-\exp(-\omega/k_BT)]}{[\omega\tau_{\mathbf{k}}(\omega^2-\Delta_{1\mathbf{k}}^2-\Delta_{2\mathbf{k}}^2)]^2+(\omega^2-\Delta_{1\mathbf{k}}^2)^2}, \quad (7)$$

с максимумами в $\boldsymbol{Q}=(\pi,\pi)$ и $\boldsymbol{q}_0^2\sim\omega/J$ определяет температурную, частотную и концентрационную зависимость скорости спин-решеточной релаксации,

$$^{\alpha}(1/T_1) = 2\sum_{\mathbf{k}} {}^{\alpha}F(\mathbf{k})^2 S(\mathbf{k},\omega), \quad (8)$$

где $^{63}F(\mathbf{k})^2=(A_{ab}+4\gamma_{\mathbf{k}}B)^2$ формфактор для ядер меди ^{63}Cu, $A_{ab}=1.7\times10^{-7}$ eV и $B=4\times10^{-7}$ eV [8] - константы прямой и перенесенной сверхтонкой структуры. Ось квантования градиента электрического поля совпадает с кристаллографической осью *c*, перпендикулярной плоскости CuO_2. Плоскость CuO_2 определяется, в свою очередь, осями *a* и *b*.

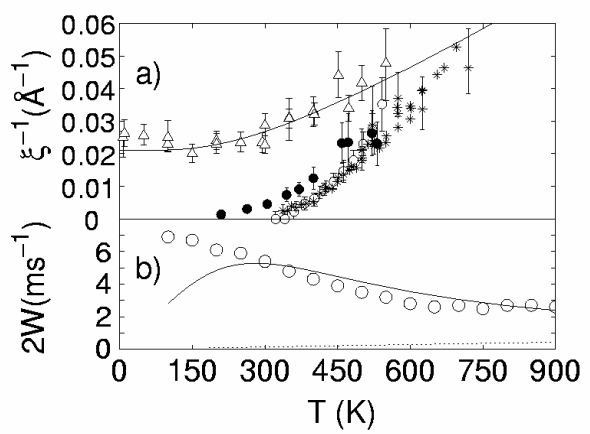


Рис. 1. Температурные зависимости (a) обратной корреляционной длины (сплошная линия - результат, полученый из наилучшего согласия с экспериментальными данными для x=0.04 (треугольники); кружками, звездочками и залитыми кружками показаны экспериментальные данные для La_2CuO_4 [9]) и (b) скорости спин-решеточной релаксации на ядрах ^{63}Cu, $2W={}^{63}(1/T_1)$, лежащих в плоскости CuO_2 (кружки из [10]). Сплошная линия - результат расчета без подгоночных параметров. Пунктирной линией показан вклад от спиновой диффузии.

Из рисунка и формулы (7) видно, что скорость спин-решеточной релаксации, ее зависимость от температуры, в согласии с [8], определяется температурной зависимостью корреляционной длины ξ и фактором k_BT. При низких температурах, где $\xi_{eff}\sim$const, скорость спин-решеточной релаксации, как и следует, пропорциональна температуре, $(1/T_1)\sim T$. При высоких температурах корреляционная длина в образце с $x=0.04$ ведет себя как в недопированном La_2CuO_4 (см. Рис.) и $^{63}(1/T_1)$ не зависит от концентрации носителей заряда [10]. Таким образом, наш результат согласуется с концепцией почти антиферромагнитной Ферми жидкости (см., например, [8]) и об определяющей роли корреляционной длины в температурной и концентрационной зависимости $(1/T_1)$ и об основном вкладе в $^{63}(1/T_1)$ от волновых векторов $\mathbf{q}\approx Q=(\pi,\pi)$.

На рис. 1b) пунктирной линией показан вклад в $^{63}(1/T_1)$ от малых $\mathbf{k}$. Как видно из рисунка, этот вклад мал и в согласии с теорией линейного отклика и гидродинамического подхода вклад в $^{\alpha}(1/T_1)$ от малых $\mathbf{k}$ имеет вид [6],

$$^{\alpha}(1/T_1)_{Diff} = \frac{^{\alpha}F(0)^2 k_B T a^2 \chi_S}{\pi\hbar D}\Lambda, \quad (9)$$

где $D\approx2.6J$ – коэффициент спиновой диффузии и $\Lambda\sim\ln(1/q_0^2)\sim\ln(const\cdot J/\omega)$. Численные значения Λ, например, таковы: $\Lambda(33\text{ MHz})=2.52$, $\Lambda(52\text{ MHz})=2.44$ и $\Lambda(81.4\text{ MHz})=2.37$. Вклад в $^{63}(1/T_1)$ от волновых векторов $\mathbf{q}\approx Q=(\pi,\pi)$ в (8) рассчитывался прямым суммированием и при $\omega<<J$ практически не зависит от ω.

Работа выполнена при поддержке Российской государственной технологической программы «Сверхпроводимость» № 98014-4 и совместного гранта фонда CRDF-BRHE (США) и Министерства образования России № Y1-P-07-19.

1. R. Zwanzig, Phys. Rev. **124**, 983 (1961); R. Zwanzig, K.S.J. Nordholm, and W.C. Mitchell, Phys. Rev. A **5**, 2680 (1972).

2. H. Mori, Prog. Theor. Phys. **33**, 423 (1965); **34**, 399 (1965).

3. Dieter Forster, *Hydrodynamic Fluctuations, Broken Symmetry, and Correlation Functions*, Frontiers in Physics, Vol. 47, (Benjamin, Reading, MA, 1975); [Русский перевод: Дитер Форстер, *Гидродинамические флуктуации, нарушенная симметрия и корреляционные функции*, М., Атомиздат, 1980].

4. И.В. Александров, *Теория магнитной релаксации. Релаксация в жидкостях и твердых неметаллических парамагнетиках*, М., Наука, 1975.

5. S.W. Lovesey and R.A. Meserve, J. Phys. C **6**, 79 (1973).

6. I.A. Larionov, Phys. Rev. B **69**, 214525 (2004); also in cond-mat/0401514 (xxx.lanl.gov).

7. A.Yu. Zavidonov and D. Brinkmann, Phys. Rev. B **58**, 12486 (1998); A.Yu. Zavidonov, I.A. Larionov and D. Brinkmann, Phys. Rev. B **61**, 15462 (2000).

8. Y. Zha, V. Barzykin, and D. Pines, Phys. Rev. B **54**, 7561 (1996).

9. Y. Endoh, et al., Phys. Rev. B **37**, 7443 (1988); B. Keimer, et al., Phys. Rev. B **46**, 14034 (1992); R.J. Birgeneau, et al., Phys. Rev. B **59**, 13788 (1999).

10. T. Imai, C.P. Slichter, K. Yoshimura, and K. Kosuge, Phys. Rev. Lett. **70**, 1002 (1993).

Эффект близости на границе сверхпроводник – многозонный сверхпроводник

А.А. Голубов
MESA+ Research Institute and Faculty of Science and Technology, University of Twente, P.O. Box 217, 7500 AE Enschede, The Netherlands
М.Ю. Куприянов
НИИЯФ МГУ,119992, Москва, Россия
В.Ф. Лукичев
Физико-технологический институт РАН, 117218, Москва, Россия

На основе формализма квазиклассических функций Грина сформулирована теория эффекта близости в гибридный структурах нормальный металл - многозонный сверхпроводник. Показано, что существование нескольких сверхпроводящих зон приводит к появлению дополнительных пиков в плотности состояний в структуре. Взаимное влияние эффекта близости и межзонного спаривания приводит к нетривиальному поведению величины щели в сверхпроводнике.

На основе развитой теории вычислены значения сверхтока в Джозефсоновских переходах многозонный сверхпроводник – нормальный металл – сверхпроводник с малопрозрачными границами, а также проведено сравнение с предсказаниями для многозонных туннельных переходов.

Природа резистивного перехода в ВТСП

Л.С. Мазов
Институт физики микроструктур РАН, 603600 Нижний Новгород, Россия

Представлены свидетельства того, что в ВТСП-купратах сверхпроводящему переходу предшествует магнитный (ВСП) фазовый переход, что и обуславливает «аномальное» поведение купратов в эксперименте, в зависимости от температуры и магнитного поля.

В недавних обзорах по проблеме высокотемпературной сверхпроводимости [1,2] было отмечено, что для объяснения поведения купратных сверхпроводников необходимо учитывать как фононное рассеяние так и спиновые степени свободы. Более того, в известной монографии [3] было указано, что одним из способов повышения критической температуры сверхпроводящего перехода является появление в системе дополнительного параметра порядка. Хотя такие исследования затем и предпринимались, но до 1986 года это не приводило к заметным результатам. В настоящей работе продемонстрировано, что переход купратных соединений в сверхпроводящее состояние связан с появлением в системе модулированной магнитной (типа волны спиновой плотности (ВСП)) структуры, создающей условия для появления сверхпроводящего состояния ($T_c^{onset}(H) = T_{ВСП}^{order}(H)$).

В первых же измерениях электросопротивления (ЭС) в ВТСП купратах был обнаружен неожиданный эффект: в отличие от традиционных (НТСП) сверхпроводников, где приложение магнитного поля приводило просто к смещению резистивного перехода вниз по температуре, в ВТСП внешнее магнитное поле вызывало сильное уширение резистивного перехода, причем в области перехода возникало выраженное «плечо» (перегиб). Появление такого уширения вызвало ряд практических проблем, так до сих пор отсутствует обычно используемый в НТСП резистивный метод определения $T_c(H)$, в том числе при $H = 0$. Попытки использовать для оценки T_c образца критериев «на уровне» 0.5, 0.9 и т.д. привели к возникновению представлений о положительной кривизне определенной таким образом кривой "$H_{c2}(T)$" вблизи $T_c(H= 0)$ и последующему изучению этого “эффекта”, созданию его теоретических моделей и т.д. Исследование причины появления “плеча” в области резистивного перехода в магнитном поле также не приводило к заметным результатам. В работе [4] нами было обнаружено, что на резистивных кривых монокристалла YBCO , измеренных в достаточно широком диапазоне магнитных полей (рис.1a), точки, соответствующие «плечу», ложатся на хорошо известную кривую Блоха-Грюнайзена (БГ) (пунктир), соответствующую рассеянию носителей тока на фононах с температурой Дебая $\theta_D \approx$ 400 К, что соответствовало усредненному значению данной величины для этих соединений.

Было предположено, что дополнительный вклад $\rho_m(T)$ в полное ЭС $\rho_{tot}(T)$, лежащий выше кривой БГ (заштриховано на рис.1a) имеет магнитную природу – рассеяние на спиновых флуктуациях, присутствие которых в ВТСП подтверждалось и нейтронными данными. (Такое разделение ЭС на фононный $\rho_{ph}(T)$ и магнитный $\rho_m(T)$ вклады хорошо известно для магнитных металлов).

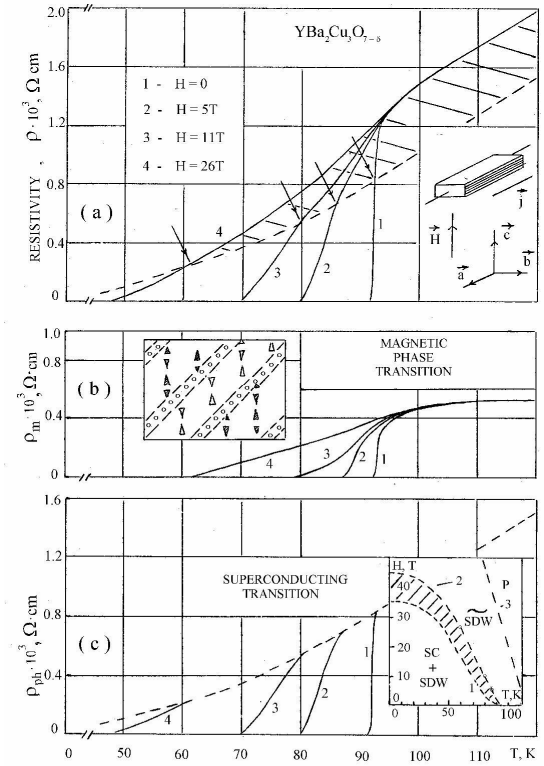


Рис. 1. Температурная зависимость электросопротивления YBCO в магнитном поле (см. [4,6]).

Поведение магнитного вклада $\rho_m(T)$, рис.1b, свидетельствует о переходе магнитной подсистемы из спин-разупорядоченного состояния в магнитно-упорядоченное состояние, когда формирование магнитной периодической структуры (в общем случае динамической) приводит к исчезновению магнитной части сопротивления ρ_m.

Как видно из рис.1c , кривая БГ (пунктир) является, как и в НТСП, геометрическим местом точек для начала собственно СП перехода в магнитном поле, что и указывает на фононный механизм с *s*-волновой симметрией параметра порядка в ВТСП.

Полученная картина не была неожиданной. Из теории взаимодействия СП и магнетизма в системах коллективизированных (итинерантных) электронов следует, что при понижении температуры сначала формируется ВСП-щель на симметричных участках поверхности Ферми (нормальное состояние) и лишь затем СП-щель. Такая анизотропия

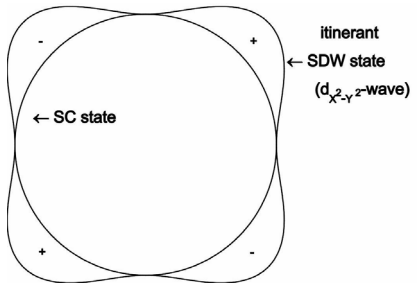


Рис. 2. Схематическое представление сосуществования ВСП и СП параметров порядка в ВТСП [6].

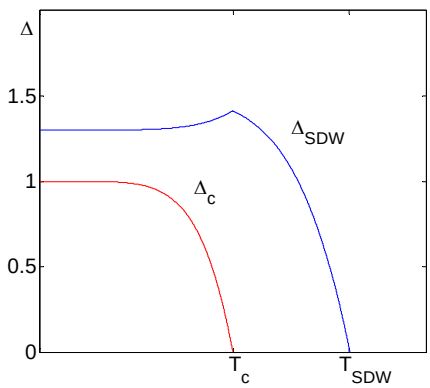


Рис. 3. Температурная зависимость СП и ВСП параметров порядка в ВТСП купратах (схема) [6].

хорошо согласуется с $d_{x^2-y^2}$-волновой симметрией псевдощели, которая сейчас наблюдается во многих экспериментах. К такому же выводу о ВСП(ВЗП) природе псевдощели также недавно пришел и Р.Клемм [5]. Т.к. псевдощель сохраняется и в СП состоянии, то ее *d*-волновая симметрия имитирует симметрию параметра порядка, измеряемого в СП состоянии, например, с помощью ARPES методики.

Температурное поведение как магнитного вклада ρ_m в ЭС, так и ВТСП системы в целом объясняется в рамках представлений об амплитудных флуктуациях локальной спиновой плотности (ФЛСП), когда выше некоторой характерной температуры $T^*(H)$ в спектре ФЛСП преобладают поперечные компоненты, и в системе возникают так называемые температурно-индуцированные локальные магнитные моменты (ТИ ЛММ), у которых флуктуирует как ориентация так и амплитуда. В режиме ТИ ЛММ магнитное поле оказывает только слабое воздействие на систему (отрицательное магнитосопротивление (МС)), в то время как при понижении температуры, возникает положительное МС, что и приводит к уширению магнитной части резистивного перехода.

Использование концепции ТИ ЛММ при анализе поведения ЭС в LSCO и BLSCO в сильных магнитных полях позволило найти прямые свидетельства кривой БГ (и т.о. ключевой роли рассеяния носителей на фононах) в купратах [6]. Далее, в недавних экспериментах по упругому рассеянию нейтронов в LCO и LSCO соединениях было получено, что СП и статический АФ ВСП порядок появляются при одной и той же температуре $T_{ВСП}^{order}(0) = T_{СП}^{onset}(0)$, что совпадает с нашим выводом в [4] (см. выше, рис.1а). В рамках этой картины также детально (и с единой точки зрения) объясняется и широко обсуждаемое сейчас в литературе возникновение «индуцированного» магнитным полем АФ ВСП порядка, наблюдаемого в корах вихрей и другие эффекты в резистивном состоянии.

Полученные результаты хорошо согласуются с выводами [1,2], что «в купратах…существенны как электрон-фононное взаимодействие (ЭФВ) так и … (… быть может, и спиновое) взаимодействия»[1], которое фактически и является «чем-то определяющим вместе с ЭФВ СП механизм в ВТСП системах» [2]. Проведенный нами анализ [4,6], позволяет также ответить на два главных вопроса, возникающих при описании ВТСП в рамках только ЭФВ: «наблюдаемое анизотропное *d*-волновое спаривание» и «большое значение $2\Delta(0)/k_B T_c$" [1,2]. Эти особенности, относимые в настоящее время к свойствам $d_{x^2-y^2}$-волновой СП, оказываются, фактически, прямым следствием сосуществования СП и ВСП параметров порядка ниже $T = T_k(H)$ (см. рис.1а), когда ВСП-щель с ее $d_{x^2-y^2}$-волновой симметрией и относительно большой величиной ($\Delta_{SC} < \Delta_{SDW}$, рис. 2, 3) преобладает в энергетическом спектре, измеряемом в эсперименте.

1. В.Л.Гинзбург, УФН 170, 619 (2000).
2. Е.Г.Максимов, УФН 170, 1033 (2000).
3. Проблема высокотемпературной сверхпроводимости (под ред. В.Л.Гинзбурга и Д.А.Киржница), М.: Наука, 1977. – 400 с.
4. Л.С.Мазов, ФНТ 17, 1372 (1991); см., также in: Progress in High Temperature Superconductivity vol.32, Eds. A.G.Aronov, A.I. Larkin, V.S.Lutovinov, (World Scientific, Singapore, 1992), p.605-610.
5. R.A.Klemm, Int.J.Mod.Phys. B 12, 2920 (1997).
6. L.S.Mazov, Phys.Rev. B 70, 054501 (2004); see, also in: Superconductivity Research at the Leading Edge, Ed. by P.S.Lewis (Nova Science Publishers, Inc., NY, 2004), p.1-23.

Связь модулированной структуры и T_c в монокристаллах Bi-2201

В.П. Мартовицкий, В.В. Родин,
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Монокристаллы Bi-2201 с температурой перехода 2-10 К являются идеальным объектом для изучения механизма ВТСП, поскольку при таких низких температурах удается подавить сверхпроводимость магнитным полем и изучать как нормальные, так и сверхпроводящие свойства при одной и той же температуре. Однако, в большинстве опубликованных работ на этих монокристаллах преобладает «физический» подход к изучению механизма ВТСП, для которого характерно стремление отобрать для исследований как можно более совершенные кристаллы и интерполировать полученные результаты для кристаллов с более высокими T_c Bi-2212 и Bi-2223, мотивируя это однотипным характером структур всех трех фаз, отличающихся только числом слоев CuO_2 в элементарной ячейке.

Если учитывать только средние позиции атомов, то структуры всех трех фаз действительно очень похожи: жесткие блоки с перовскитовой структурой переложены вдоль оси ***c*** блоками с мягкой структурой типа NaCl. Внедрение дополнительного кислорода в слои Bi-O и частичная замена Sr на Bi в слоях SrO для компенсации несоответствия а параметрах двух типов решеток приводят к появлению носителей на слоях CuO_2 (концентрация которых тесно связана со значением T_c) и к модулированной сверхрешетке. Из-за малой толщины перовскитового блока фазы Bi-2201 ее модулированная сверхрешетка моноклинная, тогда как сверхрешетки фаз Bi-2212 и Bi-2223 – ромбические.

Наши исследования в течение последних 10 лет монокристаллов Bi-2201, выращенных из раствора–расплава KCl [1,2], показали наличие линейной зависимости величины угла β_{mod} моноклинной сверхрешетки и T_c. В монокристаллах с $T_c \approx 2$ К β_{mod} = 122.5°, тогда как в кристаллах с $T_c \approx 13$ К β_{mod} = 129.5°. В отличие от большинства опубликованных работ по этим монокристаллам, изменение угла моноклинной сверхрешетки в исследованных нами кристаллах сопровождается обратной линейной зависимостью компонентов модуляционного вектора вдоль осей ***в*** и ***c***. В интервале значений T_c 2–13 К компонента модуляционного вектора вдоль оси ***в*** изменяется от 0.210 до 0.180, а компонента вдоль оси ***c*** – от 0.500 до 0.750, соответственно. Параметры сверхрешетки несверхпроводящих кристаллов также ложатся на ту же самую прямую линию. На кристаллах Bi-2201, выращенных из расплава при быстром охлаждении [3], нами наблюдалась такая же закономерность.

Еще одним подтверждением корреляции между значением T_c и параметрами модулированной структуры является изучение не самых совершенных кристаллов с уширенным переходом [4]. В них наблюдаются прослойки с модуляционными двойниками. В одних слоях вектор модулированной структуры $q=q_b\mathbf{b^*} + q_c\mathbf{c^*}$, тогда как в других – $q=q_b\mathbf{b^*} - q_c\mathbf{c^*}$. При этом если среднее значение T_c больше 5К, то компоненты модулированной структуры подчиненного двойника имеют значения, характерные для кристаллов с более высокими значениями T_c. И наоборот, для кристаллов с Tc < 3К параметры модулированной структуры подчиненного двойника сдвинуты в сторону более низких температур.

Для «физического» подхода характерно рассмотрение взаимосвязи T_c с концентрацией носителей на слоях CuO_2. При этом не учитываются возможные изменения структуры для кристаллов с различной концентрацией носителей. Фаза $Bi_{2+x}Sr_{2-x+y}Cu_{1+y}O_{6+\delta}$ характеризуется широкой областью гомогенности с двойным автолегированием: часть позиций стронция (0.1-0.4) занято висмутом, а часть позиций висмута (0-0.2) занято медью [5]. Кроме междоузельного кислорода в слоях BiO обнаружен также кислород с заселенностью позиции 0.8 между слоями BiO [6], а также отмечены вакансии кислорода в слоях SrO [5]. Линейная зависимость T_c с углом моноклинной сверхрешетки, а также обратная линейная зависимость между двумя компонентами модуляционного вектора позволяют предположить, во-первых, взаимозависимость концентраций дефектов замещения ионов стронция на ионы висмута и междоузельного кислорода в слоях BiO, а также преобладающее влияние на T_c концентрации дефектов первого типа, поскольку с ростом T_c концентрация междоузельного кислорода уменьшается. По-видимому, при росте кристаллов в кавернах раствора–расплава KCl на фазовой диаграмме Bi-2201 вместо одного большого минимума наблюдается сразу нескольких близких локальных минимумов для фаз, в которых каждой конкретной концентрации избыточного висмута в позициях стронция соответствует своя, определенная концентрация избыточного кислорода в слоя Bi–O. Это подтверждается безуспешными попытками изменить температуру перехода более чем на один градус при отжиге кристаллов в атмосферах аргона или кислорода без ухудшения структурного совершенства. В кристаллах, выращенных из собственного флюса, а также в поликристаллических образцах, соотношение компонент модуляционного вектора не имеет линейной зависимости и находится в другом диапазоне значений [7-9]. В таком случае свойства конкретного кристалла будут определять-

ся не только концентрацией носителей на слоях CuO_2 , но и его структурными особенностями.

Для слоистых структур весьма характерны дефекты сдвига одних пакетов слоев относительно других в базисной плоскости. Для структур Bi–ВТСП сдвиговые дефекты модулированной сверхрешетки проявлены в гораздо большей степени, чем для основной решетки. Поэтому в лучших кристаллах Bi–2212 размер областей когерентного рассеяния (ОКР) рентгеновских лучей вдоль оси ***c*** близок к пределу разрешения метода (800–1000 Å), тогда как для сверхрешетки он составляет всего 100–150 Å. Моноклинный сдвиг сверхрешетки в структуре Bi–2201 приводит к локальным сближениям в некоторых участках структуры соседних слоев Bi–O с образованием между ними перемычек кислорода [6]. В результате в этой структуре появляется дополнительный фактор для упорядочения сдвиговых смещений вдоль оси ***c***. И действительно, в лучших образцах Bi–2201 длина ОКР модулированной сверхрешетки достигает 400–500 Å, что в несколько раз больше, чем в кристаллах Bi–2212. При этом ширина основных рефлексов для обоих типов кристаллов примерно одинакова. Поэтому, несмотря на близость средних структур фаз Bi–2201 и Bi–2212, слоистый характер структуры в последней фазы проявлен в значительно большей степени, чем для фазы Bi–2201.

1. J.I. Gorina, G.A. Kaljushnaia, V.I. Ktitorov, V.P. Martovitsky, V.V. Rodin, V.A. Stepanov and S.I. Vedeneev. Solid State Commun. **91** 615 (1994).

2. V.P. Martovitsky, J.I. Gorina, G.A. Kaljushnaia. Solid State Commun. **96** 893 (1995).

3. I. P. Kazakov, V. I. Ktitorov and V. A. Stepanov. Solid State Commun. **78**, 983 (1991).

4. В.П. Мартовицкий, В.В. Родин. Краткие сообщения по физике ФИАН, №7 (2003).

5. H. Leligny, S. Durčok, P. Labbe, M. Ledesert, and B. Raveau. Acta Crystallogr. **B48** 407 (1992).

6. A.I. Beskrovnyi, S. Durčok, J. Heitmanek, Z. Jirak, E. Pollert, I.G. Shelkova. Physica **C222** 375 (1994).

7. Y. Gao, P. Lee, J. Ye, P. Bush, V. Petricek and P. Coppens. Physica **C160** 431 (1989).

8. R.M. Fleming, S.A. Sunshine, L.F. Schneemeyer, R.V. Van Dover, R.J. Cava, P.M. Marsh, J.V. Waszczak, S.H. Glarum and S.M. Zahurak. Physica **C173** 37 (1991).

9. N.R. Khasanova, E.V. Antipov. Physica **C246** 241 (1995).

Влияние цинка на зонный спектр $Y_{0.8}Ca_{0.2}Ba_2Cu_3O_y$ в нормальной фазе

О.А. Мартынова, Д.В. Потапов, М.В. Елизарова, В.Э. Гасумянц
Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, 195251 Россия
Л.П. Мезенцева
Институт химии силикатов РАН, Санкт-Петербург 199155, Россия

Представлены результаты экспериментального исследования транспортных свойств соединения $Y_{0.8}Ca_{0.2}Ba_2Cu_3O_y$ при замещении меди цинком и их анализ в рамках модели узкой зоны. Проанализирован характер и возможный механизм влияния цинка на структуру зонного спектра в нормальной фазе.

Сильное подавление сверхпроводящих свойств системы $YBa_2Cu_3O_y$ при замещении плоскостной меди цинком неоднократно обсуждалось в литературе. Однако примесь цинка может оказывать специфическое воздействие и на зонный спектр $YBa_2Cu_3O_y$ в нормальной фазе. Вопрос о характере и механизме этого воздействия несомненно интересен, но остается до сих пор слабо изученным.

В работе исследована модификация транспортных и сверхпроводящих свойств $Y_{0.8}Ca_{0.2}Ba_2Cu_3O_y$ при легировании цинком. Объектами исследования являлись три серии керамических образцов состава $Y_{0.8}Ca_{0.2}Ba_2Cu_{3-x}Zn_xO_y$ (x=0.00, 0.05, 0.075, 0.1, 0.125, 0.15) с различным состоянием кислородной подсистемы. Последнее достигалось путем совместного отжига образцов стартовой серии в вакууме при T=460 и 470°C. Для всех образцов были измерены температурные зависимости удельного сопротивления, $\rho(T)$, и коэффициента термоэдс, $S(T)$, в диапазоне температур $T=T_c\div300$К.

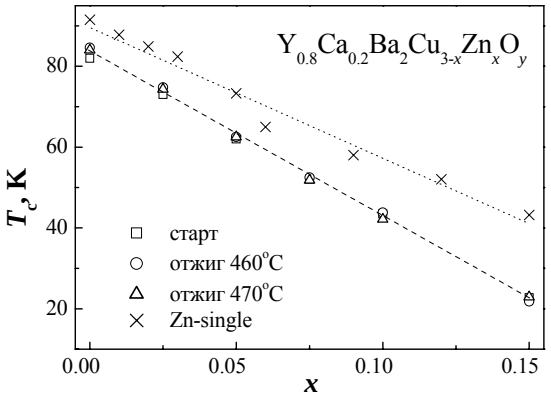


Рис. 1. Зависимость $T_c(x)$.

Кривые $\rho(T)$ демонстрируют типичную для всех ВТСП линейную зависимость в широком диапазоне температур. Зависимости критической температуры от содержания цинка показаны на рис. 1. Здесь же для сравнения приведена зависимость $T_c(x)$ для случая одиночного легирования Zn→Cu [1]. Видно, что зависимость $T_c(x)$ для исследованной системы, также как и для $YBa_2Cu_{3-x}Zn_xO_y$, близка к линейной, однако, подавление сверхпроводящих свойств при этом происходит быстрее. Необходимо отметить, что уменьшающий содержание кислорода отжиг в целом не оказывает влияния на значение T_c.

Неизменность сверхпроводящих свойств при уменьшении содержания кислорода может быть объяснена на основании полученных ранее результатов [2]. Согласно [2], рост x в $Y_{1-x}Ca_xBa_2Cu_3O_y$ приводит к подавлению сверхпроводимости в случае содержания кислорода, близкого к стехиометрическому, но вызывает рост T_c для образцов с отклонением от кислородной стехиометрии. Однако, для случая 10-20% замещения иттрия кальцием отжиг практически не оказывает влияния на значение критической температуры. По этой причине для системы $Y_{0.8}Ca_{0.2}Ba_2Cu_{3-x}Zn_xO_y$ отжиг (и, соответственно, уменьшение содержания кислорода) практически не изменяет сверхпроводящих свойств.

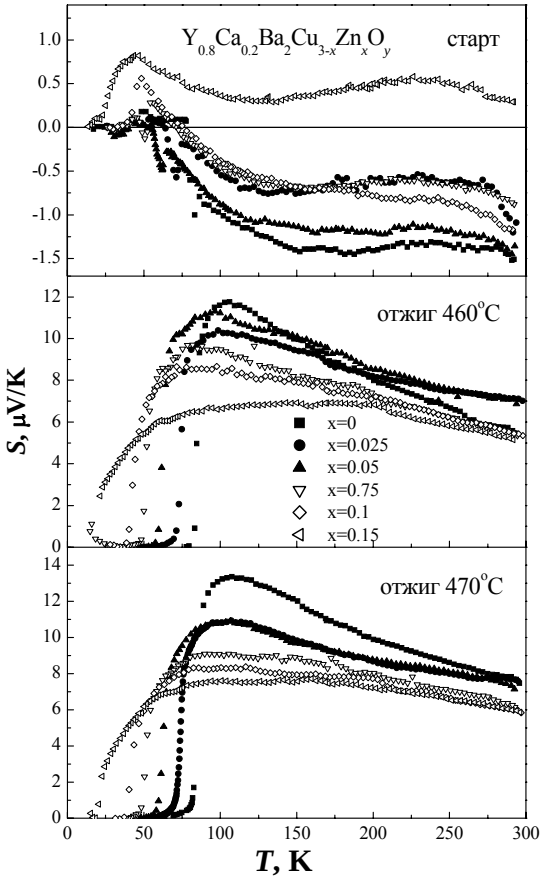


Рис. 2. Экспериментальные зависимости $S(T)$.

Полученные зависимости $S(T)$ приведены на рис. 2. Видно, что для всех трех серий отжиг в целом приводит к незначительному росту абсолютных значений S. Так, для стартовой серии значения

$S(T=300K)$ с ростом x изменяются в пределах -1.5÷-0.5 мкВ/К, тогда как для серий, отожженных при 460°С и 470°С, эти значения составляют 5÷7 мкВ/К и 6÷8 мкВ/К, соответственно. При этом увеличение x не приводит к какому-либо направленному изменению значения $S(T=300K)$.

Однако легирование цинком оказывает существенное влияние на модификацию вида зависимостей $S(T)$. Коэффициент термоэдс демонстрирует близкое к линейному падение с ростом температуры при T=150÷300К (за исключением стартовой серии, где значения S очень малы, вследствие чего существенное влияние на вид $S(T)$ оказывают мелкие детали строения зонного спектра). При этом с ростом x наклон кривых $S(T)$ последовательно уменьшается. Отметим, что аналогичные тенденции в модификации $S(T)$ с ростом содержания цинка наблюдались ранее для системы с одиночным легированием ($YBa_2Cu_{3-x}Zn_xO_y$) при больших x [3].

Полученные результаты по зависимостям $S(T)$ для двух отожженных серий образцов были проанализированы в рамках феноменологической модели узкой зоны [4]. Данная модель позволяет оценить основные параметры зонного спектра и системы носителей заряда в нормальной фазе: полную эффективную ширину проводящей зоны, W_D, степень локализации состояний, C, степень заполнения зоны электронами, F, и степень ее асимметрии, b. Данные для стартовой серии в связи с малыми значениями S и большой, за счет этого, погрешностью расчетов обработке не подвергались.

Согласно нашим расчетам, замещение цинком плоскостной меди в системе $Y_{0.8}Ca_{0.2}Ba_2Cu_{3-x}Zn_xO_y$ приводит к незначительному сужению полной эффективной ширины зоны и росту степени заполнения. Степень локализации состояний для данной серии образцов испытывает незначительные колебания без какой-либо направленной тенденции.

Что касается степени асимметрии зоны, как было показано ранее [2,4], легирование кальцием приводит к возникновению и последовательному росту «отрицательной» асимметрии (b<0), что вызвано внесением кальцием дополнительных состояний в проводящую зону. Вследствие этого, для образца $Y_{0.8}Ca_{0.2}Ba_2Cu_3O_y$ b=-0.02. Дополнительное легирование цинком приводит к уменьшению «отрицательной» асимметрии, и в результате b=0 для образцов $Y_{0.8}Ca_{0.2}Ba_2Cu_{2.8}Zn_{0.2}O_y$. Эта динамика асимметрии зоны и приводит к наблюдаемому в эксперименте уменьшению наклона зависимостей $S(T)$ (см. рис. 2). Отметим, что для системы с одиночным замещением меди цинком наблюдались аналогичные тенденции в изменении всех модельных параметров. Это может быть объяснено только наличием непосредственного воздействия цинка на структуру зонного спектра в нормальной фазе.

При интерпретации полученных результатов необходимо учесть следующее. Известно, что проводящая зона в ВТСП формируется взаимодействием d-орбиталей плоскостной меди, Cu(2), с p-орбиталями кислорода. Авторы [5] высказали предположение, что уровни атома цинка в $YBa_2Cu_{3-x}Zn_xO_y$ попадают в область более низких энергий по сравнению с уровнями замещаемых им атомов Cu(2). В результате кислородные орбитали, участвовавшие ранее в формировании проводящей зоны, выбрасываются в область энергий ниже уровня Ферми. Это приводит к разрушению проводящей зоны, которое, согласно нашим данным, выражается в уменьшении W_D. В свою очередь, динамика изменения $F=n/N$, где n-число электронов, N-число состояний в зоне, подтверждает предположение о разрушении зоны. Цинк является изовалентной примесью и не может приводить к изменению n, что подтверждается слабой зависимостью $S(T=300K)$ от x. Наблюдаемый при этом рост параметра F можно объяснить только уменьшением числа состояний в зоне. Этим же выбросом состояний из зоны можно объяснить и уменьшение ее асимметрии. Таким образом, увеличение концентрации цинка ведет к возникновению асимметрии проводящей зоны, противоположной по знаку «кальциевой» асимметрии, а также ее разрушению вследствие выброса состояний.

Более низкие, относительно $YBa_2Cu_{3-x}Zn_xO_y$, значения T_c в исследованной системе могут быть объяснены суммированием двух механизмов подавления сверхпроводимости. Во-первых, цинк подавляет T_c главным образом за счет непосредственного разрушения пар. Во-вторых, кальций, как неизовалентная примесь, уменьшает содержание кислорода, внося тем самым разупорядочение в кислородную подсистему, что, согласно механизму андерсоновской локализации, ведет к расширению проводящей зоны. Это вызывает уменьшение значения функции плотности состояний на уровне Ферми, $D(E_F)$, и, как следствие, падение T_c. В результате значения T_c в исследованной системе оказываются изначально ниже, чем в случае $YBa_2Cu_{3-x}Zn_xO_y$. При этом более высокая скорость подавления T_c в $Y_{0.8}Ca_{0.2}Ba_2Cu_{3-x}Zn_xO_y$ объясняется более сильным уменьшением $D(E_F)$ с ростом x за счет дополнительного воздействия цинка на структуру проводящую зоны в нормальной фазе на фоне уже существующего влияния кальция.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 02-02-16841-а), Министерства образования РФ (грант Е02-3.4-120) и Правительства Санкт-Петербурга (грант М04-2.4Д-426).

1. R. Liang et al., Physica C 170, 307 (1990).
2. В. Э. Гасумянц и др., ФТТ 40, 2145 (1998).
3. M. Sera et al. J. Phys. Soc. Jap. 62, 281 (1993)
4. V. E. Gasumyants. In: *Advances in Cond. Mat. and Materials Research* / ed. by F. Gerard, vol.1, Nova Science Publ., New York (2001), p.135.
5. R. Gupta, M. Gupta. Phys .Rev. B 59, 3381 (1999).

Квантовый транспорт в андреевских проводах.

В.М.Винокур[1], Н.Б.Копнин[2,3], А.С.Мельников[1,4]
[1]*Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois 60439, US*
[2]*Институт Теоретической Физики РАН, 119334 Москва, Россия*
[3]*Low Temperature Laboratory, Helsinki University of Technology, P.O. Box 2200, FIN-02015 HUT, Finland*
[4]*Институт Физики Микроструктур РАН, 603950 Нижний Новгород, ГСП-105, Россия*

В работе проведены теоретические исследования квантового транспорта в андреевских проводах (цилиндрах нормального металла в сверхпроводящей матрице). Андреевский провод представляет собой, в частности, простейшую модель для исследования когерентного транспорта квазичастиц вдоль вихревых линий в сверхпроводниках второго рода. Вычислен коэффициент теплопроводности андреевского провода как функция длины провода d, его радиуса a и длины свободного пробега l. При этом в баллистическом пределе решение основано на анализе соответствующей задачи рассеяния для квазичастиц, поставленной в рамках теории Боголюбова-де Жена. Показано, что в чистом случае коэффициент теплопроводности спадает с увеличением длины провода, а при больших длинах провода транспорт тепла определяется дрейфом квазиклассических траекторий квазичастиц вдоль оси провода. Предложено феноменологическое обобщение кинетического уравнения, позволяющее учесть этот неквазиклассический дрейф в присутствие рассеяния на дефектах. Решения, полученные в рамках такого подхода, позволили предсказать существование необычного режима возвратной локализации в андреевских проводах: коэффициент теплопроводности есть немонотонная функция длины свободного пробега. Экспериментально указанные эффекты могут наблюдаться как в искусственных гибридных системах типа нормальный металл - сверхпроводник, так и в смешанном (промежуточном) состоянии сверхпроводников второго (первого) рода, где вихревые линии (домены нормальной фазы) играют роль андреевских проводов. Полученные результаты представляются важными и для понимания более широкого круга задач, в которых дрейф квазиклассических траекторий может существенно определять измеряемые физические величины.

Основной особенностью электронного транспорта в изучаемой системе (андреевском проводе) по сравнению с квантовым транспортом в обычных мезоскопических проводах является механизм формирования поперечных электронных мод: в обычных проводах – это размерное квантование за счет нормального отражения электронов на границе провода, а в андреевском проводе квантованные уровни поперечного движения образуются за счет андреевского отражения на неоднородном потенциале сверхпроводящей щели. Андреевские провода относятся к более широкому классу гибридных мезоскопических систем, таких как андреевские интерферометры и биллиарды. С экспериментальной точки зрения специфика андреевских проводов заключается в том, что наиболее адекватным методом изучения одночастичного транспорта является измерение теплопроводности.

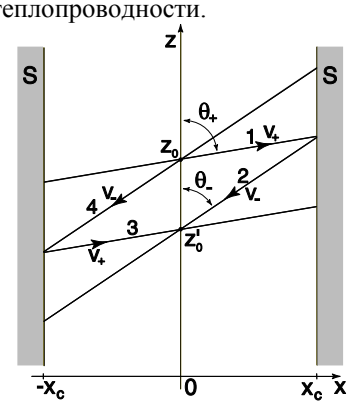


Рис. 1. Траектории электронов (1), (3) и дырок (2), (4) в андреевском проводе.

Баллистический транспорт - Для андреевских уровней групповая скорость вдоль оси провода z оказывается малой по сравнению со скоростью Ферми V_F: $V_g = \dfrac{\partial\varepsilon}{\hbar\partial k_z} \sim V_F \dfrac{\varepsilon}{E_F}$. Таким образом, для большой длины вихревой нити тепловой транспорт оказывается существенно неквазиклассичным. Тепловой кондактанс в этом предельном случае может быть вычислен по формуле Ландауэра с использованием выражения для групповой скорости квазичастичных состояний: $\kappa \sim \dfrac{T}{\hbar}(k_F a)^2 \dfrac{V_g}{V_F}$.

Полученный таким образом кондактанс оказывается значительно меньше Шарвиновского кондактанса $\kappa = \dfrac{T}{\hbar} N_{Sh} \sim \dfrac{T}{\hbar}(k_F a)^2$ нормального провода, окруженного изолятором. Такое уменьшение эффективного числа транспортных мод $N_{eff} = \dfrac{\hbar}{T}\kappa$ связано с андреевским характером отражения на стенках провода. При этом в квазиклассическом приближении траектория падающего электрона точно совпадает с траекторией отраженной дырки. Отличный от нуля вклад в теплопроводность возникает лишь за счет малого угла между траекто-

риями падающего электрона и отраженной дырки. Именно это расхождение траекторий (показанное на Рис. 1) ответственно за дрейф квазичастиц вдоль провода. Для образцов достаточно малой толщины доминирующий вклад в транспорт связан с пролетными квазиклассическими траекториями, испытывающими слабое андреевское отражение от стенок провода. Доля таких пролетных траекторий убывает с увеличением длины d, что приводит в свою очередь к убыванию теплового кондактанса: $N_{eff} \sim (k_F a)^2 \frac{a^2}{d^2}$. Для случая вихревой линии (за рамками модели полностью нормального кора) зависимость теплопроводности от длины d оказывается более сложной и проанализирована нами в различных температурных режимах на основе решения соответствующей задачи рассеяния, поставленной в рамках теории Боголюбова-де Жена:

$$N_{eff} \sim (k_F a)^2 \frac{a^6}{d^6}, \text{ при } T << T_c\, \xi/d$$

$$N_{eff} \sim (k_F a)^2 \frac{a^2}{d^2}\left(\frac{T}{T_c}\right)^4, \text{при } T_c >> T >> T_c\, \xi/d$$

Здесь T_c - критическая температура, ξ - длина когерентности.

Диффузионный транспорт – *П*ереходя к теоретическому анализу влияния рассеяния квазичастиц на тепловой транспорт, мы остановились на случае упругого рассеяния на примесях и выполнили расчет теплового кондактанса андреевских каналов в диффузионном режиме. Для получения нетривиальных транспортных свойств представляет интерес рассмотреть случай достаточно большой $l >> a$. Заметим, что в противоположном пределе тепловая проводимость фактически совпадает с той, которая получается для провода в окружении изолятора: $\kappa \sim \frac{T}{\hbar}(k_F a)^2 \frac{l}{d}$. В пионерской работе А.Ф.Андреева [1] было показано, что в квазиклассическом приближении тепловой транспорт в таких системах определяется нетривиальной диффузией квазичастиц (теплопроводность уменьшается с увеличением длины свободного пробега): $\kappa_A = \frac{T}{\hbar} N_A \sim \frac{T}{\hbar}(k_F a)^2 \frac{a^2}{ld}$. В своей работе мы поставили задачу изучить кроссовер от режима такой андреевской диффузии к баллистическому пределу, описываемому формулой Ландауэра (см. выше). Основой нашего анализа стало обобщение стандартного метода кинетического уравнения, используемого при квазиклассическом подходе, на случай малой электрон-дырочной асимметрии, приводящей к изменению импульса при андреевском отражении (см. Рис. 1). На Рис. 2. схематически проиллюстрирована зависимость теплового кондактанса от длины свободного пробега для длинного провода $d >> aV_F/V_g$. Качественная оценка влияния рассеяния на дрейф траекторий может быть получена путем введения эффективного коэффициента диффузии $D_{eff} = V_g l_{eff} = V_g^2 \tau$, где $l = V_F \tau$. Для вклада в теплопроводность, связанного с дрейфом траекторий, получаем:

$$\kappa_L = \frac{T}{\hbar} N_L \sim \nu_F a^2 D_{eff}/d \sim \frac{T}{\hbar}(k_F a)^2 \frac{V_g^2}{V_F^2}\frac{l}{d},$$

где ν_F - плотность состояний на уровне Ферми. Минимум полного теплового кондактанса $\kappa = \frac{T}{\hbar}(N_A + N_L)$ реализуется при $l \sim aV_F/V_g$: $\min N_{eff} \sim (k_F a)^2 \frac{a}{d}\frac{V_g}{V_F}$. На основе расчетов немонотонной зависимости теплового кондактанса от длины свободного пробега мы предсказываем возможность реализации необычного режима возвратной локализации квазичастичных мод в андреевском канале, которая может наблюдаться для $l >> a$. Такой режим локализации, в соответствии с критерием $N_{eff} < 1$ [2], может наблюдаться для достаточно длинных проводов $d > d_{loc} \sim a(k_F a)^2 \frac{V_g}{V_F}$.

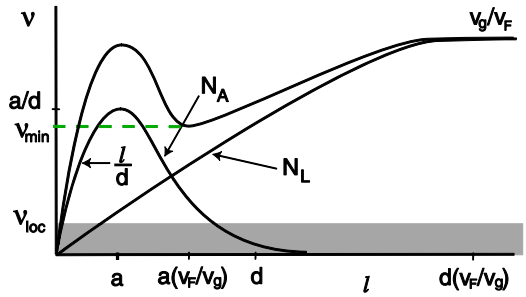


Рис. 2. Эффективное число транспортных мод, $\nu = N_{eff}/N_{Sh}$ как функция l.

Работа выполнена при частичной поддержке US DOE Office of Science в рамках контракта No.W-31-109-ENG-38, РФФИ, Программы «Квантовая макрофизика» РАН, гранта Президента РФ для молодых докторов наук (МД-141.2003.02), и Фонда поддержки отечественной науки. А.С.М. признателен Лаборатории Низких Температур Университета Технологии Хельсинки за гостеприимство.

1. А. Ф. Андреев, ЖЭТФ 47, 2222 (1964).
2. D. J. Thouless, Phys. Rev. Lett. 39, 1167 (1977).

Андреевское рассеяние и спектр квазичастиц в сверхпроводящих наноконтактах в магнитном поле.

В.М.Винокур[1], Н.Б.Копнин[2,3], А.С.Мельников[1,4]
[1]*Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois 60439, US*
[2]*Институт Теоретической Физики РАН, 119334 Москва, Россия*
[3]*Low Temperature Laboratory, Helsinki University of Technology, P.O. Box 2200, FIN-02015 HUT, Finland*
[4]*Институт Физики Микроструктур РАН, 603950 Нижний Новгород, ГСП-105, Россия*

В работе изучено влияние внешнего магнитного поля H на спектр квазичастиц $\varepsilon(H)$ в сверхпроводящем наноконтакте (квантовом канале, соединяющем два массивных сверхпроводящих берега). Сверхтекучий ток, индуцированный магнитным полем в сверхпроводящих электродах, приводит к изменению импульса квазичастиц при андреевском отражении и, как следствие, отвечает за дополнительное нормальное рассеяние электронных волн на концах квантового канала с малым числом поперечных мод. Это нормальное рассеяние, управляемое внешним магнитным полем, связывает электронные состояния в канале, обладающие противоположными импульсами, и приводит к появлению зависящей от внешнего магнитного поля минищели в спектре квазичастиц. Изменение спектральных характеристик квазичастиц в свою очередь меняет транспортные свойства наноконтакта (например, зависимость джозефсоновский ток-разность фаз и вольт-амперные характеристики).

Сверхтекучий ток, индуцированный внешним магнитным полем, позволяет управлять расхождением электронных и дырочных траекторий при андреевском отражении. На Рис. 1. (a) схематически проиллюстрирован механизм такого управления (заметим, что здесь размер b нормальной области мал по сравнению с радиусом циклотронной орбиты и, следовательно, мы пренебрегаем эффектами искривления траекторий квазичастиц в магнитном поле [1]). Отклонение траектории дырки от траектории электрона при андреевском отражении связано с тем, что в присутствие сверхтекучего тока с импульсом $\hbar\vec{k}_s$ дырка, отражающаяся от границы сверхпроводника, приобретает дополнительный импульс $\hbar\vec{k}_s$ [2]. Расхождение дырочной и электронной траекторий при распространении через нормальную область составляет $(k_s/k_F)b$ (k_F - импульс Ферми). Отношение этой величины и поперечного размера канала a характеризует вероятность возвращения дырки в канал. Для сверхпроводящего одномодового наноконтакта ($b \sim \xi$, $a \sim k_F^{-1}$, ξ-длина когерентности) это отношение есть $k_s\xi \sim H/H_{cm}$, где H_{cm}- термодинамическое критическое поле. Дырочные траектории, которые не возвращаются в канал, испытывают нормальное отражение от границы с изолятором. Этот процесс приводит к взаимодействию электронных волн u^+ и u^-, т.е. к дополнительному нормальному рассеянию в системе.

Введем сферическую систему координат $x = r\sin\theta\cos\phi$, $y = r\sin\theta\sin\phi$, $z = r\cos\theta$ с началом, расположенным в центре выходного отверстия канала. При $\xi >> r >> a$ электронные и дырочные волны могут быть описаны функциями:

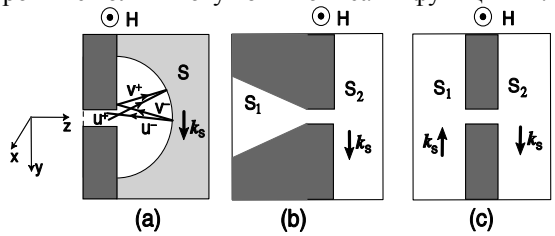


Рис. 1. (a) Одномодовый канал в контакте с нормальной областью (белый полукруг) окруженной сверхпроводником (S). (b) Асимметричный и (c) симметричный наноконтакты.

$$\begin{pmatrix} u^{\pm} \\ v^{\pm} \end{pmatrix} = \frac{e^{\pm ik_F r}}{r}\begin{pmatrix} U^{\pm}(\theta,\phi) \\ V^{\pm}(\theta,\phi) \end{pmatrix}.$$

Мы используем упрощенную модель сшивки дифракционного поля с полем в канале. Запишем угловые амплитуды в виде:

$$\begin{pmatrix} U^{\pm} \\ V^{\pm} \end{pmatrix} = P(\theta,\varphi)\times\begin{pmatrix} u_0^{\pm} \\ v_0^{\pm} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \Psi_u^{\pm} \\ \Psi_v^{\pm} \end{pmatrix},$$

где функция $P(\theta,\phi)$ описывает моду дифракционного поля, которая идеально согласована с модой электронного волновода $\propto e^{\pm ik_z z}$ с амплитудами $u_0^{\pm}$ и $v_0^{\pm}$ (т.е. трансформируется в нее без отражений от конца волновода). Предполагается также, что вся остальная часть дифракционного поля $\Psi_u^{\pm}, \Psi_v^{\pm}$ испытывает полное нормальное отражение от конца волновода ($\Psi_u^{+} = \breve{R}_{\varepsilon}\Psi_u^{-}$, $\Psi_v^{+} = \breve{R}_{-\varepsilon}\Psi_v^{-}$) и ортогональна идеально согласо-

ванной моде: $\left\langle P \mid \Psi^{\pm}_{u,v} \right\rangle = 0$ (угловые скобки использованы для обозначения интегрирования по углам). В простейшем случае зеркально отражающей плоской поверхности сверхпроводника и в отсутствие эффекта коллимации мы имеем $P = \cos\theta$. Предположение зеркального отражения также позволяет выбрать $\breve{R}_{\varepsilon} = -e^{i\varphi_r}$. Решение уравнений Боголюбова- де Жена дает нам связь амплитуд электронных и дырочных волн в присутствие сверхтекучего тока.

Рассмотренная простая схема учета дифракции позволяет вычислить матрицы рассеяния $\hat{S}_L$ и $\hat{S}_R$ на левом и правом концах волновода, связывающие амплитуды волн в канале: $\begin{pmatrix} u_0^- \\ v_0^+ \end{pmatrix}_R = \hat{S}_R \begin{pmatrix} u_0^+ \\ v_0^- \end{pmatrix}_R$.

Приведем здесь для примера выражение для матрицы рассеяния на правом конце волновода:

$$\hat{S}_R = \frac{1}{1-c_{\varepsilon}^2}\left(e^{-i\varphi_r\hat{\sigma}_z}(|c_{\varepsilon}|^2 - 1) - (c_{\varepsilon} - c_{\varepsilon}^*)e^{i\chi\hat{\sigma}_z}\hat{\sigma}_x\right)$$

где 2χ - разность сверхпроводящих фаз между электродами, σ_x - одна из матриц Паули,

$$c_{\varepsilon} = \frac{\left\langle P(1+e^{i(\varphi_{-\varepsilon}-\varphi_{\varepsilon})})^{-1}P\right\rangle}{\left\langle P(e^{i\varphi_{\varepsilon}} + e^{i\varphi_{-\varepsilon}})^{-1}P\right\rangle},$$

фазовый множитель

$$e^{i\varphi_{\varepsilon}} = \frac{\varepsilon}{\Delta} - \frac{\xi k_{sr}}{2} + i\sqrt{1-\left(\frac{\varepsilon}{\Delta} - \frac{\xi k_{sr}}{2}\right)^2}$$

дает амплитуду андреевского отражения с учетом зависящего от углов допплеровского сдвига энергии квазичастиц $\xi k_{sr} = \xi k_s \sin\theta \sin\phi$, Δ - сверхпроводящая щель. Интерференция волн, приобретающих зависящие от углов фазовые сдвиги, вызванные эффектом Допплера, приводит к частичному подавлению андреевского отражения в квантовом канале (по аналогии с обычным андреевским интерферометром [3]) Спектр связанных квазичастичных состояний в наноконтакте может быть получен путем решения уравнения

$$\det\left(1 - e^{i\hat{\sigma}_z k_z d}\hat{S}_R e^{i\hat{\sigma}_z k_z d}\hat{S}_L\right) = 0,$$

где d - длина волновода.

Асимметричный контакт (Рис. 1. (b)) – Рассмотрим сначала случай предельно асимметричного контакта, такого, что радиус кривизны поверхности левого электрода мал по сравнению с лондоновской глубиной экранировки, и, следовательно, мы можем пренебречь сверхтекучими токами, наводимыми в левом электроде. В пределе энергий, малых по сравнению со щелью Δ, получаем спектр связанных мод: $\varepsilon \approx \pm\sqrt{\Delta^2\cos^2\chi + \varepsilon_g^{\,2}}$, где зависящая от H минищель дается выражением $\varepsilon_g(H) \sim \Delta(H/H_{cm})^2$. При $\varepsilon_g \to 0$ получаем стандартный спектр $\varepsilon = \pm\Delta\cos\chi$ [4].

Симметричный контакт (Рис. 1. (c)) – Выражение для низкоэнергетического спектра локализованных в наноконтакте состояний в симметричном случае аналогично приведенному выше, однако, выражение для минищели в спектре содержит осциллирующий (как функция d) фактор:

$$\varepsilon_g(H) \sim \Delta(H/H_{cm})^2 \,|\sin(k_z d - \varphi)|,$$

что является естественным следствием резонансного туннелирования в симметричной системе.

Можно ожидать, что появление зависящей от магнитного поля минищели в спектре существенно повлияет на транспортные свойства наноконтакта (по аналогии с ситуацией [5,6], когда минищель есть результат нормального рассеяния на барьерах или примесях в наноконтакте). Увеличение $\varepsilon_g(H)$ должно приводить к падению джозефсоновского сверхтока и более синусоидальной форме зависимости джозефсоновский ток - разность фаз. Кроме того, минищель должна модифицировать и резистивные характеристики наноконтакта, в частности, приводить к подавлению постоянной составляющей тока при напряжениях $eV < \varepsilon_g(H)$.

Работа выполнена при частичной поддержке US DOE Office of Science в рамках контракта No.W-31-109-ENG-38, РФФИ, Программы «Квантовая макрофизика» РАН, гранта Президента РФ для молодых докторов наук (МД-141.2003.02), и Фонда поддержки отечественной науки. А.С.М. признателен Лаборатории Низких Температур Университета Технологии Хельсинки за гостеприимство.

1. В. П. Галайко, Е. В. Безуглый, ЖЭТФ 60, 1471 (1971); С. И. Божко, В. С. Цой, С. Е. Яковлев, Письма в ЖЭТФ 36, 123 (1982); P. A. M. Benistant et al., Phys. Rev. B 32, 3351 (1985).
2. B. Gotzelmann et al., Phys. Rev. B 52, R3848 (1995); P. M. A. Cook et al., Europhys. Lett. 30, 355 (1995).
3. A. F. Morpurgo et al., Phys. Rev. Lett. 78, 2636 (1997).
4. И. О. Кулик, А. Н. Омельянчук, ФНТ 3, 945 (1977); C. W. J. Beenakker and H. van Houten, Phys. Rev. Lett. 66, 3056 (1991).
5. W. Habercorn et al., Phys. Status Solidi A 47, K161 (1978); C. W. J. Beenakker, Phys. Rev. Lett. 67, 3836 (1991); D. Averin and A. Bardas, Phys. Rev. Lett. 75, 1831 (1995); E. Scheer et al., Phys. Rev. Lett. 78, 3535 (1997).

Закономерности проявлений псевдощелевого состояния в транспортных свойствах $YBa_2Cu_3O_\gamma$ при $T \le 1200$ K

А. В. Митин,
Институт физических проблем им. П.Л. Капицы, 119334 Москва, Россия

Из анализа ранее полученных результатов [1] следует, что понижение γ в $YBa_2Cu_3O_\gamma$ приводит к уменьшению эффективного размера w_η квантованных дырочных возбуждений, значительная часть которых конденсируется в протяженных потенциальных ямах, создаваемых фрагментами цепочек анионов из базисной плоскости. Повышение плотности дырок n_p в квазиодномерном конденсате таких ям способствует как многократному росту энергии их спаривания Δ_s, так и усилению фазовой жёсткости коллективных состояний, генерируемых в бозонных страйпах, иерархия которых определяется рангом η [2]. В наиболее узких страйпах второго ранга шириной $w_\eta = \eta a$ (a – среднее расстояние между ионами Cu^{2+}) критическая температура реализуемых в них протяженных когерентных состояний может достигать $T^*_{c\eta} \approx 1200$ K [2]. В рамках предложенного сценария [1, 2] находят объяснение как ранее опубликованные данные, так и результаты недавних исследований транспортных свойств $YBa_2Cu_3O_\gamma$ при $T \le 1280$ K [3].

Изучение псевдощелевых аномалий у слабодопированных купратов (СДК), область проявлений которых на T-$\bar{n}_p$ диаграмме перекрывает $\sim 10^3$ K, в последние годы приобрело особую актуальность, поскольку именно с выяснением их генезиса связываются перспективы поиска подходов к разгадке природы ВТСП [4] (T – температура, а $\bar{n}_p$ – усредненная концентрация дырок в слоях CuO_2). При объяснении результатов исследований локальных и объёмных свойств СДК возникает необходимость учитывать наличие в почти диэлектрической матрице не только “preformed pairs”, но и “sufficiently large regions which can be considered as a real superconductor” [5]. В качестве основного претендента на роль связующего звена между обширной областью псевдощелевых проявлений и сравнительно узким протекторатом перколяционной сверхпроводимости на T-$\bar{n}_p$ диаграмме все чаще рассматриваются страйпы (“…the striped quasiparticle density and superconductivity are intimately connected” [6]).

В принципе, вопрос о возможности реализации локализованной сверхпроводимости при $T \ge 300$ K в СДК (“филаментарная” сверхпроводимость [1]) уже затрагивался в более ранних работах. Так, анализ выявленных закономерностей в эволюции температурных зависимостей (4,2 K $\le T \le$ 300 K) электронных свойств купратов и ниобатов при варьировании $\bar{n}_p$ привел к заключению, что наиболее самосогласованным образом их происхождение может быть объяснено формированием квазиодномерных сверхпроводящих доменов с широкой функцией распределения локальных значений критической температуры T_{ci} [1]. На основе сформулированных в указанной публикации представлений о специфике спаривания дырок в условиях сильной пространственной модуляции потенциального экстрарельефа в $YBa_2Cu_3O_\gamma$ с протяженными углублениями $\delta U(\mathbf{r}_i) \sim 1$ эВ была получена грубая оценка $T_{ci} \sim \hbar^2/2k_B m_e w_\eta^2 \sim 800$ K [1] для наиболее “жаростойких” доменов шириной $w_\eta \sim 2a$, где m_e – масса покоя электрона, а k_B – константа Больцмана.

Логическим развитием этих представлений стала разработка модели [2], в которой при рассмотрении электронного спектра СДК акцентируется внимание на возникновении резонансных (бозонных) мод с энергией связи $E_o = \omega_o\hbar = \hbar^2/2m_e\check{r}_o^2 \approx 2{,}06$ эВ вблизи потолка фермионной зоны, вызванных димеризацией кислородной подрешетки и сильными обменными взаимодействиями между $2p$ состояниями ($2\check{r}_o$ – среднее расстояние между анионами в слоях CuO_2). Применительно к бозонным страйпам (БС) значения критической температуры определяются формулой $T^*_{c\eta} = E_o C_\eta [2k_B(2\eta^2+\eta)]^{-1}$, где $C_\eta \le 1$ – фактор соответствия страйпов данного ранга η и протяженных углублений потенциального экстрарельефа, создаваемых ионами-допантами из соседних (зарядовых) слоёв. С уменьшением η от 6 до 2 приведенная формула даёт следующий набор дискретных значений $T^*_{c\eta}$ = 153, 217, 332, 569 и 1196 K (для фиксированных $C_\eta = 1$ и $\check{r}_o = 136$ пм), которые в образцах $YBa_2Cu_3O_\gamma$ могут быть достигнуты при $\gamma^*_\eta \approx 6{,}75$; 6,6; 6,44; 6,33 и 6,22.

В свете изложенного следует ожидать, что процессы формирования БС второго ранга наиболее заметным образом должны проявиться в транспортных свойствах образцов $YBa_2Cu_3O_\gamma$ с $\gamma < 6{,}2$. Действительно, поскольку возникновению фрустрированной сети каналов из БС должна предшествовать коагуляция дырок в виде фермион-бозонных “капель” с диэлектризацией промежутков между ними, то в пользу модели [2] могло бы свидетельствовать обнаружение на температурных зависимостях интегрального электросопротивления $\rho_I(T)$ гигантских максимумов ниже 1200 K. (Как и в предыдущих публикациях [1], использование тер-мина $\rho_I(T)$ обусловлено нелинейностью ВАХ). Формирование высокопроводящей сети БС (gossamer) должно проявиться также и в поведении других свойств, таких, как, например, термо-э.д.с. $S(T)$.

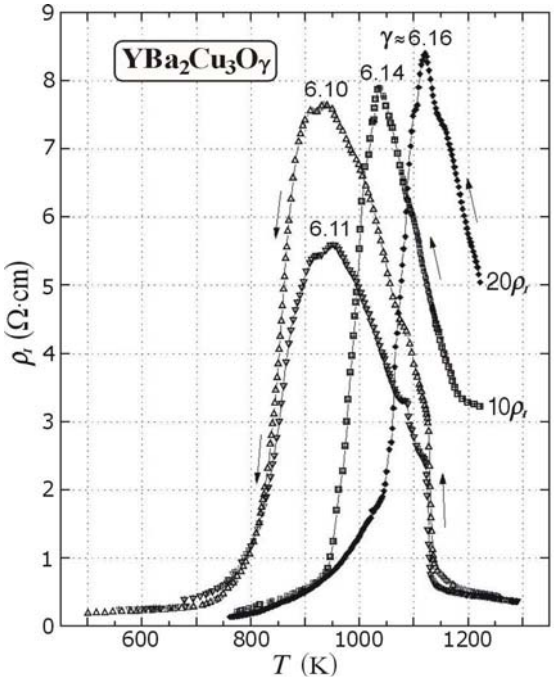


Рис. 1. Температурные зависимости $\rho_I(T)$.

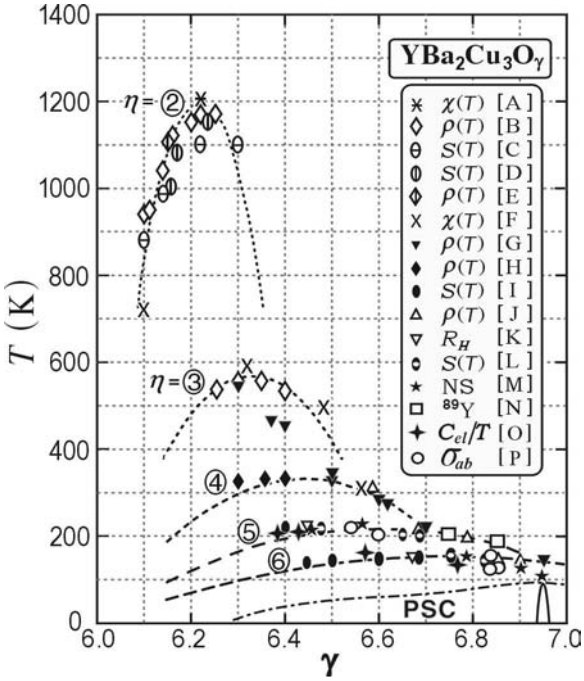


Рис. 2. Пятиуровневая диаграмма $T^*(\eta,\gamma)$.

На рис. 1 приведены примеры температурных зависимостей $\rho_I(T)$ образцов $YBa_2Cu_3O_\gamma$ с $\gamma < 6{,}2$. Оказалось, что поведение наиболее высокотемпературного участка $\rho_I(T)$ у образцов с $\gamma < 6{,}14$ хорошо аппроксимируется формулой $\rho_I(T) = \rho_0 \exp(\varepsilon_A / k_B T)$ с параметром $\varepsilon_A \approx 0{,}5$ эВ, который отвечает энергии связи $E_{B\eta} = E_o/2\eta$ неспаренных дырочных возбуждений (при стохастическом их распределении), а ниже 1200 К в соответствии с предсказаниями [2] действительно наблюдаются гигантские максимумы с интригующе крутым падением $\rho_I(T)$. Увеличение γ (с ростом парциального давления кислорода в зоне нагрева) сопровождается многократным снижением $\rho_I(T)$ и $S(T)$. При этом максимумы на кривых $\rho_I(T)$ вблизи 1200 К постепенно трансформируются в изломы. Кроме того, на кривых появляются изгибы и локальные максимумы в интервале $500\,\text{К} < T < 600$ К, которые в рамках предложенного сценария отвечают формированию БС с $\eta = 3$. Положение этих особенностей обозначено на рис. 2 светлыми ромбами. Символы Θ соответствуют максимумам на $S(T)$. На рис. 2 приведены также полученные другими авторами значения T^*, которые характеризуют температурный диапазон проявления псевдощелевых аномалий на температурных зависимостях магнитной восприимчивости $\chi(T)$, коэффициента Холла R_H и других характеристик. Видно, что практически все экспериментальные данные группируются вблизи пяти штриховых линий, задаваемых единой формулой $T^*(\eta,\gamma) = T^*_{c\eta}[1 - \lambda_\eta(1-\gamma/\gamma^*_\eta)^2]$ с $\lambda_\eta = 1$ и приведенными выше значениями $T^*_{c\eta}$, γ^*_η и $C_\eta = 1$. С ростом γ относительный вклад некогерентной (фермионной) составляющей в проводимость образцов многократно возрастает. На этом фоне особенности проявлений БС становятся менее заметными [7, 8], пока их концентрация при $T \le T_c$ не станет достаточной для возникновения сверхпроводящих каналов, пронизывающих образец. Эта область ограничена штрих-пунктирной линией, внутри которой наиболее однородное сверхпроводящее состояние реализуется вблизи $\gamma = 6{,}95$.

Работа поддержана ОФН РАН (Госконтракт № 10002-251/ОФН-03/049-040/020703-952) и Министерством образования и науки (Госконтракт № 40.012.1.1.1357).

1. А. В. Митин, Г. М. Кузьмичева и др., ЖЭТФ 107, 1943 (1995); A.V. Mitin, Proc. LT21, Czech. J. Phys. 46, Suppl. S5, 2679 (1996).

2. A. V. Mitin, Proc. of the XIV Ural Int. Winter School on the Physics of Semiconductors, (Ekaterinburg, 18 – 22 Febr. 2002), L10.

3. A. V. Mitin, Proc. of the XV Ural Int. Winter School on the Physics of Semiconductors, (Ekaterinburg, 16 – 21 Febr. 2004), P. 116; A. V. Mitin, Abstracts of MSU-HTSC VII (Moscow, June 20 – 25, 2004), P 24.

4. Z. A. Xu, N. P. Ong et al., Nature 406, 486 (2000).

5. A. A. Abrikosov, Phys. Rev. B 63, 134518 (2001).

6. C. Howald, H. Eisaki et al., Phys. Rev. B 67, 014533 (2003); D. Podolsky et al., cond-mat/0204011.

7. Yayu Wang and N. P. Ong, Proc. Natl. Acad. Sci. USA 98, 11091 (2001).

8. B. Wuyts, V. V. Moshchalkov, and Y. Bruynseraede, Phys. Rev. B 53, 9418 (1996).

Фазовый переход, обусловленный спонтанным нарушением симметрии барьеров для атомов кислорода в $YBa_2Cu_3O_x$, и релаксационные явления – быстрый и медленный процессы

В.Н. Наумов, Н.И. Мацкевич, Г.И. Фролова, О.Б. Аникеева, А.И. Романенко, Ю.Г. Стенин
Институт неорганической химии им. А.В. Николаева СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия

При изучении термодинамических и транспортных свойств $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ обнаружен фазовый переход, который можно связать с изменением энергетического состояния атомов кислорода в базисе цепочек CuO_x. Это изменение, для составов близких к оптимальному допированию, наблюдается вблизи 500 K. Показано, что тепловая предыстория, а также скорость изменения температуры в окрестности фазового перехода существенным образом изменяет электронные свойства образца. Анализ полученных данных указывает на существование фазового перехода второго рода, который связывается со спонтанным нарушением симметрии барьеров для атомов кислорода в базисной плоскости цепочек CuO_x – «быстрый процесс». Ниже температуры перехода наблюдается «медленный процесс» - перераспределение атомов кислорода в соответствии с новой симметрией барьеров. Этот процесс при повышении температуры можно рассматривать как "плавление" цепочечной структуры.

В различных свойствах $YBa_2Cu_3O_{6+x}$, наблюдаются эффекты, связанных с упорядочением кислорода O(1) в плоскости цепочек CuO_x [1-11]. Изучении структурных параметров образца $YBa_2Cu_3O_{6.9}$ позволило обнаружить в интервале 200-250ºC излом на температурной зависимости параметров решетки b(T) и c(T) [1]. Выше по температуре наблюдалось резкое изменение коэффициентов заполнения кислородом позиций O5(½ 0 0) и O1(0 ½ 0). Такое аномальное поведение, по мнению авторов [1] свидетельствует о фазовом переходе, который отмечает выше 250ºC фазу с высокой подвижностью атомов кислорода в позициях O(1). Авторы, изучавшие упорядочение кислорода в $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ в орторомбической фазе [2-5] , используя дифракцию нейтронов и синхротронное рентгеновское излучения, установили для ряда соединений $YBa_2Cu_3O_x$ в интервале составов $0.35 < x < 0.82$ конкретный тип суперструктур, которые характеризуются определенным чередованием пустых и заполненных цепочек CuO_x. При исследовании структуры $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ в широком интервале температур прослеживается верхняя температурная граница стабильности наблюдаемых суперструктур [4,5]. Исследования теплоемкости, сопротивления и других свойств в окрестности комнатной и при более высоких температурах обнаруживают гистерезисные явления и эффекты тепловой предыстории [6-8]. При изучении теплоемкости, энтальпии и электросопротивления в широкой области температур образцов $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ близких к оптимальному допированию было обнаружено существование фазового перехода, который наблюдается в интервале 350-550 K [9-11].

В данной работе мы представляем результаты анализа термодинамических и транспортных свойств для образцов $YBa_2Cu_3O_{6+x}$, близких к оптимальному допированию. Результаты этого анализа указывают на существование фазового перехода второго рода, который можно связывать со спонтанным изменение симметрии барьеров для атомов кислорода в цепочеках CuO_x. Изменение барьеров реализуется как «быстрый» процесс, а перераспределение атомов кислорода в соответствии с новой симметрией барьеров обуславливает (большие времена релаксации) – «медленный» процесс.

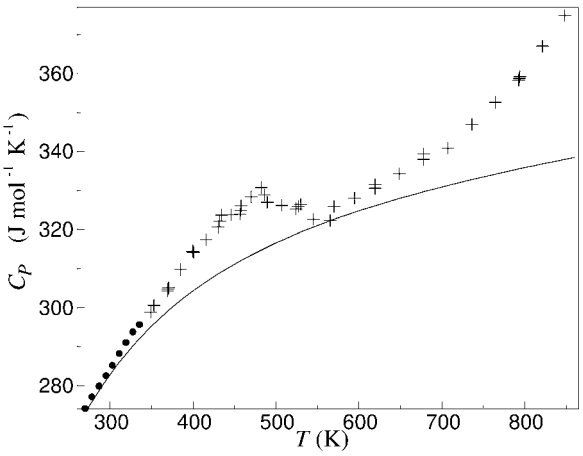


Рис. 1. Фазовый переход в $YBa_2Cu_3O_{6+x}$.

На Рис.1 представлена теплоемкость $C_p(T)$ образца $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ (T_c = 93,5 K), где $0.90<x<0.92$. Темные кружки - результаты, полученные адиабатическим методом. Крестики – теплоемкость, полученная из экспериментальной зависимости энтальпии $H(T)$ методом локального поточечного дифференцирования - $C_p(T)=\partial H(T)/\partial T$ [9]. Регулярная составляющая теплоемкости определена методом [12], который основан на свертывании высокотемпературного разложения теплоемкости. Полученная этим методом в интервале 90-850 K регулярная составляющая $[C_v(T) + \gamma T]$ приведена на Рис.1 (сплошная линия). В области 350-550 K хорошо видна аномалия с максимумом вблизи 470 K. Форма аномалии типична для фазового перехода II рода. Вычисленная энтропия аномалии равна ΔS = 5.5±0.5 Дж·мол$^{-1}$K^{-1}.

Это значение в пределах погрешности совпадает со значением $Rln2$ = 5.76 Дж·мол$^{-1}$ K^{-1}. Такое изменение энтропии соответствует фазовому переходу, когда два равновероятных состояний (низкотемпературная фаза) переходят в единое - неразличимое состояние (высокотемпературная фаза). Один моль изучаемого соединения содержит один «подвижный» атом - атом кислорода в позиции O(1). Можно полагать, что именно его состояние изменяется при наблюдаемом фазовом переходе.

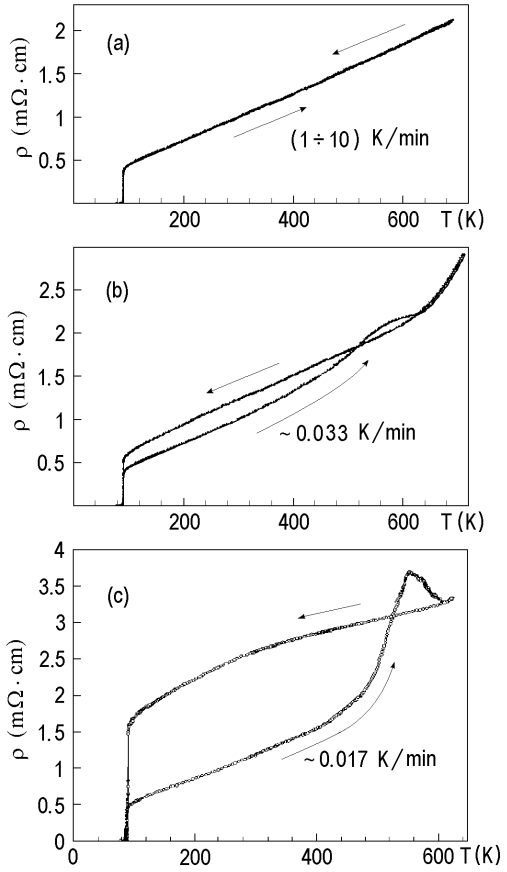


Рис.2.

Прецизионные измерения сопротивления *ρ(T)* образца $YBa_2Cu_3O_{6.9+x}$ ($x^{+0.03}_{-0.02}$) были сделаны в интервале 90-650 K при различной скорости нагрева и охлаждения. Были использованы два режима: “быстрый” нагрев – (1-10) K/мин и “медленный” нагрев – (0.01-0.1) K/мин. При обычной скорости нагрева и охлаждения (1-10) K/мин (“быстрый” режим) на зависимости *ρ(T)* не наблюдается каких-либо аномалий. В этом режиме кривые сопротивления при нагреве и охлаждении совпадают (см. Рис.2 a). Совершенно другая картина поведения кривых *ρ(T)* наблюдается, когда осуществляется «медленный» режим измерений в температурной области аномального поведения теплоемкости (Рис.2b, Рис.2c). Из рисунка видно, что чем меньше скорость, тем сильнее изменяется кривая *ρ(T)*.

Характерные времена измерения энтальпии *H(T)*, из которой получена теплоемкость (Рис.1), соответствуют «быстрому» режиму при измерении *ρ(T)*. Мы замечаем, что при «быстром» режиме кривые сопротивления при нагреве и охлаждении совпадают, не показывая каких либо особенностей поведения. При этом в теплоемкости наблюдается аномалия с характерным значением энтропии ($Rln2$). Это указывает, что аномалия в теплоемкости определяется некоторым быстрым процессом и не связана с перемещениями атомов кислорода.

Можно предложить следующий сценарий, который объясняет наблюдаемые особенности. Достаточно очевидно предположить, что аномалия в теплоемкости связана с изменением энергетического состояния атомов кислорода в позициях O(1), которое реализуется как фазовый переход. Учитывая, что фазовый переход обуславливается некоторым быстрым процессом, т.е. он не связан с перемещениями атомов, можно предположить, что он обуславливается спонтанным изменением симметрии барьеров для атомов в позициях O(1). Тогда медленный процесс естественно связать с некоторым перераспределением кислородных атомов в соответствии с измененной симметрией барьеров.

Таким образом, обнаруженный фазовый переход свидетельствует о существования двух фаз (O_L и O_H) в орторомбической области, при этом можно полагать, что в низкотемпературной O_L фазе атомы кислорода в позициях O(1) образуют «жесткие» цепочки. Полученные результаты имеют, важное, значение для понимания механизма образования локальных неоднородностей в системы (R)BCO, а также позволяют наметить путь дальнейшего исследования этого вопроса.

Работа поддержана РФФИ(Проект 03-03-32446).

1. Г.Г.Гриднева, О.А.Бунина, О.Ф.Базаев, В.С.Филипьев, СФХТ, 1991. Т. 4. No 9. С. 1734.
2. V. Plakhty, A. Startilov, Yu. Chernenkov, et al., Solid State Comm. 1992. V.84. P.639.
3. E. Straube, D. Hohlwein and F. Kubanek, Physica C. 1998. V.295. P.1.
4. P. Schleger, R. Hadfield, H. Casalta et al., Phys. Rev. Lett. 1995. V.74. P.1446.
5. N.H.Andersen, M. von Zimmermann, T.Frello et al., Physica C 1999. V.317-318. P.259.
6. Г.А.Шарпатая, З.П.Озерова,И.А.Коновалова и др. Неорган. Матер. 1991, т.27, № 8, с.1672.
7. H.Zhang, Y.Zhao, Q.R.Feng et al., Solid State Comm. 1996, vol.97, No.2, p.149-152.
8. A.I. Romanenko, O.B.Anikeeva, L.P.Kozeeva, U-Hyon Paek, Physica C 282-287, 1157 (1997).
9. В.Н.Наумов, Н.И.Мацкевич, В.В.Ногтева, Ю.Г.Стенин, ЖФХ, 2003, т.77, No 3. с.417.
10. О.Б.Аникеева, А.И.Романенко, Л.П.Козеева, Журн. Структ. Химии, 2003, v.44, с.261.
11. V.N.Naumov, G.I.Frolova, A.I.Romanenko, O.B.Anikeeva, N.I.Matskevich, Yu.G.Stenin, Physica C, 2004, v.408, p.733.
12. V.N.Naumov, Physical Review B, 49(1994)13247.

Радиационно-стимулированное подавление критической температуры ВТСП: распаривние или фазовые флуктуации?

Л. А. Опенов

Московский инженерно-физический институт (государственный университет), 115409 Москва, Россия

Проанализированы результаты экспериментов по воздействию радиационных дефектов на критическую температуру ВТСП. Показано, что экспериментальные данные согласуются с сильно анизотропной *s*-волновой симметрией параметра сверхпроводящего порядка (или с наличием значительной примеси *s*-волны к *d*-волне) в $YBa_2Cu_3O_7$ и могут быть количественно описаны в рамках теории разрыва куперовских пар, без привлечения дополнительной гипотезы о флуктуациях фазы.

Широко распространенное мнение о *d*-волновой симметрия параметра сверхпроводящего порядка $\Delta(\mathbf{p})$ в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП) с дырочным типом проводимости недавно было поставлено под сомнение [1] на основе анализа большой совокупности экспериментальных данных, включая и так называемые "фазочувствительные" методики. В связи с этим представляют интерес эксперименты по воздействию примесей и радиационных дефектов на критическую температуру T_c. Так как для различной симметрии $\Delta(\mathbf{p})$ теория предсказывает разные зависимости T_c от концентрации дефектов x_d, то сравнение экспериментальных данных с теоретическими моделями может дать ценную информацию о симметрии $\Delta(\mathbf{p})$. В настоящее время известны несколько моделей, объясняющих деградацию T_c эффектами распаривания [2], локализации [3], флуктуаций фазы [4] и т. д.

Основной недостаток известных экспериментов по влиянию атомного разупорядочения на T_c состоит в том, что даже при использовании очень качественных образцов [5] не получается с хорошей точностью определить зависимость T_c от x_d при $T_c << T_{c0}$, где T_{c0} – величина T_c в отсутствие дефектов. Это связано с тем, что разупорядочение приводит не только к уменьшению T_c, но и к быстрому росту ширины перехода ΔT_c, которая становится больше T_c уже при $T_c/T_{c0} \approx 0.3$ [5]. Недавно в работе [6] удалось путем электронного облучения качественных монокристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ найти зависимость T_c от изменения удельного электросопротивления $\Delta\rho_{ab}$ (пропорционального x_d) во всем интервале от $T_c = T_{c0}$ до $T_c = 0$, так что при этом $\Delta T_c < T_c$ вплоть до $T_c/T_{c0} \sim 0.01$. Совершенно неожиданно (для авторов [6]) было обнаружено, что зависимость T_c от $\Delta\rho_{ab}$ является *линейной во всем диапазоне* $0 \le T_c/T_{c0} \le 1$, вопреки предсказаниям теории распаривания для *d*-волновых сверхпроводников с немагнитными дефектами. Из этого факта в [6] был сделан вывод о неприменимости теории распаривания к описанию эффекта радиационно-стимулированной деградации T_c в ВТСП и об определяющей роли эффектов флуктуаций фазы [4] в подавлении сверхпроводимости.

Мы показали [7], что теория распаривания позволяет тем не менее *количественно* описать экспериментальные данные [6], если 1) не делать предположения о *d*-волновой симметрии $\Delta(\mathbf{p})$ и 2) учесть эффект совместного воздействия немагнитных и магнитных дефектов на T_c.

Согласно [8], величина T_c анизотропного сверхпроводника с примесями определяется выражением (здесь и далее $\hbar = k_B = 1$)

$$\ln\left(\frac{T_{c0}}{T_c}\right) = (1-\chi)\cdot\left[\psi\left(\frac{1}{2}+\frac{1}{2\pi T_c\tau_m}\right)-\psi\left(\frac{1}{2}\right)\right]$$
$$+\chi\cdot\left[\psi\left(\frac{1}{2}+\frac{1}{4\pi T_c}\left(\frac{1}{\tau_m}+\frac{1}{\tau_n}\right)\right)-\psi\left(\frac{1}{2}\right)\right], \quad (1)$$

где $\psi(z)$ – дигамма функция, τ_n и τ_m – времена рассеяния электронов на, соответственно, немагнитных и магнитных примесях (или дефектах), коэффициент $\chi = 1-(\langle\Delta(\mathbf{p})\rangle_{FS})^2/\langle|\Delta(\mathbf{p})|^2\rangle_{FS}$ является количественной мерой степени анизотропии $\Delta(\mathbf{p})$ на поверхности Ферми (χ=0 при изотропном *s*-волновом спаривании, χ=1 при *d*-волновом спаривании, $0<\chi<1$ при анизотропном *s*-волновом спаривании или смешанном (*s*+*d*)-волновом спаривании; чем больше χ, тем сильнее анизотропия). Времена релаксации τ_n и τ_m связаны с характеристической энергией ω_{pl} (которая имеет масштаб плазменной частоты, но не обязательно совпадает с ней) и остаточным удельным электросопротивлением ρ_0 следующим соотношением [8]

$$\frac{1}{\tau_n}+\frac{1}{\tau_m} = (\omega_{\rm pl}^2/4\pi)\rho_0 \ . \quad (2)$$

Вклад магнитных дефектов в полную скорость рассеяния электронов определяется коэффициентом [8]

$$\alpha = \frac{\tau_m^{-1}}{\tau_m^{-1}+\tau_n^{-1}} \ , \quad (3)$$

равным нулю в отсутствие магнитных примесей и единице в отсутствие немагнитных примесей.

На Рис. 1 представлены экспериментальные данные [6] совместно с результатами расчетов для различных наборов параметров. Учтено, что величина ρ_0 в очень хорошем приближении совпадает с изменением удельного электросопротивления $\Delta\rho_{ab}$

при облучении [6]. Из Рис. 1(A) видно, что при *d*-волновом спаривании ($\chi = 1$) эксперимент не удается объяснить ни при каком выборе значений параметров. При сильно анизотропном *s*-волновом (или смешанном (*d*+*s*)-волновом) спаривании ($\chi = 0.9$) экспериментальные данные удается *количественно* описать при $\omega_{pl} = 0.75$ эВ и $\alpha = 0 \div 0.01$. Заметим, что возникновение магнитных рассеивателей при облучении естественным образом объясняется нарушением антиферромагнитных корреляций медных спинов под действием радиационных дефектов.

Таким образом, экспериментальные данные согласуются с сильно анизотропной *s*-волновой (или смешанной (*d*+*s*)-волновой) симметрией Δ и могут быть количественно описаны в рамках теории разрыва куперовских пар, без привлечения дополнительной гипотезы о существенной роли эффектов флуктуаций фазы.

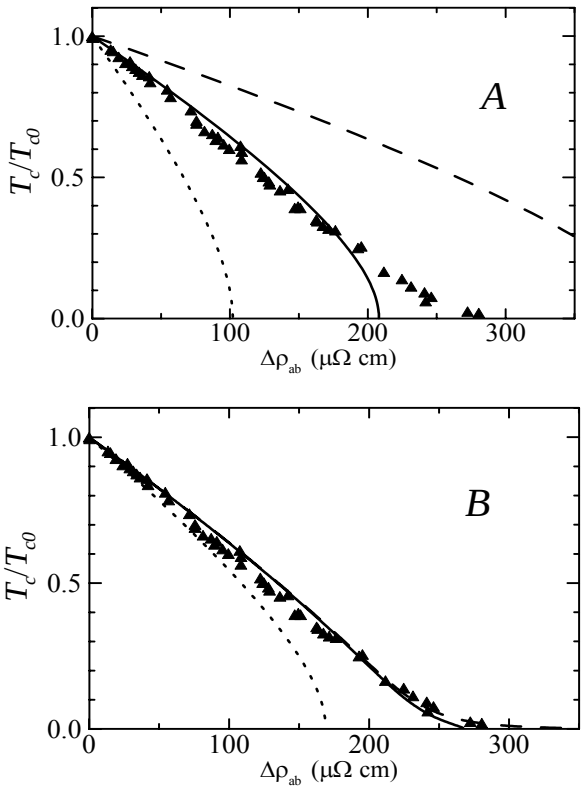


Рис. 1. Зависимость приведенной критической температуры монокристаллов ВТСП $YBa_2Cu_3O_7$ от изменения удельного электросопротивления $\Delta\rho_{ab}$ при электронном облучении. Эксперимент [6] – треугольники. (A) теория для $\chi = 1$ (*d*-волновое спаривание), $\omega_{pl} = 0.5$ эВ (штриховая линия), 0.7 эВ (сплошная линия), 1.0 эВ (пунктирная линия). (B) теория [8] для $\chi = 0.9$ (сильно анизотропное *s*-волновое или смешанное (*d*+*s*)-волновое) спаривание), $\omega_{pl} = 0.75$ эВ, $\alpha = 0$ (штриховая линия), 0.01 (сплошная линия), 1 (пунктирная линия).

В заключение отметим, что альтернативным вариантом объяснения экспериментов по подавлению сверхпроводимости ВТСП радиационными дефектами является учет неоднородности параметра *d*-волнового сверхпроводящего порядка в разупорядоченных сверхпроводниках с малой длиной когерентности [9].

Работа выполнена при поддержке Министерства промышленности, науки и технологий РФ, грант No 40.012.1.1.1357.

1. V. B. B. H. Brandow, Phys. Rev. B **65**, 054503 (2002). G. M. Zhao, Phys. Rev. B **64**, 024503 (2001); cond-mat/0305483.
2. R. J. Radtke *et al.*, Phys. Rev. B **48**, 653 (1993).
3. В. Ф. Елесин, ЖЭТФ **105**, 168 (1994).
4. V. J. Emery and S. A. Kivelson, Nature **374**, 434 (1995).
5. В. Ф. Елесин, К. Э. Коньков, А. В. Крашенинников, Л. А. Опенов, ЖЭТФ **110**, 731 (1996).
6. F. Rullier-Albenque, H. Alloul, and R. Tourbot, Phys. Rev. Lett. **91**, 047001 (2003).
7. L. A. Openov, Phys. Rev. Lett. **93**, 129701 (2004).
8. L. A. Openov, Phys. Rev. B **58**, 9468 (1998).
9. И. А. Семенихин, ФТТ **46**, 1729 (2004).

Анизотропное магнитосопротивление и необычный низкотемпературный спин-переориентационный переход в $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$

А.С. Москвин, Ю.Д. Панов,
Уральский государственный университет им. А.М. Горького, 620083 Екатеринбург, Россия

Теоретически рассмотрен эффект анизотропии внутриплоскостного магнитосопротивления в антиферромагнитном $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ при повороте внешнего магнитного поля параллельно CuO_2 плоскости образца. Наблюдаемый эффект связывается с термоактивированным переносом дырок по $O2p_{x,y}$ состояниям CuO_2 плоскости. Низкотемпературная трансформация угловой зависимости магнитосопротивления при возрастании внешнего магнитного поля свидетельствует, в частности, об изменении характера спин-переориентационного перехода в CuO_2 плоскости при различных направлениях поля.

К числу особенностей зарядовой динамики в купратах относится анизотропия магнитосопротивления (МС) в CuO_2-плоскостях, обнаруженная в $TmBa_2Cu_3O_{6+x}$ (x = 0.30) [1], $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ (x = 0.30, 0.32) [2], $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ (x = 0.25) [3], $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ [4]. При магнитном поле параллельном *ab*-плоскости, внутриплоскостное МС в этих системах проявляет угловую анизотропию с явной температурной зависимостью: $\Delta\rho_{ab}/\rho_{ab} \propto \cos 2\phi/T$, где ϕ – угол между внешним полем и направлением тока, а также аномальное низкополевое и низкотемпературное поведение.

В работе [2] было предложено качественное объяснение анизотропии МС в $YBa_2Cu_3O_{6+x}$, основанное на представлениях о существовании в CuO_2-плоскостях ферромагнитно упорядоченных заряженных страйпов, ориентация которых может изменяться под действием сравнительно малого внешнего магнитного поля. Однако исследования антиферромагнитной структуры в этих системах методами ЭПР [5] не подтверждают эту модель. Феноменологические теории, предложенные в работах [3] и [6], фактически связывают анизотропию МС с наличием магнитоупругого взаимодействия и зависимостью компонент тензора электросопротивления от соответствующих компонент тензора деформаций, и удовлетворительно описывают многие характерные черты МС. Однако в этих подходах не получает объяснения температурная зависимость типа $1/T$ анизотропной части МС, и не рассматривается вопрос о микроскопической природе явления.

В работах [7] была развита микроскопическая модель анизотропии внутриплоскостного МС в дырочно-допированных купратах. В рамках этой модели предполагается, что основной вклад в анизотропию МС вносит термоактивированный перенос дырок по $O2p_{x,y}$ состояниям CuO_2 плоскости. Большая вероятность заселения допированной дыркой чисто кислородного состояния обусловлена псевдовырождением в основном состоянии двухдырочной конфигурации в CuO_4 кластере термов $^1A_{1g}$ и $^{1,3}E_u$ с конфигурациями b_{1g}^2 и $b_{1g}e_u$, соответственно. Магнитное поле приводит к спин-индуцированной поляризации орбитальных e_ux,y состояний двухдырочного триплетного ^3E_u терма, описываемой эффективным гамильтонианом:

$$\hat{H}_{эфф} = a\cos 2\varphi\ \sigma_z + b\sin 2\varphi\ \sigma_x,$$

где a и b – константы спиновой анизотропии, σ_i – матрицы Паули, угол φ определяет направление эффективного магнитного поля – суммы обменного и внешнего полей: $\mathbf{H}=\mathbf{h}_{ex}(\mathbf{h})+\mathbf{h}$. Численные оценки констант спиновой анизотропии показывают, что $b \ll a \approx 0.1$ K.

В отсутствии магнитного поля дырочный транспорт по e_u состояниям изотропен, и в простейшем приближении сильной связи описывается моделью независимых e_ux- и e_uy-зон. Магнитное поле приводит смешиванию e_ux- и e_uy-зон и зависимости перенормированной эффективной массы от направления полного магнитного поля. В результате, для внутриплоскостной проводимости $\sigma(\theta)$, измеряемой под углом θ к [100], получено выражение:

$$\frac{\sigma(\theta)}{\sigma_{ab}(T)} = \cosh\frac{\Delta(\varphi)}{kT} - \cos 2\theta\,\frac{a\cos 2\varphi}{\Delta(\varphi)}\sinh\frac{\Delta(\varphi)}{kT}, \qquad (1)$$

где $\Delta(\varphi) = \sqrt{a^2\cos^2 2\varphi + b^2\sin^2 2\varphi}$, $\sigma_{ab}(T)$ – изотропная в плоскости функция активационного типа. Первое слагаемое в (1) дает вклад в анизотропию МС с четырехкратной симметрией по φ и сильной температурной зависимостью (типа $1/T^2$ при $kT \gg a$). Второе слагаемое с двукратной симметрией по φ и температурной зависимостью типа $1/T$ при $kT \gg a$ доминирует при высоких температурах и приводит к наблюдаемой температурной и угловой зависимости для анизотропной части внутриплоскостного МС в дырочно-допированных купратах: $\Delta\rho_{ab}/\rho_{ab} \propto \cos 2\phi/T$. Оценка величины параметра спиновой анизотропии в $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ дает $|a| \approx 0.1$ K [7].

В отличие от ранее исследованных систем с дырочным допированием [1-4], анизотропия МС в номинально электронно-допированном $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ имеет четырехкратную симметрию ($\sim\cos 4\phi$) [8]. Другой яркой особенностью является аномальная температурная и полевая зависимость эффекта. При увеличении магнитного поля происходит перестройка характера анизотропии, сопро-

вождающаяся значительным уменьшением величины анизотропии в области промежуточных полей, и разворотом розетки МС на 45 градусов. Аналогичный разворот происходит и при повышении температуры от 1.4 до 4.2 K в поле 4.5 T.

Различные исследования транспортных свойств, в частности измерения коэффициента Холла [9], указывают на наличие в формально электронно-допированном $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ дырочных носителей. В рамках модельного микроскопического подхода [7] анизотропия МС в $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ также свидетельствует о наличии дырочного вклада в транспортные свойства.

Анализ взаимодействия дырочных носителей с ионами Nd^{3+} показал, что в приближении изолированного крамерсовского дублета в основном состоянии, ионы неодима влияют на магнетотранспорт только опосредованно – через изменение магнитной структуры. Исследования низкотемпературных магнитных свойств системы $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ немногочисленны. Магнитная структура в них формируется трехплоскостными Nd-Cu-Nd подсистемами A и B, энергия связи которых записывается в виде эффективного псевдо-дипольного взаимодействия [10]:

$$E_{AB} = -Q\sin(\varphi_A + \varphi_B),$$

где $\varphi_{A,B}$ – углы ориентации в ab-плоскости медных антиферромагнитных векторов подсистем A и B. В зависимости от знака Q, E_{AB} минимальна при $\varphi_A+\varphi_B=\pm\pi/2$. Такая связь углов φ_A и φ_B, в предположении, что внешнее поле меньше наименьшего поля спин-флоп перехода, приводит к компенсации в (1) двукратного слагаемого, порождая тем самым четырехкратную симметрию анизотропного МС с резкой температурной зависимостью.

Магнитная структура в поле, ориентированном вблизи высокосимметричных направлений в ab плоскости типа [100] и [110] рассматривалась в ряде работ [10]. Поле, ориентированное вблизи [110], приводит к спин-флоп переходу второго рода с критическим полем $H_{sf}(110)$. В меньших полях векторы антиферромагнетизма в A и B подсистемах ориентируются согласно

$$\varphi_A = \pi/2 - \varphi_B = -\frac{1}{2}\arcsin\frac{H^2\sin 2\varphi}{H_{sf}^2(110)},$$

что приводит к четырехкратной симметрии МС с ориентацией лепестков розетки под углом 45 градусов к осям x и y. Поле, ориентированное вблизи [100] приводит к спин-флоп переходу первого рода с критическим полем $H_{sf}(100) > H_{sf}(110)$. С увеличением угла между полем и осью [100] наблюдается постепенный переход к переходу второго рода. Однако при небольшом отклонении поля от [100] фазовый переход первого рода предваряется плавным вращением векторов антиферромагнетизма:

$$\varphi_A = \pi/2 - \varphi_B = -\frac{3}{4}\frac{H^2}{H_{sf}^2(110)}\phi,$$

что также приводит к четырехкратной симметрии МС, но с ориентацией лепестков розетки под углом 0, 90 градусов к осям x и y. Таким образом, спин-флоп переход во вращающемся поле характерен своеобразным кроссовером между первым и вторым родом, который отражается в конкуренции двух различных типов угловой геометрии МС, типичных для ориентации внешнего магнитного поля вблизи высокосимметричных направлений в ab плоскости типа [100] и [110], соответственно.

Именно такое поведение наблюдается в экспериментах А.И. Пономарева с сотр. [8], что указывает на большие возможности транспортных экспериментов для исследования необычных спин-переориентационных переходов.

Работа выполнена при поддержке грантов INTAS No. 01-0654, CRDF No. REC-005, Министерства образования РФ Е 02-3.4-392 и UR.01.01.062, РФФИ 04-02-96077

1. Е. Б. Амитин и др. Письма в ЖЭТФ 70, 350 (1999).
2. Y. Ando, A. N. Lavrov, K. Segawa, PRL 83, 2813 (1999).
3. E. Cimpoiasu *et al*. PRB 65, 144505 (2002).
4. Y. Ando, A. N. Lavrov, S. Komiya, PRL 90, 247003-1 (2003).
5. A. Janossy *et al*. Phys. Rev. B 59, 1176 (1999).
6. E. V. Gomonaj, V. M. Loktev, Phys. Rev. B 64, 064406 (2001).
7. А. С. Москвин, Ю. Д. Панов, ФТТ 44, 1819 (2002); Solid State Commun. 122, 253 (2002).
8. A. I. Ponomarev *et al.*, unpublished
9. W. Jiang *et al.* Phys. Rev. Lett. 73, 1291 (1994); P. Fournier *et al*. Phys. Rev. B 56, 14149 (1997).
10. R. Sachidanandam *et al*, Phys. Rev. B 56, 260 (1997); D. Petitgrand *et al*, Phys. Rev. B 59, 1079 (1999).

Намагниченность мелкокристаллических ВТСП. Роль структурного разупорядочения.

Н.Б. Бутко, Л.Г. Мамсурова, К.С. Пигальский, Н.Г. Трусевич
Институт химической физики им. Н.Н. Семенова РАН, 119991 Москва, Россия.

Исследуется природа эффекта изменения полевых и температурных зависимостей намагниченности *M*(*H*,T) для мелкокристаллических ВТСП $YBa_2Cu_3O_y$ с микронными и субмикронными размерами кристаллитов ⟨*D*⟩ по сравнению с соответствующими зависимостями для объемных образцов ВТСП того же состава (*y*≈6.92) и с той же величиной T_c=92 K. Впервые показано, что наряду с размерными эффектами, обусловленными соизмеримостью ⟨*D*⟩ и глубины проникновения магнитного поля λ, существенную роль играют эффекты структурного разупорядочения.

Ранее, в ряде работ (см., например, [1, 2]), физический интерес к мелкокристаллическим образцам $YBa_2Cu_3O_y$ со средними размерами кристаллитов ⟨*D*⟩~λ был, в основном, обусловлен проявлением эффекта соизмеримости в магнитных свойствах ВТСП. Однако, недавно проведенные рентгеновские и мёссбауэровские исследования [3] показали, что серию образцов с разными ⟨*D*⟩ микронных и субмикронных значений следует рассматривать как уникальный пример образцов с различной, но контролируемой (!), степенью структурного разупорядочения, определяемой величиной ⟨*D*⟩.

В связи с этим, основной целью настоящей работы является исследование влияния структурного разупорядочения на поведение магнитных характеристик мелкокристаллических ВТСП.

Серия рентгеновски однофазных образцов $YBa_2Cu_3O_y$ со средними размерами кристаллитов ⟨*D*⟩: 0.4, 1, 2 и 200 мкм была приготовлена по оригинальной методике [4], обеспечивающей особую химическую чистоту как объема, так и поверхности кристаллитов. Все образцы получены из одного и того же исходного образца с орторомбической структурой и минимальным значением ⟨*D*⟩≈0.1 мкм.

Теоретическое описание зависимостей *M*(*H*,T) системы анизотропных сверхпроводящих частиц с радиусом r_g~λ проводили с учетом взаимодействия вихрей между собой и с поверхностью, а также с учетом градиента параметра порядка в сердцевинах вихрей, используя наиболее точное описание для пространственного изменения поля вихря вблизи его сердцевины [5]. Разработанный метод учета анизотропии основан на обнаруженном ранее эффекте [6], свидетельствующем, что при повороте оси анизотропии относительно направления *H* на угол θ кривая *M*(*H*) изменяется также, как и при соответствующем изменении радиуса частицы от r_g до $R'= r_g(cos\theta)^{1/2}$ и увеличении параметров λ_{ab} и κ_c до $\lambda'=\lambda_{ab}(cos\theta)^{-1/2}$ и $\kappa'=\kappa_c(cos\theta)^{-1}$, где κ - параметр Гинзбурга-Ландау. (Физическая природа данного эффекта связана со слабым пространственным изменением магнитной индукции внутри малой частицы ВТСП). В расчетах учитывались как различные ориентации частиц относительно поля *H*, так и дисперсия их по размерам, свойственная реальным поликристаллам.

Проведенное теоретическое рассмотрение позволило из экспериментальных значений *M*(*H*,T) для поликристаллических образцов получать информацию о величинах λ_{ab}(T), κ_c(T) и параметре анизотропии γ.

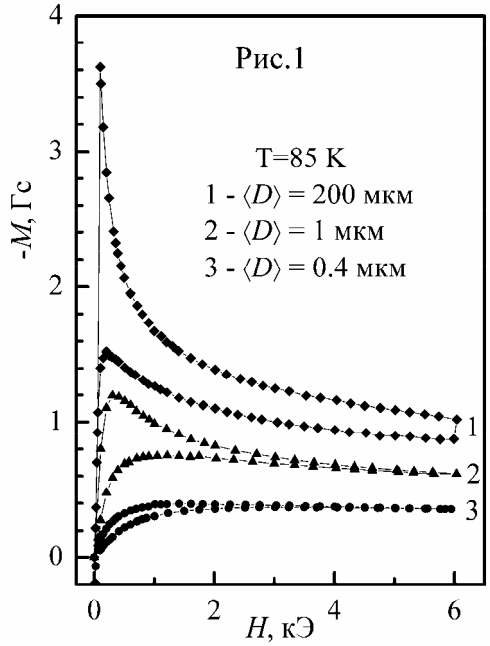
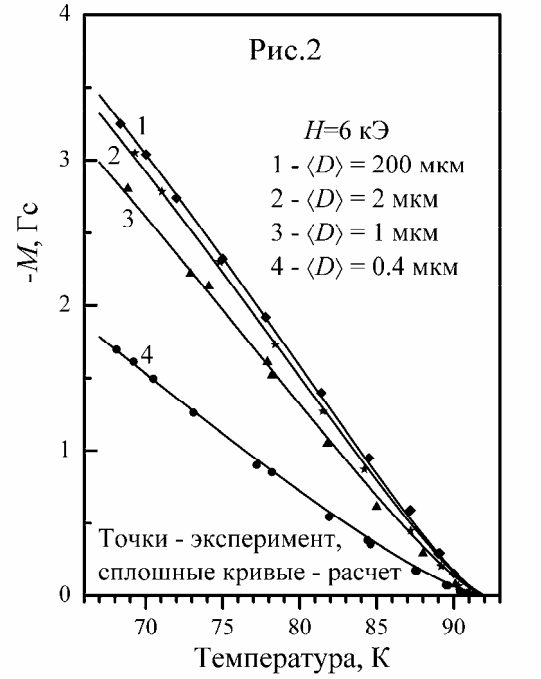


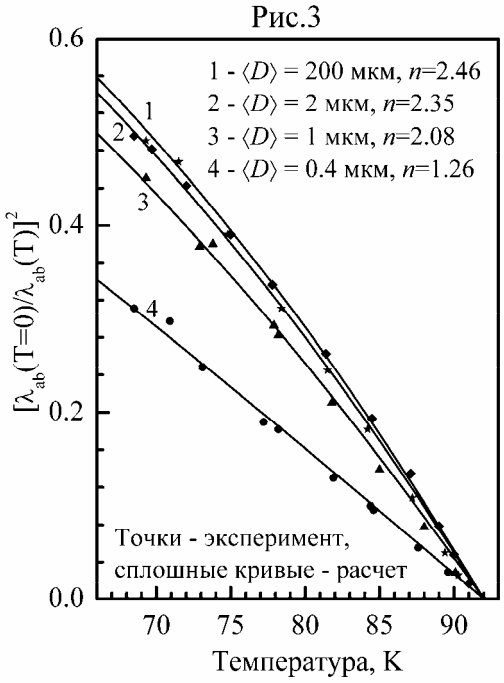
Рис.1 демонстрирует различие полевых зависимостей намагниченности *M*(*H*) для образцов $YBa_2Cu_3O_y$ с различными средними размерами кристаллитов ⟨*D*⟩, но одинаковыми значениями *y*≈6.92 и T_c=92 K. Ранее было показано [1, 2], что в области малых полей H~H_{c1} причина таких изменений связана с влиянием поверхности и с эффектом соизмеримости ⟨*D*⟩ и λ. В результате чего уменьшается начальный наклон кривых *M*(*H*) и увеличиваются поля образования первого и последующих вихрей. Однако, в области больших полей H>>H_{c1} данный размерный фактор перестает "работать" и намагниченность целиком должна определяться параметрами λ_{ab}, κ_c и γ.

Тем не менее, оказалось, что экспериментальные значения намагниченности в поле H=6 кЭ для образцов $YBa_2Cu_3O_y$ с одинаковой величиной T_c=92 K, но с разными значениями $\langle D\rangle$, существенно различаются во всем исследованном диапазоне температур (рис.2).



Проведен количественный анализ влияния на поведение $M(H)$ вклада от тепловых флуктуаций вихрей в плоскости (ab) в рамках модели, разработанной в [7]. Показано, что положительный флуктуационный вклад в намагниченность имеет величину, сравнимую с диамагнитным вихревым вкладом в области полей образования первых вихрей, и потому играет заметную роль в "выполаживании" кривых $M(H)$ для случая $\langle D\rangle \leq \lambda$ при T>80 K. Однако в больших полях $H \approx 6$ кЭ его роль незначительна и приводит к небольшому расхождению (на ~ 0.05 Гс) экспериментальных и теоретических зависимостей M(T) (рис.2).

Представленные на рис.2 расчетные кривые M(T) получены без учета флуктуаций и в рамках предположения, что во всех исследованных образцах с $T_c \approx 92$ K реализуются те же значения сверхпроводящих параметров $\lambda_{ab}(0)$=0.145 мкм, κ_c=72.5 и γ=8, что и в объемных образцах ВТСП того же состава. В таком случае, наблюдающиеся различия в поведении M(T) для образцов с разными $\langle D\rangle$ соответствуют различным температурным зависимостями глубины проникновения, которые могут быть заданы параметром n в эмпирической зависимости $\lambda(T)=\lambda(0)[1-(T/T_c)^n]^{-1/2}$ (рис.3). Высказывается предположение, что именно показатель степени n и является тем параметром, на изменение которого влияет степень структурного разупорядочения.



В работе рассматриваются и другие возможные варианты объяснения наблюдающихся изменений в поведении $M(H,T)$ в образцах с различными значениями $\langle D\rangle$. В частности, исследована возможность описания данных зависимостей, исходя из различных значений λ(T=0), κ и γ, отвечающих разной степени структурного разупорядочения. В этом случае возможен вариант, в котором показатель степени n является одинаковым при всех значениях $\langle D\rangle$. Однако, при этом флуктуационный вклад оказывается значительно большим по величине. Определенность в данном вопросе возможна лишь при условии точного количественно определения величины флуктуационного вклада в $M(H,T)$ в образцах со структурным разупорядочением.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 03-03-32083).

1. A.S. Krasilnikov, L.G. Mamsurova, K.K. Pukhov, N.G. Trusevich, L.G. Shcherbakova, *Physica C* **235-240**, 2859 (1994).
2. А.С. Красильников, Л.Г. Мамсурова, К.К. Пухов, Н.Г. Трусевич, Л.Г.Щербакова, *ЖЭТФ* **102**, 1006 (1996).
3. А.А. Вишнев, Е.Ф. Макаров, Л.Г. Мамсурова, Ю.В. Пермяков, К.С. Пигальский, *ФНТ* **30**, 373 (2004).
4. А.А. Вишнев, Л.Г. Мамсурова, К.С. Пигальский, Н.Г. Трусевич, *Химическая физика* **21**, 86 (2002).
5. .Л.Г. Мамсурова, К.С. Пигальский, В.В. Погосов, Н.Г. Трусевич, *ФНТ* **27**, 153 (2001).
6. Л.Г. Мамсурова, К.С. Пигальский, Н.Г. Трусевич, Тезисы 33 Совещания по физике низких температур, Екатеринбург, с.112 (2003).
7. L.N. Bulaevskii, M. Ledvij, V.G. Kogan, *Phys.Rev.Lett.* **68**, 3773 (1992).

Переключения и гистерезис на вольт-амперных характеристиках субмикронных мостиков BSCCO

С.Г. Зыбцев, В.Я. Покровский, И.Г. Горлова и Ю.И. Латышев
Институт радиотехники и электроники РАН, 125009 Москва, Россия

На ВАХ (суб)микронных мостиков, изготовленных на основе вискеров BSCCO (2212), при определённых значениях тока *I* наблюдаются переключения напряжения *V* типа случайного телеграфного сигнала (СТС). Показано, что переключения связаны со спонтанным рождением-уничтожением единичных строчек абрикосовских вихрей. Снижение средней частоты переключений и появление гистерезиса *V*(*I*) при понижении температуры отражают влияние краевого барьера на вхождение вихрей в мостик.

В сверхпроводящих образцах, если хотя бы один из размеров превышает длину когеррентности, подавление сверхпроводящего состояния током происходит пространственно неоднородно. Особый случай представляют собой плёнки толщиной $d<\lambda$, где λ - лондоновская длина проникновения и шириной $w \le \lambda_\perp$, $\lambda_\perp = \lambda^2/d$. Подавление щели происходит посредством вхождения пар абрикосовских вихрей с краёв плёнки с образованием строчек вихрей [1]. На эксперименте рождение каждой новой строчки выражается в появлением ступеньки напряжения на ВАХ [2]. Такие ступеньки наблюдались и на вискерах ВТСП шириной ≤ 1 мкм [3].

Как известно, движение вихрей – один из источников шума, характерных для сверхпроводников. В частности, с прыжками вихрей связан шум типа СТС, наблюдаемый как в виде скачков напряжения, так и с помощью микроСКВИДов, улавливающих локальное изменение магнитного потока (см. обзор [4]). С этой точки зрения, было бы интересно рассмотреть строчки абрикосовских вихрей как возможный источник флуктуаций напряжения.

В нашем докладе мы приводим ВАХ сверхпроводящих мостиков на основе вискеров BSCCO (2212), снятые с разрешением во времени. Наши данные свидетельствуют, что при достаточно высоких температурах существуют интервалы токов, в которых строчки вихрей нестабильны, и при фиксированном токе осциллограмма напряжения имеет вид СТС. При понижении температуры среднее время жизни в каждом из состояний растёт, и возникает гистерезис *V*(*I*). Мы связываем СТС с нестабильностью строчек, а возникновение гистерезиса – с их стабилизацией: барьер для вхождения вихря понижается под влиянием следа предыдущего вихря.

Микромостики шириной 0.2-1 мкм и длиной в 2-3 раза больше были приготовлены из тонких (d=0.13-0.2 мкм) бездефектных монокристаллических вискеров BSCCO (2212) методом лазерного микротравления [3], либо с помощью фокусированного ионного луча (FIB). Для таких мостиков $\lambda_\perp \sim 1$ мкм, т.е.больше или порядка *w*.

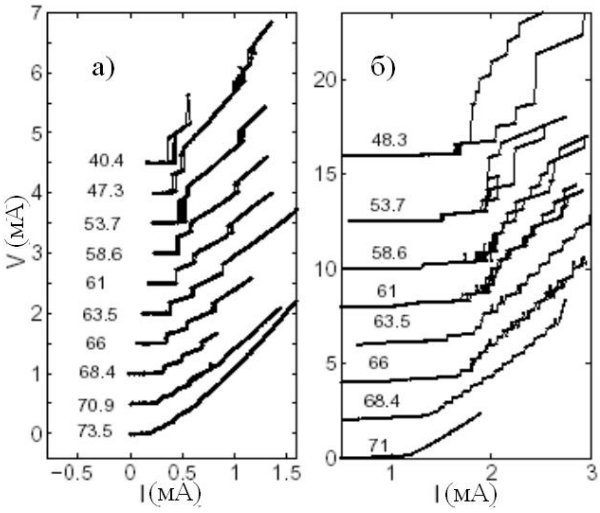


Рис. 1. Набор ВАХ мостиков No 1 (а) и No 5 (б) при разных температурах.

На Рис. 1 приведён набор ВАХ одного из мостиков при разных температурах ниже $T_c \approx 78$ К. На ВАХ ниже 70 К отчётливо видны ступеньки, связанные с рождением единичных строчек вихрей: *n*-я ступенька соответствует состоянию с *n* строчками вихрей [3]. Как видно из рисунка, в интервале температур 55-70 К рождение каждой *n*+1-ой строчки при возрастании тока происходит не как единичное событие, а после многократных переключений между состояниями “*n*” и “*n*+1”. Отметим, что вид ВАХ зависит от постоянной времени прибора, фиксирующего *V*: при больших временах мы видели плавные переходы вместо многократных переключений.

Переключения не связаны с развёрткой тока или его нестабильностью, но являются стационарным шумовым процессом. Это хорошо видно из осциллограмм V(t), снятых при фиксированных значениях *I* (вставка к Рис. 2). Здесь же приведён участок ВАХ, снятой одновременно. Видно, что с ростом *I* время жизни в нижнем состоянии уменьшается, а в верхнем – растёт, до тех пор пока переключения в нижнее состояние не исчезают вовсе. В некоторых случаях мы наблюдали переключения между бóльшим числом состояний, а также взаимодействие (например “частотную модуляцию” [5]) разных двухуровневых систем.

Интересно, что характерное время жизни τ в каждом из состояний между переключениями составляет $\sim 10^{-2}$ с, хотя оно и зависит от температуры. На

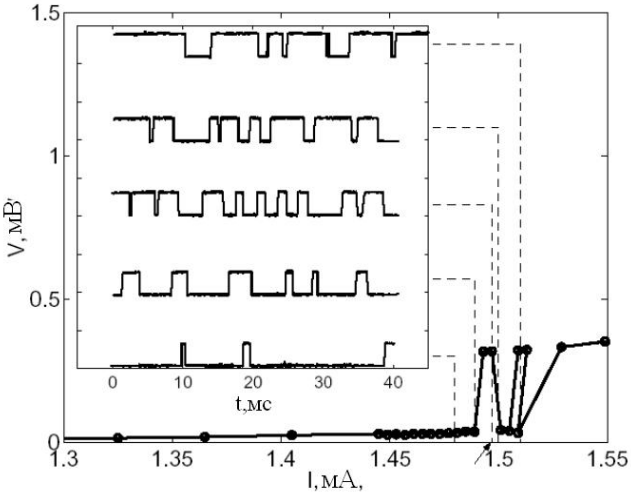


Рис. 2. Фрагмент ВАХ мостика No 2 в области первой ступени при T=53.7 K. На вставке показаны осциллограммы напряжения при 5 фиксированных значениях I, указанных пунктирными линиями.

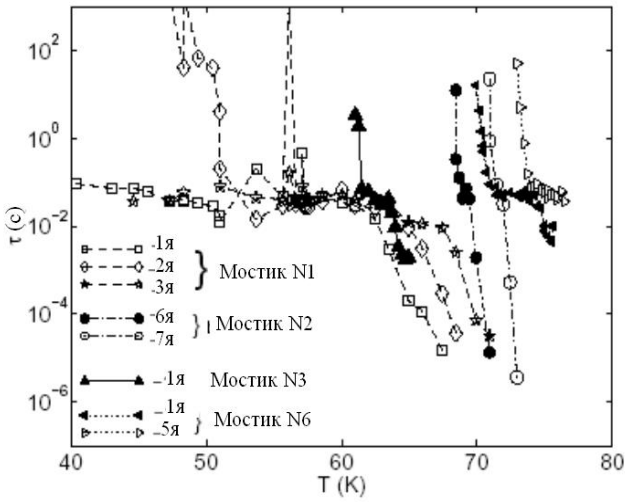


Рис. 3. Зависимости $\tau(T)$, отслеженные для нескольких ступеней, наблюдавшихся в 4-х мостиках.

Рис. 3 приведены зависимости $\tau(T)$, полученные из усреднения осциллограмм, типа приведённых на Рис. 2. При каждой температуре значение тока подбиралось так, чтобы времена жизни в обоих состояниях были равны. Как и следовало ожидать, с понижением температуры τ растёт. Однако зависимость нельзя назвать плавной: участки резкого роста τ разделены плато с $\tau \sim 10^{-2}$ с. Плато наблюдается на всех исследованных образцах, хотя ширина его зависит от образца и номера ступеньки, изменяясь в диапазоне 1-20 K. Резкий рост $\tau(T)$ при низких T фактически означает исчезновение переключений. При этом на ВАХ появляется гистерезис (Рис. 1).

Природа наблюдаемого нами шума в общем ясна, поскольку, как было показано в [3], ступеньки на ВАХ связаны с рождением строчек вихрей. Следовательно, СТС связан со спонтанным рождением-исчезновением такой строчки. Как показано в [6], стабильность движения вихрей в строчке связана с тем, что каждый вихрь оставляет за собой след – область подавленного параметра порядка. Это облегчает вхождение следующего вихря. Однако, поскольку между вихрями одного знака действует сила отталкивания, новый вихрь входит только после аннигиляции предыдущего [6]. Из соотношения Джозефсона можно оценить интервал между соседними вихрями $\sim 10^{-12}$ с. Время релаксации параметра порядка τ_r существенно меньше, но резко растёт с понижением T и при низких T превышает 10^{-12} с [7]. Это значит, что при низких температурах к моменту вхождения вихря параметр порядка ещё не успевает до конца восстановиться после вхождения предыдущего. Этим можно объяснить стабильность строчек и гистерезис при низких T, и переключения - при высоких.

Наиболее удивительный результат – плато $\tau(T)$ на уровне $\tau \sim 10^{-2}$ с. Возможно, зависимость $\tau(T)$ отражает зависимость $\tau_r(T)$. Слабую зависимость от T можно было бы также объяснить, если предположить, что время формирования строчки определяется вязким движением вихрей, однако при скорости вихрей $\sim 10^5$ см/с трудно объяснить $\tau \sim 10^{-2}$ с.

В заключении, подчеркнём, что мы наблюдали новый источник флуктуаций напряжения в сверхпроводниках. Флуктуации наблюдаются только при определённых дискретных значениях тока и связаны со спонтанным процессом рождения-уничтожения отдельных строчек магнитных вихрей.

Работа проводилась при поддержке РФФИ (грант 02-02-17301), НЦНИ+РФФИ (грант 03-02-22001) и Государственной программы «Сверхпроводимость» (г/к № 40.012.1.1.1356).

1. К.К. Лихарев, ЖЭТФ 61, 1700 (1971).
2. В.Н. Губанков, В.П. Кошелец, К.К. Лихарев, Г.А. Овсянников, письма ЖЭТФ 18, 292 (1973).
3. С.Г. Зыбцев, В.Я. Покровский, И.Г.Горлова, письма ЖЭТФ 74, 168 (2001).
4. L.B Kiss and P. Svedlindh, *IEEE Trans. on Electron Devices* 41, 2112 (1994).
5. K.S. Ralls and R.A. Buhrman, Phys. Rev. Lett. 60, 2434 (1988).
6. С.Г. Зыбцев, В.Я. Покровский, И.Г.Горлова, Ю.И. Латышев, «Природа фазового расслоения в субмикронных мостиках на основе Bi2212 монокристаллических вискеров», доклад на этой конференции.
7. S.G. Doettinger, R.P. Huebener R. Gerdemann *et al.*, Phys. Rev. Lett. 73, 1691 (1994).

Анизотропия магнитосопротивления в ab-плоскости монокристаллов NdCeCuO

А.И. Пономарёв, Л.Д. Сабирзянова, К.С. Сазонова
Институт Физики Металлов УрО РАН, 620219, Екатеринбург, Россия
А.С. Москвин, Ю.Д. Панов
Уральский Государственный Университет, 620083, Екатеринбург, Россия
А.А. Иванов
Московский Инженерно-Физический Институт, 115410, Москва, Россия

При гелиевых температурах обнаружена угловая анизотропия магнитосопротивления в ab–плоскости монокристаллических плёнок $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ (x = 0.12), когда внешнее магнитное поле лежит в плоскости ab. При понижении температуры от 4.2 К до 1.4 К величина эффекта возрастает более, чем в 10 раз. При T < 1.5 K обнаружено необычное возвратное поведение сопротивления с ростом магнитного поля (I || B || ab), которое можно связать с магнитным упорядочением в подсистеме Nd. Предложена микроскопическая модель [1], которая позволяет объяснить температурную и угловую зависимости анизотропной части магнитосопротивления.

О наблюдении угловой анизотропии магнитосопротивления (МС) при низких температурах сообщалось в недолегированных монокристаллах $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ (x = 0.30; 0.32) [2], $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ (x = 0.25) [3], $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ [4]. Когда магнитное поле приложено вдоль CuO_2 (ab) плоскости, МС при низких температурах обнаруживает угловую ($\propto \cos 2\phi$) и температурную ($\propto 1/T$) зависимости (ϕ - угол между током в образце и магнитным полем). Упомянутые системы являются дырочно допированными купратами.

Здесь мы сообщаем об исследовании анизотропии МС в недолегированных монокристаллах $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ (x = 0.12), когда магнитное поле лежит в плоскости CuO_2.

Эпитаксиальные монокристаллические плёнки $Nd_{1.88}Ce_{0.12}CuO_{4+\delta}$ толщиной 250 нм получены методом импульсного лазерного напыления на монокристаллическую подложку $SrTiO_3$ с ориентацией [110]. В полученных таким образом плёнках плоскость CuO_2 совпадала с поверхностью подложки [5].

Чтобы получить зависимость анизотропии МС от угла между направлением тока I в образце и внешнего магнитного поля B, образец вращался вокруг **c**-оси в пределах 0 ÷ 270 градусов..

При T = 4.2 K обнаружена угловая анизотропия МС $\Delta\rho_{ab}/\rho_{ab} \equiv [\rho_{ab}(H,\phi\neq 0) - \rho_{ab}(H,\phi=0)/\rho_{ab}(H,\phi=0)]$ в ab–плоскости плёнок $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ (x = 0.12) во внешнем магнитном поле. МС испытывает max и min, чередующиеся через 45˚, образуя 4-х лепестковую розетку. При понижении температуры от 4.2 K до 1.4 K величина эффекта возрастает на порядок (рис.1).

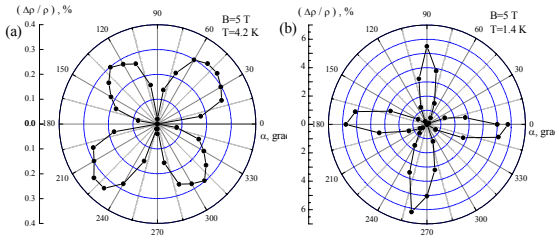


Рис.1. Анизотропия МС в ab-плоскости монокристаллической плёнки $Nd_{1.88}Ce_{0.12}CuO_{4+\delta}$ в магнитном поле B = 5 T при T = 4.2 K (a) и T = 1.4 K (b).

При температуре T = 1.4 K исследована зависимость анизотропии МС от внешнего магнитного поля. С ростом магнитного поля наблюдается (см. рис. 2) :

1) уширение максимумов МС в интервале полей от 1.5 T до 3.5 T,

2) расщепление максимумов МС и резкое уменьшение величины анизотропии в очень узком интервале магнитных полей (вблизи B = 4T),

3) поворот на угол 45 градусов 4-х лепестковой розетки МС с ростом магнитного поля от 1.5 T до 5.5 T.

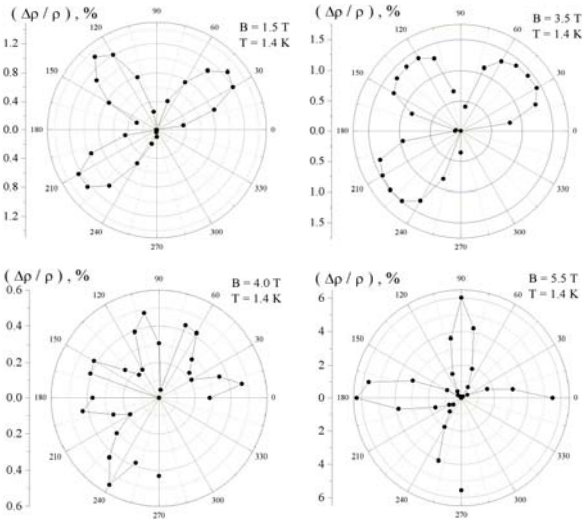


Рис. 2. Зависимость анизотропии МС от внешнего магнитного поля B = 1.5 T, 3.5 T, 4.0 T, 5.5 T в ab-плоскости монокристаллической плёнки $Nd_{1.88}Ce_{0.12}CuO_{4+d}$ при T = 1.4 K.

Исследована зависимость МС от магнитного поля, параллельного току в образце (I ‖ B ‖ ab) . При T = 4.2 K зависимость ρ_{ab}(B) такая же, как в системах 123 и 214, но при температуре ниже 1.5 K - антиферромагнитного упорядочения Nd [6], наблюдается "возвратный" эффект, когда МС сначала уменьшается до минимума при B = 3.5 T, а затем растёт и достигает первоначальной величины в поле B = 5 T.

В рамках микроскопической модели [1] наблюдаемые эффекты описываются особенностями поведения дырок в $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$, что находит поддержку в двухзонной модели явлений переноса в этом материале [7].

В работах [1] была развита микроскопическая модель анизотропии внутриплоскостного МС в дырочно-допированных купратах. В рамках этой модели предполагается псевдовырождение в основном состоянии двухдырочной конфигурации в CuO_4 кластере термов $^1A_{1g}$ и $^{1,3}E_u$. Основной вклад в анизотропию МС вносит термоактивированный перенос дырок по $O2p_{x,y}$ состояниям CuO_2 плоскости. Магнитное поле приводит к спин-индуцированной орбитальной поляризации состояний двухдырочного триплетного ^3E_u терма, смешиванию e_ux- и e_uy-зон и перенормировке эффективной массы. В результате, для внутриплоскостной проводимости, измеряемой под углом θ к [100], получено выражение:

$$\sigma(\theta) = \left(\cosh\frac{\Delta(\phi)}{kT} - \cos 2\theta \frac{a\cos 2\phi}{\Delta(\phi)} \sinh\frac{\Delta(\phi)}{kT} \right) \sigma_{ab}(T),$$

где $\Delta(\phi) = \sqrt{a^2\cos^2 2\phi + b^2 \sin^2 2\phi}$, a и b – параметры спиновой анизотропии, угол ϕ определяет направление эффективного магнитного поля – суммы обменного и внешнего поля: $\mathbf{h}=\mathbf{h}_{ex}(\mathbf{h})+\mathbf{h}$, $\sigma_{ab}(T)$ – изотропная в плоскости функция активационного типа. Эта зависимость правильно отражает температурную и угловую зависимость для анизотропной части внутриплоскостного МС в дырочно-допированных купратах: $\Delta\rho_{ab}/\rho_{ab} \propto \cos 2\phi / T$ при $\Delta/kT \ll 1$, и позволяет оценить величину параметра спиновой анизотропии $|a| \approx 0.1$ K [1].

Для объяснения особенностей МС в $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ необходим детальный учет реальной магнитной структуры этого соединения и ее эволюции во внешнем магнитном поле при низких температурах. По аналогии с родительским составом Nd_2CuO_4 [8] следует ожидать реализации в Ce-замещенной системе двух типов неколлинеарной антиферромагнитной структуры, в которых векторы антиферромагнетизма в соседних CuO_2 слоях ортогональны и направлены вдоль [100] и [010], а также спин-переориентационных (СП) переходов между ними. Однако разбавление Nd-подрешетки может привести к существенному сдвигу СП переходов, наблюдаемых в исходной системе при 80 и 30 K, в область низких температур, а также изменению критических полей спин-флопа. Действительно, наблюдаемая симметрия анизотропии МС типа $\cos^2 2\phi$, свидетельствует о компенсации вкладов во второе слагаемое в $\sigma(\theta)$, что типично для магнитных структур в полях ниже критического поля спин-флопа. Другими словами, эти поля в нашем случае превышают величину 5.5 T. Эффект уширения и расщепления угловых максимумов МС свидетельствует о появлении двух энергетически эквивалентных ориентаций векторов антиферромагнетизма симметричных относительно направления внешнего поля, что следует ожидать в угловой фазе спонтанного спин-переориентационного перехода.

Работа выполнена при поддержке Госконтракта 40.012..1.1.11.46 (12/04), РФФИ-Урал грант 04-02-96084, РФФИ грант 02-02-16942, INTAS grant 01-0654, CRDF grant REC-005.

1. А. С. Москвин, Ю. Д. Панов, ФТТ 44, 1819 (2002); Solid State Commun. 122, 253 (2002).
2. Y. Ando, A.N. Lavrov, K. Segawa, Phys. Rev. Lett., 83, 2813,(1999).
3. E. Cimpoiasu, V. Sandu, C. C. Almasan at al., Phys. Rev. B65, 144505 (2002).
4. Y. Ando, A. N. Lavrov, and S. Komiya, Phys. Rev. Lett., 90, 247003-1 (2003).
5. A. A. Ivanov, S. G. Galkin, A. V. Kuznetsov et al., Physica C 180, 69 (1991).
6. J.W. Lynn, I.W. Sumarlin, S. Skanthakumar et. al., Phys. Rev. B41, 2569 (1990).
7. Z.Z. Wang, T.R. Chien, N.R. Ong et al., Phys. Rev. B43, 3020 (1991).
8. Ravi Sachidanandam, T. Yildirim, A. B. Harris et al., Phys. Rev. B56, 260 (1997).

Определение величины псевдощели в тонких плёнках Y-123 и Bi-2223 по резистивным данным.

Д.Д.Прокофьев, М.П.Волков, Ю.А.Бойков.
Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, Россия

Псевдощель, существующая в недолегированных и оптимально легированных ВТСП купратах [1], продолжает оставаться объектом интенсивных исследований [2], поскольку псевдощель и сверхпроводящая щель могут иметь общую природу, см. данные по ARPES в обзоре [1]. Измерения сопротивления при исследовании псевдощели, как правило, использовались для определения температуры открытия псевдощели T^* [3], начиная с которой сопротивление при охлаждении падает более быстро, чем при $T > T^*$. В работе [4] было обнаружено, что в результате анализа формы отклонения экспериментальной зависимости $\rho(T)$ от экстраполированной из области $T > T^*$ зависимости $\rho_n(T)$ можно определить значения псевдощели в широком интервале температур, меньших T^*. Такой анализ может быть проведён при достаточно высокой точности измерений сопротивления. В данной работе мы расширили использование метода, предложенного в [4], определив псевдощель в плёнках $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$, а также применили его для расчёта величины псевдощели с помощью анализа новых литературных данных по зависимости сопротивления от температуры в $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$.

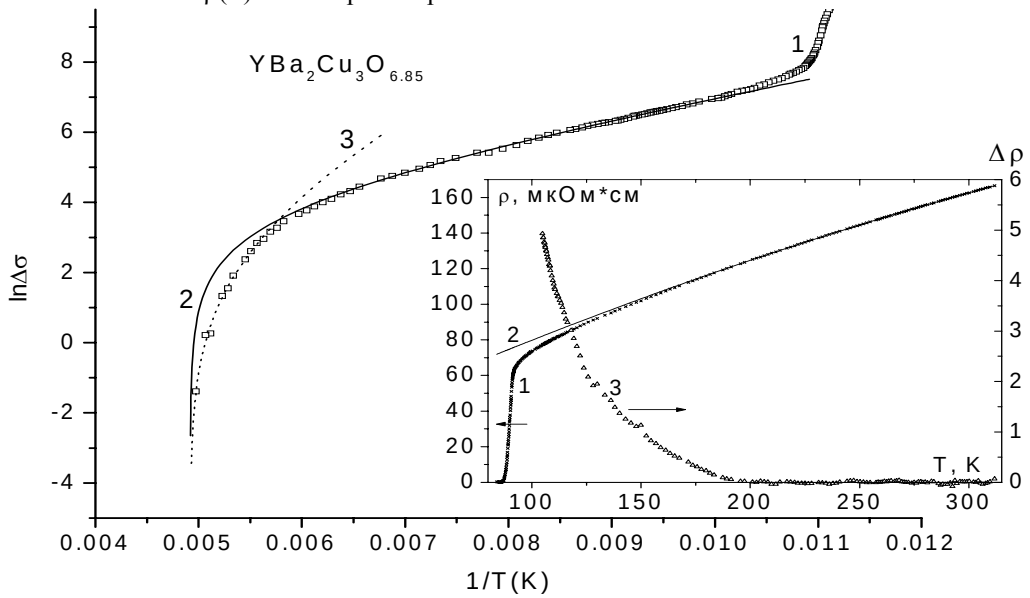


Рис.1 Зависимость $\ln\Delta\sigma = \ln(1/\rho_n(T) - 1/\rho(T))$ от обратной температуры плёнки YBCO на подложке $SrTiO_3$ – кривая 1, аппроксимирующая функция $\ln\Delta\sigma = \ln[A(1 - T/T^*)\exp(\Delta^*/T)]$, где $\Delta^* = 520$ K, – кривая 2, кривая 3 – та же функция, в которой $\Delta^* \to \Delta^*(T) = k\,\Delta^*\sqrt{1 - T/T^*}$, т.е. в виде корневой аппроксимации зависимости $\Delta^*(T)$ при $T \to T^*$. На вставке кривая 1 –экспериментальная зависимость $\rho(T)$ образца, для которого проведена обработка $\Delta\sigma$, кривая 2 – экстраполированная зависимость $\rho_n(T)$, аппроксимирующая $\rho(T)$ в интервале 200 ÷ 300 K с отклонением ~ 0.02%, кривая 3 – разность $\rho_n(T) - \rho(T)$.

На рис.1 приведены графики, показывающие как можно описать дополнительную (к существующей при $T > T^*$) проводимость образца $\Delta\sigma = 1/\rho - 1/\rho_n$ в интервале температур $T_c < T < T^*$. Зависимость $\ln\Delta\sigma$ от $1/T$ близка к линейной в интервале температур 100 ÷ 140 K, но такая зависимость не описывает экспериментальные данные при более высоких температурах. Формула для $\Delta\sigma$

$$\Delta\sigma = A(1 - T/T^*)\exp(\Delta^*/T) \qquad (1)$$

достаточно хорошо описывает дополнительную проводимость в интервале 100 K ÷ T^*. В работе [4] показано, что остающееся расхождение (между кривыми 1 и 2 на рис.1) связано с уменьшением величины Δ^* при приближении температуры к T^*. Поскольку характерная температура T^* определяется независимо по графику $\rho_n(T) - \rho(T)$, см. вставку к рис.1, (или по графику $(\rho - \rho_0)/\alpha T$, где ρ_0 – остаточное сопротивление, α - температурный коэффициент – как в работе [3]), то параметры A и Δ^* в формуле (1) определяются с помощью двухпараметрической аппроксимации в температурном интервале 100 ÷ 165 K. Величина $\Delta^* \approx 520$ K, полученная та-

ким образом для $YBa_2Cu_3O_{6.85}$, очень близка к величине псевдощели, полученной методом релаксации пропускания света плёнками YBCO после оптической накачки в [5] при таком же уровне легирования. Таким образом, предложенная обработка измеренной с достаточной точностью зависимости ρ(T) позволяет определить величину псевдощели в ВТ сверхпроводнике. Зависимости псевдощели от температуры для плёнок YBCO и BSCCO, наших и полученных обработкой литературных данных, приведены на рис.2.

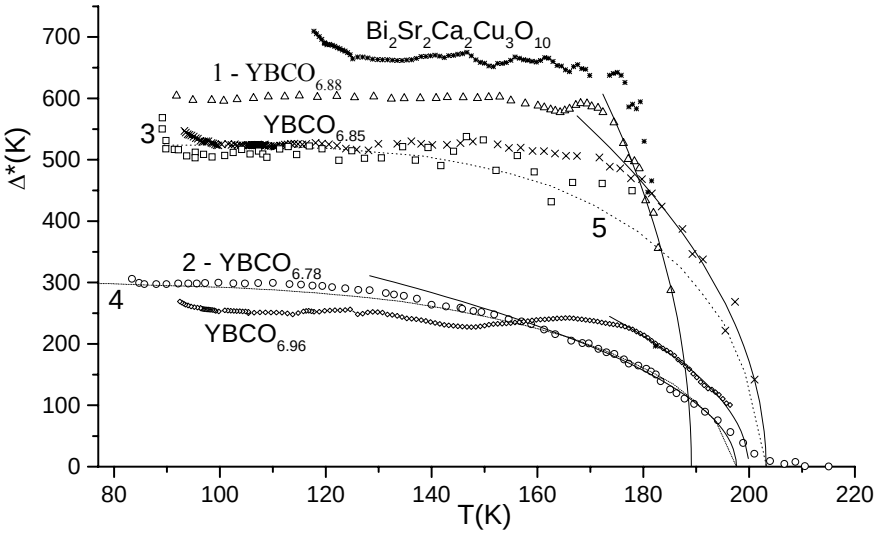


Рис.2. Зависимость псевдощели от температуры для плёночных образцов Y–123 и Bi-2223. Нумерованные кривые: 1 и 2 получены обработкой данных [3], уровень легирования указан на рисунке, кривая 3 – получена при обработке зависимости ρ(T) из [6] для плёнки $YBa_2Cu_3O_{6.85}$, т. е. с таким же содержанием O, как в нашей плёнке. Кривые 4 и 5 представляют результаты, полученные в теории кроссовера БКШ-БЭК [7] для значений параметра кроссовера $\mu/\Delta(0)$= -2 и –10 соответственно, где μ - химический потенциал, $\Delta(0) \equiv \Delta(T=0)$ (в зависимости $\Delta^*/\Delta^*(0)$ от T/T^*, полученные в теории, введены соответствующие масштабные множители, за $\Delta^*(0)$ взяты значения из области $\Delta^* \approx$ const для данного образца). Сплошными линиями показаны корневые аппроксимации спадающих участков зависимостей $\Delta^*(T)$ при $T \to T^*$, см. формулу в подписи к рис.1.

Как видно на рис.2,при легировании, близком к оптимальному (для $YBCO_{7-\delta}$ при 7 - δ = 6.88 и 6.85), Δ^* слабо зависит от температуры и весьма резко падает при приближении температуры к T^*, причём спадающий участок $\Delta^*(T)$ может быть описан корневой аппроксимацией по всей видимости вплоть до $T = T^*$. В Bi-2223 псевдощель оказывается большей, чем в Y-123, что и ожидается в связи с более высокой T_c. Интересно отметить, что отношение Δ^* Bi-2223 и $YBCO_{6.88} \approx 1.11$, а отношение $T_c \approx 1.16$, т.е. весьма близки. При меньшем уровне легирования $\Delta^*(T)$ уменьшается при увеличении температуры более плавно – кривая 2-$YBCO_{6.78}$, и становится возможным описание зависимости $\Delta^*(T)$ теорией кроссовера БКШ-БЭК [7] – кривая 4, в отличие от более легированных материалов – кривая 5 (кроме области вблизи T^*, где как и указывают авторы работы [7], результаты, полученные в приближении среднего поля, неприменимы). Описание дополнительной проводимости при $T < T^*$ с помощью Δ^* формулой (1) легко может быть интерпретировано в рамках представления о T^* как среднеполевой температуре сверхпроводящего перехода – [8]: $\Delta\sigma \sim$ числу сверхпроводящих пар $1-T/T^*$ и обратно пропорциональна числу пар, разрушенных тепловым движением $\exp(-\Delta^*/T)$. Повидимому, об этом же свидетельствует возможность описания $\Delta^*(T)$ вблизи T^* корневой функцией от T, показанной на рис.2 сплошными линиями. На образцах с 7 - δ = 6.85 и 6.96 были измерены критические токи и ВАХ. Слегка перелегированный образец $YBCO_{6.96}$ с псевдощелью относительно небольшой величины, см. рис.2, имел j(86 K) ~ 10^5 А/см^2, в то время, как образец $YBCO_{6.85}$ – на 2 порядка меньше.

1. T.Timusk, B.Statt.Rep.Progr.Ph. 62, 61 (1999).

2. В.И. Белявский, Ю.В. Копаев, УФН 174, 457 (2004); S. Tan, K. Levin. Cond-mat/0302248.

3. K.Takenaka, K.Mizuhashi, H.Takagi, S.Uchida, Phys.Rev. B50, 6534 (1994).

4.Д.Д. Прокофьев, М.П. Волков, Ю.А. Бойков, Физика твёрдого тела 45, 1168 (2003).

5.А.П. Соловьёв, H.-U. Haberneier, T. Haage, Физика низких температур 28, 24 (2002).

6. V.V. Kabanov, J. Demsar, B. Podobnic, et al., Phys.Rev. B59, 1497 (1999).

7. E. Babaev, H. Kleinert, Cond-mat/9804206.

8.V J.Emery, S.A.Kivelson. Nature 1995, **374**, p.434

Диаграмма состояния $Ba_2YCu_3O_6$ - $Ba_2YCu_3O_7$ в области температур 200-400°С

И.Б. Бобылев, Н.А. Зюзева, С.В. Сударева, Т.П. Криницина,
Ю.В. Блинова, Е.П. Романов
Институт физики металлов УрО РАН, г.Екатеринбург

Особенностью ВТСП - соединения $Ba_2YCu_3O_{7-\delta}$, помимо широкой области нестехиометрии по кислороду ($0\leq \delta \leq 1$), является его неустойчивость по отношению к спинодальному распаду при температурах < 400°С на фазы с низким и высоким содержанием кислорода. В ряде работ распад был предсказан теоретически и построены соответствующие участки диаграммы состояния $Ba_2YCu_3O_6$ - $Ba_2YCu_3O_7$, однако экспериментальная диаграмма состояния в области температур 200-400°С отсутствует. Целью данной работы являлось построение ее методами рентгенографии и электронной просвечивающей микроскопии.

Материалом для исследования являлась рентгеновски однофазная керамика, полученная с помощью стандартного твердофазного синтеза. По окончании синтеза образцы отжигались при температурах 950-400°С в течение 20-24 часов в атмосфере воздуха или кислорода с целью установления в них кислородного индекса в максимально широком диапазоне: $6{,}15\leq y\leq 6{,}96$. Контроль за содержанием кислорода осуществлялся методами иодометрического титрования и гравиметрии. Максимальная продолжительность отжигов на распад составляла 100 часов при t=200°С и 50 часов при более высоких температурах.

Нами было установлено, что при отжигах при температуре 200°С в течение 100 часов в атмосфере воздуха содержание кислорода в образцах не изменялось, однако при температурах > 250°С наблюдалось поглощение кислорода в образцах с пониженным его содержанием. Поэтому при этих температурах отжиги проводились в проточной атмосфере аргона, в которой сохранялось постоянство состава образцов при кислородном индексе < 6,85.

Рентгенографически распад исследовали по изменению профиля дублета дифракционных линий 200-020-006. Как было ранее экспериментально установлено, распад приводит к расширению и сближению этих линий, вплоть до слияния их в широкий симметричный пик. Электронно-микроскопически, распад проявляется в исчезновении двойниковой структуры кристаллитов, если фаза была в исходном состоянии орторомбической, а также в появлении твидовой структуры, создаваемой волнами атомных смещений типа [110], $[1\,\bar{1}\,0]$. Кроме того, наблюдается выделение частиц размером 5-10 нм.

На рис.1 приведена полученная диаграмма состояния $Ba_2YCu_3O_6$ - $Ba_2YCu_3O_7$, из которой видно, что данное соединение структурно неустойчиво по отношению к спинодальному распаду в широкой области содержания кислорода. Даже небольшие отклонения от предельного содержания кислорода (кислородный индекс 6,96+0,02) приводят к неустойчивости структуры относительно распада при t=200°С. Критическая точка области расслаивания находится при t~330°С. Наиболее быстро и глубоко распад протекает в области средних содержаний кислорода (δ~0,5). Рентгенографически установлено, что независимо от начального содержания кислорода после отжига при t=200°С дублеты линий 200-006 (тетра-фаза) и 200-020-006 (орто-фаза) сливаются в широкий симметричный пик в одной и той же области углов (2θ~46,8° в медном излучении). После отжигов при более высоких температурах распад проявляется в расширении и слиянии только линий 200 или 200-020.

Из теоретически рассчитанных диаграмм наиболее близка к экспериментальной, в плане определения температурной области расслоения, диаграмма опубликованная в [1] (на рис.1 изображена пунктиром). Однако в отличие от нее нами установлено, что область расслаивания, разделена на два поля. При t<= 250°С распад происходит на тетрагональную и орторомбическую фазы. При более высоких температурах распад происходит на две ортофазы, что качественно совпадает с результатами теоретических расчетов [2].

В частности, после отжига при t=300°С продолжительностью 10-25 часов изначально тетрагональных образцов с низким содержанием кислорода наблюдается переход тетра-орто, проявляющийся в расщеплении линии 200. Увеличение продолжительности отжига приводит к их слиянию уже вследствие распада, приводящего к понижению орторомбичности матрицы. Тетра-орто переход подтверждается также и электронно-микроскопическим исследованием. В образцах с кислородным индексом 6,22 после отжигов при t=300°С, наряду с выделением частиц второй фазы имеет место двойникование матричной фазы, свидетельствующее о ее переходе в орторомбическое состояние.

В плане разработки технологии получения изделий для практического применений, полученные результаты указывают на важность соблюдения условий достижения минимального отклонения кислородного индекса от 7 и равномерного распределения кислорода по всему объему образца в материалах на основе фазы 123. Это необходимо для предотвращения естественного старения, ухудшающего критические параметры.

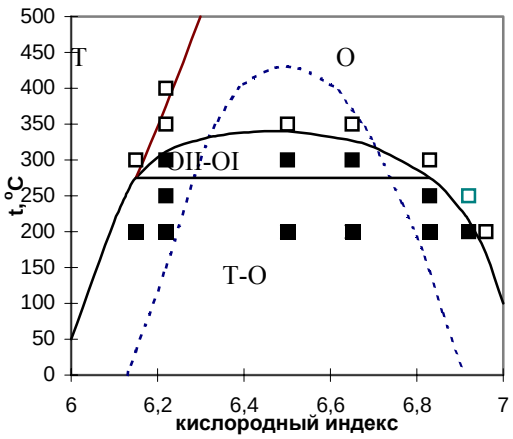


Рис.1 Диаграмма состояния
$Ba_2YCu_3O_6$ - $Ba_2YCu_3O_7$.

Черные точки соответствуют области распада, светлые точки - распад отсутствует. Пунктирная линия - расчетная область распада по данным [1].

1. S.Semenovskaya, A.G.Khachaturyan, Phys. Rev. B, 1992, v.46, p.6511.

2. A.G.Khachaturyan, J.W.Morris, Phys. Rev. Letters, 1988, v.61, p.215.

Формирование искусственных центров пиннинга в ВТСП на основе Bi

И.А.Руднев, П.В.Бобин
Московский инженерно-физический институт (государственный университет), 115409 Москва, Россия
Б.П. Михайлов
Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН,119991 Москва. Россия

Обнаружено, что введение наноразмерных добавок в ВТСП на основе Bi приводит к увеличению намагниченности и плотности критического тока. Впервые установлено, что зависимость нормированного критического тока от объемной концентрации указанных легирующих добавок описывается одной универсальной кривой. Найден диапазон оптимальных объемных концентраций добавок, в котором наблюдается максимальное повышение J_c.

Традиционные способы создания повышения плотности критического тока J_c в ВТСП, такие как, например, облучение высокоэнергетичными ионами или нейтронами, не смотря на их определенные успехи, трудоемки и дороги. Очевидно, требуются другие относительно простые физико-химические методы создания искусственных центров пиннинга. Одним из перспективных с технологической точки зрения методов создания дополнительных центров пиннинга и, следовательно, увеличения транспортных характеристик ВТСП, представляется введение в сверхпроводящий материал наноразмерных добавок (НРД) неорганических материалов. При этом необходим выбор инертных по отношению к сверхпроводящей матрице примесей, которые, с одной стороны, не понижали бы T_c исходного сверхпроводника, а с другой стороны – при введении в сверхпроводящий материал играли бы роль эффективных центров пиннинга. Известны работы по введению в ВТСП наноразмерных добавок MgO [1], NbC, TaC, TiC, Si_3N_4, HfN [2-5], в которых была показана возможность повышения J_c сверхпроводящих соединений $(Bi,Pb)_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$ (*Bi2212*) и $(Bi,Pb)_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10+x}$ (*Bi2223*).

В настоящем сообщении приводятся впервые полученные данные по существенному увеличению намагниченности как при гелиевой, так и азотной температурах, поликристаллических ВТСП образцов за счет введения наноразмерных добавок карбида тантала, карбида ниобия и нидрида ниобия. Наблюдаемое увеличение намагниченности M, согласно модели критического состояния, означает увеличение плотности критического тока и свидетельствует об образовании в материале эффективных искусственных центров пиннинга.

Исходное висмутсодержащее соединение Bi-2223 приготовлено методом совместного осаждения карбонатов. По данным РФА порошок синтезированного соединения преимущественно состоит из фазы 2223 (90 об.%), 2212 (5÷10 об.%), 2201 (2÷3 %) и следов $PbCaO_4$. Для создания искусственных центров пиннинга применены мелкодисперсные порошки NbN, TaC, NbC (с характерным размером гранул 10÷30 нм). Весовые концентрации добавок составляли от 0.05 до 0.2 %. Смесь порошков фазы 2223 и наноразмерных частиц перемешивали во вращающемся контейнере в течение 30 часов и затем проводили холодное прессование в таблетки диаметром 8 мм и толщиной 2 мм. Давление прессования во всех компактируемых таблетках было одинаковым и равнялось 100 кг/см^2. Последующее высокотемпературное спекание таблеток разного состава, в том числе и образца без добавок, проводилось одновременно. Спекание осуществлялось при температуре 840 °C в течение 10 часов.

Для регистрации намагниченности применялся метод дифференциальной холловской магнитометрии, который заключается в использовании двух полупроводниковых преобразователей Холла (ПХ), включенных встречно относительно холловских потенциальных выводов. Первый ПХ находился вдали от образца и измерял внешнее магнитное поле *H*, а второй располагался на поверхности образца и измерял магнитную индукцию. В результате аппаратного вычитания холловского потенциала первого ПХ из значения потенциала второго ПХ, возникал суммарный сигнал, соответствующий намагниченности *M(H)*.

Измерения проводились при *T*=77 К и *T*=4.2 К. В первом случае в качестве источника внешнего магнитного поля использовался резистивный медный соленоид, во втором случае применялся сверхпроводящий соленоид из *NbTi*.

На рис.1 представлены характерные петли намагниченности *M(H)* образцов Bi-2223, содержащими наноразмерные добавки NbC с различными весовыми концентрациями *C*=0 (нелегированный образец); 0.05 масс %, 0.1 масс. %, 0.2 масс. %. Видно, что введение добавок приводит к росту значения намагниченности во всем диапазоне исследованных магнитных полей. Увеличение ширины петли намагниченности *ΔM,* означает, согласно модели критического состояния, увеличение J_c . За ширину петли намагниченности принимаем $\Delta M(H_o) = M_+(H_o) - M_-(H_o)$, где $M_+(H_o)$– значение намагниченности в увеличивающемся поле H_o, $M_-(H_o)$ – в уменьшающемся. Аналогичные результаты были получены также для добавок NbN и TaC. Значения плотности критического тока рассчитывались по формуле $j_c(H_o) = 15\Delta M(H_0)/R$, учитывающей размагничивающий фактор и зависимость критического тока от магнитного поля.

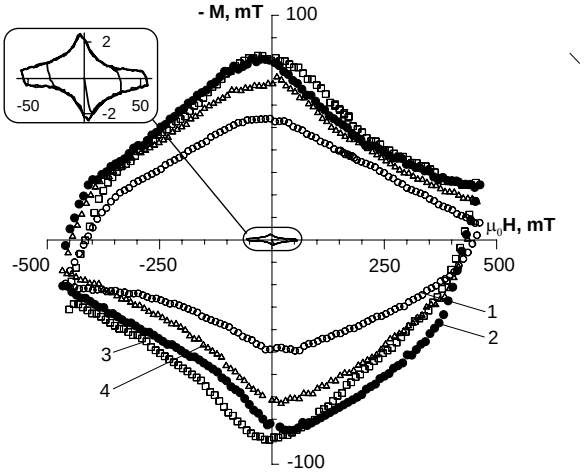


Рис.1. Намагниченность *M(H)* при T=4.2 K Bi2223 с различными массовыми концентрациями наноразмерных добавок NbC: 1- нелегированный; 2- Bi2223 + 0.05 масс. % NbC; 3- Bi2223 + 0.1 масс. % NbC; 4- Bi2223 + 0.2 масс. % NbC. Сплошная линия и на вставке – зависимость *M(H)* при T=77 K для нелегированного образца.

При увеличении температуры до *T*=77 K наблюдается изменение формы петли намагниченности и резкое уменьшение значения *ΔM*. Для наглядной иллюстрации уменьшения намагниченности при повышении температуры, на рис.1 вместе с данными при *T*=4.2 K представлена кривая *M(H)* при T=77 K для нелегированного образца. Следует отметить, что рост J_c наблюдается как при азотной температуре, так и при *T*=4.2 K.

Увеличение намагниченности означает, что вводимые добавки приводят к образованию дополнительных структурных дефектов, играющих роль искусственных центров пинннга. Для оптимизации концентрации добавок, приводящей к максимальному росту J_c, необходимо проанализировать зависимости J_c от объемной концентрации структурных дефектов *n* , т.е. от числа центров пиннинга в единице объема сверхпроводника. Несмотря на то, что массовая концентрация различных добавок варьировалась в одинаковых пределах от 0.05 до 0.2 масс. %, объемная концентрация примесей существенно различается, так как различны плотности легирующих добавок при одинаковом среднем поперечном размере наночастиц. Объемная концентрация частиц была рассчитана, исходя из характерного поперечного размера частицы в 20 нм и плотностей легирующих веществ - NbN : $\rho\approx8.4$ г/см^3; -NbC : $\rho\approx8.0$ г/см^3; - TaC : $\rho\approx14.4$ г/см^3 .

На рис. 2 представлена зависимость критического тока при *T*=4.2 K, нормированного на максимальную величину, от концентрации добавок (центров пиннинга) различных легирующих веществ. Кривая имеет универсальный куполообразный характер с максимумом в диапазоне $n\approx6\div7\cdot10^{13}$ частиц /см^3.

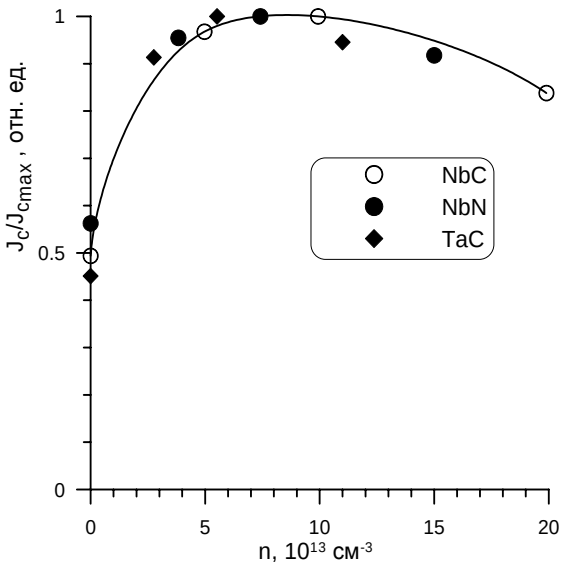


Рис.2. Зависимость нормированной плотности критического тока от объемной концентрации различных легирующих добавок.

Таким образом, в результате проведенных исследований намагниченности образцов ВТСП $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$ при различных содержаниях наноразмерных добавок карбида тантала, карбида ниобия и нитрида ниобия, впервые обнаружено, что наноразмерные добавки приводят к резкому увеличению намагниченности. Это, в свою очередь, означает повышение плотности критического тока. Наиболее заметное повышение плотности критического тока зарегистрировано при введении добавки *TaC*. В нулевом поле повышение J_c составило 120 % при T=4,2 K и 100 % при *T=77* K. Максимальное повышение критического тока на 290% отмечено при *T=77* K в магнитном поле 40 мТл. Анализ зависимостей нормированного критического тока от объемной концентрации частиц указывает на существование универсальной кривой $J_c(n)$, имеющей экстремум в области оптимальной концентрации наноразмерных добавок $n_{опт}\approx6\div7\ 10^{13}$ см$^{-3}$. Использование универсальной кривой $J_c(n)$ открывает путь к прогнозированию оптимальных весовых концентраций наноразмерных добавок иных материалов, исходя из плотности используемого вещества и его дисперсности.

1. Ленников В.В., Казин П.Е., Путляев В.И. и др. ЖНХ 41, 911(1996).

2. Михайлов Б.П., Казин П.Е. и др. Неорганические материалы 37, 753(2001).

3. Михайлов Б.П., Бурханов Г.С. и др. Неорганические материалы 37, 1199(2001).

4. Mikhailov B.P., Tazetdinova N.F. et al. J. Low Temp. Phys. 105, 1553(1996).

5. Михайлов Б.П., Бурханов Г.С. и др. Неорганические материалы 39, 462(2003).

Квантовое плавление вихревой решетки абрикосова

М.В. Зюбин, И.А. Руднев, В.А. Кашурников
Московский инженерно-физический институт (государственный университет), 115409 Москва, Россия

С помощью квантового алгоритма Монте-Карло проведены расчеты двумерной системы вихрей. Обнаружено, что при низких температурах квантовые флуктуации оказывают существенное влияние на фазовое состояние вихревой системы, приводя, в частности, к плавлению вихревой решетки

Физика вихревого состояния является весьма интересной областью современной науки в силу чрезвычайного многообразия фазовых и структурных переходов, присущих системам вихрей в сверхпроводниках второго рода. Так, если при низких температурах вихревая система находится в кристаллической фазе, то при увеличении интенсивности температурных флуктуаций вихревая решетка разрушается и система переходит в фазу вихревой жидкости. Основные особенности плавления *2D* вихревой системы в поле дефектов рассматривались в [1-5].

Вместе с тем, экспериментальные исследования свидетельствуют о существовании иных механизмов нарушения порядка в вихревых системах. Так, в [6-10] результаты исследования магнитной релаксации, транспортных свойств и крипа магнитного потока интерпретируются в терминах квантовых флуктуаций вихревой системы. Квантовые флуктуации становятся существенны при T→0 в области, где обычные температурные флуктуации уже не оказывают значительного влияния.

Мы предлагаем феноменологическую модель для описания вихревой системы с учетом квантовых флуктуаций различной интенсивности и приводим результаты исследования предложенной модели петлевым методом квантового Монте-Карло в непрерывном мнимом времени.

Для описания квантовых флуктуаций мы рассматриваем вихри как квантовые "частицы" и вводим туннельное слагаемое в Гамильтониан, который с учетом тождественности этих "частиц" будет иметь следующий вид:

$$\hat{H} = -t\sum_{\langle i,j\rangle}(a_i^+ a_j + h.c.) + \frac{1}{2}\sum_{i\neq j}V(r_{ij})n_i n_j - \sum_i \mu_i n_i, \qquad (1)$$

Первое слагаемое в (1) описывает перескок частиц между узлами *i-j* с амплитудой перескока *t* (между ближайшими соседями). Второе слагаемое описывает парное взаимодействие, третий член включает в себя все взаимодействия, линейные по числу частиц. Все расчеты выбирались в относительных энергетических единицах.

Для моделирования мы использовали SSE алгоритм квантового Монте-Карло [11]. В представлении взаимодействия Гамильтониан системы представляется в виде суммы невозмущенной (диагональной) части и возмущения:

$$\hat{H} = \hat{D} + \hat{V} \qquad (2)$$

Статистическая сумма системы в свою очередь может быть представлена следующим образом:

$$Z = \sum_{n=0}^{\infty}(-1)^n \int_0^{\beta} d\tau_1 \int_0^{\tau_1} d\tau_2 \ldots \int_0^{\tau_{n-1}} d\tau_n T\tau\{\hat{V}(\tau_1)\hat{V}(\tau_2)\ldots\hat{V}(\tau_n)\} \qquad (3)$$

$$\hat{V}(\tau) = e^{\tau\hat{D}}\hat{V}e^{-\tau\hat{D}} \qquad (4)$$

Далее, следуя процедуре SSE алгоритма, возмущение может быть представлено в виде суммы операторов возмущений, действующих по связям. Процедура моделирования состоит из диагонального апдейта, изменяющего порядок разложения *n* и петлевого апдейта, приводящего к рождению-уничтожению кинков. Преимуществом данного метода является возможность работы в большом каноническом ансамбле непосредственно в непрерывном мнимом времени *τ*.

Нами рассмотрена двумерная системы вихрей на треугольной сетке с учетом квантовых эффектов. Для анализа поведения вихревой системы рассчитывались следующие величины:

$$S_6 = \left\langle \sum_{i=1}^{N}\frac{1}{Z_i}\sum_{j=1}^{Z_i} e^{i6\theta_{ij}} \right\rangle \qquad (5)$$

- структурный фактор S_6 и

$$\rho_s = \frac{1}{2t\beta}\langle W^2\rangle \qquad (6)$$

- сверхтекучая плотность системы ρ_s. Сверхтекучая плотность вводится нами в соответствии со

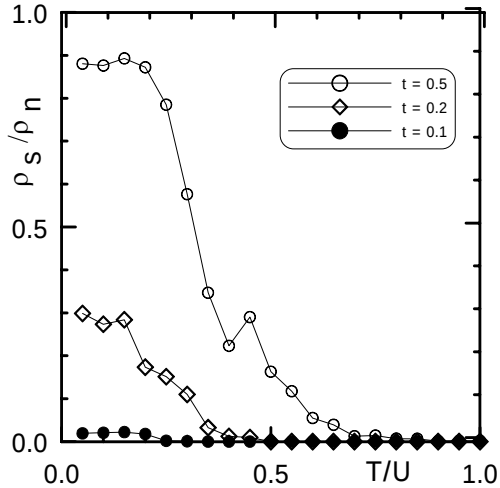


Рис.1. Температурная зависимость сверхтекучей плотности при различных *t. U=1.0.*

стандартным определением [12]. Как видно из вы-

ражения (6) сверхтекучая плотность пропорциональна среднему квадрату, так называемого winding number *W*, параметра, характеризующего топологическую конфигурацию мировых линий. Расчеты были проведены для системы вихрей на треугольной сетке 10x10 узлов с одним центром пиннинга глубиной $\mu=0.1\ U$, где U – энергетический фактор в выражении для парного взаимодействия вихрей [1].

На Рис.1 представлены графики зависимостей сверхтекучей плотности от температуры при различных значениях параметра квантового перескока *t*. Видно, что при малом значении параметра *t*=0.1 сверхтекучая плотность в системе практически отсутствует во всем диапазоне рассматриваемых температур. В тоже время при *t*=0.5 на графике наблюдается четкое плато, соответствующее квантовому режиму вихревой системы. Повышение T приводит к понижению сверхтекучей плотности, что соответствует переходу системы в классический режим. Следует отметить, что большое значение сверхте-

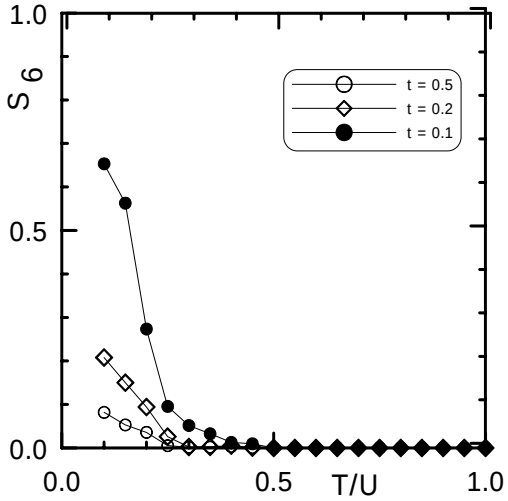


Рис.2. Температурная зависимость структурного фактора при различных *t. U=1.0.*

кучей плотности имеет для вихревой системы иной физический смысл, чем для других систем. Обычно, если система находиться в сверхтекучем состоянии, диссипация отсутствует. Однако высокая подвижность вихрей, как известно, сопровождается диссипацией энергии, и, следовательно, высокое значение сверхтекучей плотности соответствует большим потерям энергии. Таким образом, квантовые флуктуации могут привести к диссипации энергии в областях тех температур, где при классическом рассмотрении потери должны отсутствовать.

На Рис.2 представлены зависимости структурного фактора S_6 от температуры. Видно, что при высокой T значение S_6 стремится к нулю для всех рассмотренных значений параметра *t*. При уменьшении температуры наблюдается рост S_6. Причем в случае почти классической системы *t*=0.1 система более упорядочена при низких температурах, чем в случае сильных квантовых флуктуаций *t*=0.5.

Для того чтобы проследить поведение системы вихрей при изменении интенсивности квантовых флуктуаций, нами проведены расчеты при фиксированной температуре *T*=0.1 и различных значениях параметра *t*. Из Рис.3 видно, что при увеличении *t* наблюдается рост сверхтекучей плотности. Это соответствует переходу в квантовый режим. Одновременно уменьшается структурный фактор S_6, то есть система вихрей разупорядочивается. Иными

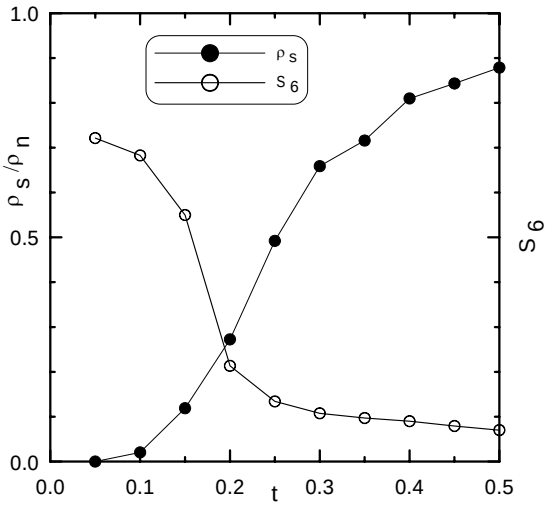


Рис.3. Зависимость сверхтекучей плотности и структурного фактора от *t* при *T=0.1, U=1.0.*

словами, наблюдается плавление вихревой системы под действием квантовых флуктуаций. Таким образом, нами показана возможность плавления вихревой системы в области низких температур под воздействием квантовых флуктуаций.

1. В.А. Кашурников, И.А. Руднев, М.Е. Грачева, О.А. Никитенко, ЖЭТФ **117**, 196 (2000).

2. I.A. Rudnev, V.A. Kashurnikov, M.E. Gracheva, O.A. Nikitenko, Physica C **332**, 383(2000).

3. В.А. Кашурников, И.А. Руднев, М.В. Зюбин, ЖЭТФ **121**, 442 (2002).

4. М. В. Зюбин, И. А. Руднев, В. А. Кашурников, Письма в ЖЭТФ **76**, 263 (2002).

5. М. В. Зюбин, И. А. Руднев, В. А. Кашурников, ЖЭТФ **123**, 1212 (2003).

6. T. Sasaki, T. Fukuda, N. Yoneyama, N. Kobayashi, Phys. Rev. B **67**, 144521 (2003).

7. T. Sasaki, T. Fukuda, T. Nishizaki, T. Fujita, N. Yoneyama, N. Kobayashi, W. Biberacher, Phys. Rev. B **66**, 224513 (2002).

8. S. Okuma, M. Morita, Y. Imamoto, Phys. Rev. B **66**, 104506 (2002).

9. M.M. Mola, S. Hill, J.S. Brooks, J.S. Qualls, Phys. Rev. Lett. **86**, 2130(2001).

10. Y. Z. Zhang et al., Appl. Phys. Lett **81**, 4802 (2002).

11. M. V. Zyubin and V. A. Kashurnikov, Phys. Rev. E **69**, 036701 (2004).

12. G.G. Batrouni, B. Larson, R. T. Scalettar, J. Tobochnick, J. Wang, Phys. Rev. B **48**, 9628-9635 (1993).

Необратимая магнитная динамика и самоорганизация критического состояния в дискретных сверхпроводниках

С.Л.Гинзбург, Н.Е.Савицкая

Петербургский институт ядерной физики им. Б.П.Константинова РАН, 188300, Гатчина, Россия.

Проведенные в последнее время эксперименты по изучению критического состояния сверхпроводников и решеток джозефсоновских контактов (см. обзор [1]) показали, что в данных системах возможна лавинообразная динамика. В связи с этим, в названных работах проводятся параллели с явлением самоорганизованной критичности (СОК)[2].

Однако в работах, посвященных магнитной динамике сверхпроводников, не было сделано попытки связать явления, наблюдаемые в сверхпроводниках и самоорганизованную критичность, исходя из уравнений, описывающих сверхпрводники и модели самоорганизованных систем.

В настоящей работе мы рассматриваем такую связь на простом примере случайной решетки джозефсоновских контактов, которая является большим дискретным джозефсоновским контактом. Данная система представлена на рисунке 1. Контакты расположены вдоль оси x, расстояние между i-ым и (i+1)-ым контактами является случайной величиной b_i. Система бесконечна по оси y и помещена в медленно меняющееся магнитное поле H_{ext}, также направленное вдоль оси y.

Такая решетка описывается системой уравнений для калибровочно-инвариантной разности фаз на контактах φ_i:

$$V\sin\varphi_i + \tau\frac{\partial\varphi_i}{\partial t} = [J_i\varphi_{i+1} - (J_i + J_{i-1})\varphi_i + J_{i-1}\varphi_{i-1}];$$

$$i \neq 1, N$$

$$V\sin\varphi_1 + \tau\frac{\partial\varphi_1}{\partial t} = [J_1\varphi_2 - J_1\varphi_1] - h_{ext}; \qquad (1)$$

$$V\sin\varphi_N + \tau\frac{\partial\varphi_N}{\partial t} = [-J_{N-1}\varphi_N + J_{N-1}\varphi_{N-1}] + h_{ext}$$

$$V = \frac{16\pi^2 al\lambda_L j_c}{\Phi_0};\ \tau = \frac{8\pi\ al\lambda_L}{\rho};\ J = \frac{a}{b_i};$$

$$h_{ext} = \frac{4\pi\lambda_L a}{\Phi_0}H_{ext}$$

где a — среднее расстояние между контактами, ρ — поверхностное сопротивление контакта, Φ_0 –квант потока, λ_L — лондоновская глубина проникновения, l — размер контакта, j_c — плотность критического тока контактов.

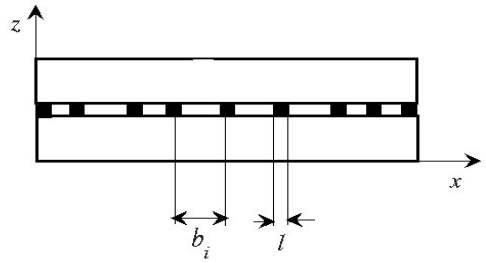


Рис.1 Сечение решетки джозефсоновских контактов плоскостью (x,z)

Основным параметром, определяющим магнитную динамику системы является величина V. В случае V>>1 уравнения (1) эквивалентны алгоритмам, описывающим системы с самоорганизацией [3].

Мы исследовали описанную решетку методом компьютерного моделирования при различных значениях параметра V.

Для всех рассмотренных значений параметра V, через некоторое время система достигала состояния, которое представляло собой набор метастабильных состояний. После очередного возмущения в системе возникала лавина, которая переводила ее в следующее метастабильное состояние. Лавина в этом случае представляла собой вхождение в решетку большого числа квантов магнитного потока и его распределение по ячейкам. В результате в системе наблюдался всплеск напряжения и изменялся полный магнитный поток.

Для каждой лавины мы вычисляли интегральное напряжение за время лавины по правой части решетки:

$$u_n = \frac{\Phi_0}{2\pi M}\sum_{i=M+2}^{N}(\varphi_i(t_{en}) - \varphi_i(t_{bn}));$$

где M=(N-1)/2; t_{bn}, t_{en} — времена начала и конца n-ой лавины.

Заметим, что интегральное напряжение за время лавины является аналогом размера лавины — основной характеристики систем с самоорганизацией [2].

Также мы изучали полный магнитный поток в системе, величину, которая обычно измеряется экспериментально [5] и определяется формулой:

$$\Phi_n(t) = \frac{\Phi_0}{2\pi}(\varphi_N(t) - \varphi_1(t));$$

а также изменение этой величины за время лавины:

$\Delta\Phi_n = \Phi_n(t_{en}) - \Phi_n(t_{bn});$

На рисунке 2 представлены плотности вероятности напряжений и скачков полного магнитного потока для решетки контактов при V=40 и с коэффициентами J равномерно распределенными в интервале [1,1.5]. Как распределение интегрального напряжения, так и распределение скачков полного потока являются степенными функциями, что показывает, что критическое состояние системы является самоорганизованным.

Далее мы рассмотрели плотности вероятности напряжения и скачков полного магнитного потока для V=1.2 и V=0.6 и коэффициентов J, распределенных в интервале от 1 до 1.5. Результаты представлены на рисунках 3, 4. Из рисунка 3 видно, что при V=1.2 распределение интегрального напряжения уже не является степенным, а сама величина может становиться отрицательной. В то же время скачки полного потока магнитного поля демонстрируют степенное распределение. При дальнейшем уменьшении параметра V (рисунок 4) распределение скачков магнитного потока продолжает подчиняться степенному закону, в то время как интегральное напряжение оказывается знакопеременной величиной.

Таким образом, в работе, исходя из первых принципов, показано, что в дискретном сверхпроводнике может реализовываться состояние, подобное самоорганизованному критическому состоянию. Основной характеристикой возникающего состояния является изменение полного магнитного потока при переходе системы от одного метастабильного состояния к другому. При определенной разупорядоченности системы распределение скачков потока становится степенным.

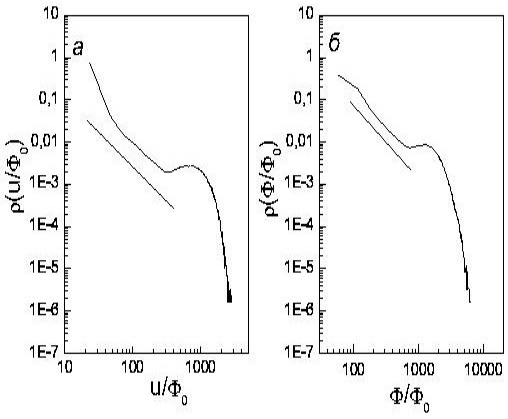


Рис. 2.Плотности вероятности интегрального напряжения и скачков магнитного потока для случая V=40, N=501 и $\Delta J = 0.5$. Наклон фитирующей прямой на рисунке а) $\alpha = -1.32$, на рисунке б) $\alpha = -1.1$.

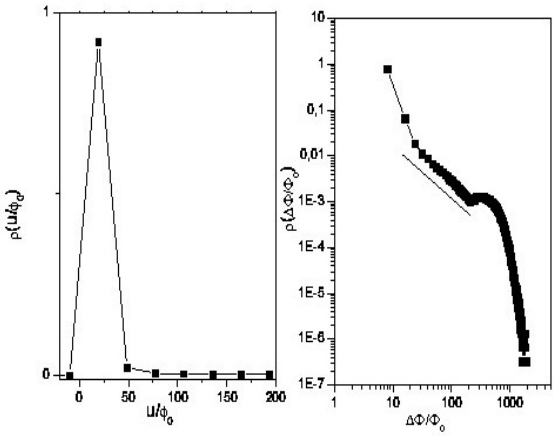


Рис. 3 Плотности вероятности интегрального напряжения и скачков магнитного потока для случая V=1.2. Наклон фитирующей прямой $\alpha = -1.26$

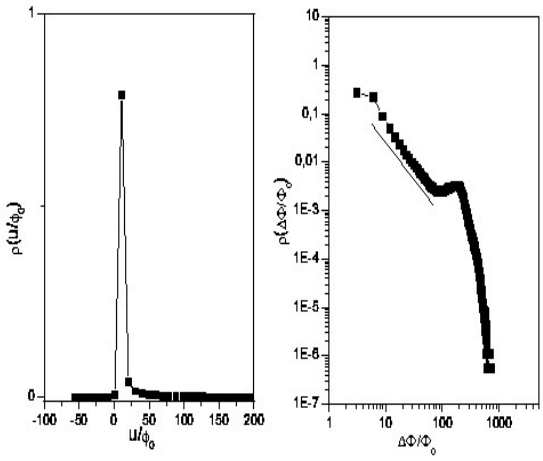


Рис. 4. Плотности вероятности интегрального напряжения и скачков магнитного потока для случая V=0.6. Наклон фитирующей прямой $\alpha = -1.59$

1. E. Altshuler, T. N. Johansen, Rev.Mod.Phys. 76, 471 (2004)

2. P. Bak, C. Tang, K. Wiesenfeld, Phys.Rev.Lett. 59, 381 (1987).

3. S. L. Ginzburg, N. E. Savitskaya, Jornal of Low Temperature Physics 130, 333 (2003).

4. С.М. Ишикаев, Э.В. Матизен, В.В. Рязанов, В.А. Обознов, А..В. Веретенников, Письма в ЖЭТФ 72, 39 (2000).

Влияние разупорядочения на критическую температуру *d* - волновых сверхпроводников с малой длиной когерентности.

И.А.Семенихин

Физико–технологический институ РАН, 117218 Москва, Россия

Посредством численного моделирования исследовано влияние атомного разупорядочения на критическую температуру *d*-волновых сверхпроводников с малой длиной когерентности. Расчеты проводились с помощью метода Боголюбова – Де Жена, что позволило учесть пространственную неоднородность параметра сверхпроводящего порядка. Показано, что такой подход позволяет объяснить наблюдаемое на эксперименте более медленное, чем предсказывает теория Абрикосова – Горькова, уменьшение критической температуры при разупорядочении, а также квазилинейную зависимость критической температуры от концентрации дефектов.

Механизм воздействия примесей и дефектов на высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) с анизотропным параметром сверхпроводящего порядка $\Delta(\mathbf{k})$ ($\mathbf{k}$ – волновой вектор) до сих пор остается до конца не выясненным. Для сверхпроводников с произвольным типом симметрии $\Delta(\mathbf{k})$ известна следующая теоретическая зависимость, связывающая критическую температуру T_c и время релаксации носителей на немагнитных примесях и дефектах τ, полученная в приближении теории БКШ в рамках подхода Абрикосова – Горькова [1]:

$$\ln\left(\frac{T_{c0}}{T_c}\right) = \chi\left[\Psi\left(\frac{1}{2}+\frac{1}{4\pi T_c\tau}\right)-\Psi\left(\frac{1}{2}\right)\right], \qquad (1)$$

где T_{c0} – величина T_c в отсутствие примесей, Ψ – дигамма функция, коэффициент $\chi=1-\langle\Delta(\mathbf{k})\rangle_{FS}^2/\langle\Delta^2(\mathbf{k})\rangle_{FS}$ характеризует степень анизотропии параметра порядка, $\langle\ldots\rangle_{FS}$ означает усреднение по поверхности Ферми.

Между тем, выражение (1) не объясняет имеющиеся экспериментальные данные (см., например, [2] и ссылки в [3]), которые свидетельствуют о намного более слабом влиянии примесей на T_c, чем это следует из (1) для *d*-волновых сверхпроводников (χ=1). При этом T_c на эксперименте уменьшается с ростом концентрации дефектов (которая пропорциональна $1/\tau$) почти линейно[2,4], в то время как из формулы (1) следует отрицательная кривизна зависимости T_c/T_{c0} от $1/\tau T_{c0}$ для *d*-волновых сверхпроводников. Если следовать выражению (1), то получится, что такое сравнительно медленное уменьшение T_c более соответствует сверхпроводникам, имеющим анизотропный *s*-волновой или смешанный (*s* +*d*)-волновой тип симметрии $\Delta(\mathbf{k})$. Для разрешения данного противоречия между теорией и экспериментом было предложено несколько подходов. Например, в работе [3] показано, что его можно разрешить, оставаясь в рамках теории Абрикосова – Горькова, но полагая χ<1 и допуская наличие в образце магнитных примесей. В работе [4] экспериментальные данные по влиянию электронного облучения на T_c объяснены эффектами фазовых флуктуаций. В работе [5] показано, что наличие сингулярности в плотности состояний *d*-волновых сверхпроводников может ослабить влияние немагнитных примесей на T_c.

В нашей работе предложен альтернативный вариант объяснения причин подобного разногласия между теорией и экспериментом. Известно, что уравнение (1) было получено без учета пространственной неоднородности параметра порядка, имеющейся в сверхпроводнике с примесями. Данное приближение справедливо в случае сверхпроводников с большой длиной когерентности ξ_0, когда в пределах расстояний, на которых происходит изменение Δ, реализуется много различных примесных конфигураций. В этом случае мы можем работать с величинами, усредненными по конфигурациям примесей, как это и делается при выводе уравнений Абрикосова – Горькова для T_c. В то же время в сверхпроводниках с малой величиной ξ_0, к которым относятся ВТСП, учет пространственной неоднородности Δ является крайне важным и, как показано в работе [6] на примере *s*-волновых сверхпроводников, может качественно влиять на поведение T_c при разупорядочении. В работах [7,8] было показано, что учет неоднородности Δ приводит, вообще говоря, к ослаблению влияния примесей на T_c в сверхпроводниках с *d*-волновым спариванием. Целью нашей работы было детальное исследование влияния разупорядочения на критическую температуру сверхпроводников с малой длиной когерентности. Подробно изучен вопрос о том, как изменяется характер влияния примесей на T_c при переходе от сверхпроводников с большой ξ_0 (и низкой T_{c0}) к сверхпроводникам с малой ξ_0 (ВТСП). Для решения этой задачи использован подход Боголюбова – Де Жена [9], что позволило учесть пространственную неоднородность параметра порядка.

При исследовании влияния разупорядочения на критическую температуру *d*-волнового сверхпроводника использовался следующий модельный гамильтониан:

$$H = -t\sum_{\langle i,j\rangle,\sigma} a_{i\sigma}^{+}a_{j\sigma} + \sum_{i,\sigma}(\varepsilon_i-\mu)n_{i\sigma} + \\ + V_0\sum_i n_{i\uparrow}n_{j\downarrow} + V_1\sum_{\langle i,j\rangle} n_{i\uparrow}n_{j\downarrow} \qquad (2)$$

где $a_{i\sigma}^{+}$ и $a_{i\sigma}$ соответственно операторы рождения и уничтожения электрона с проекцией спина σ на узле i двумерной квадратной решетки, $n_{i\sigma} = a_{i\sigma}^{+} a_{i\sigma}$, t – матричный элемент перескока, характеризующий кинетическую энергию, <…> означает суммирование по ближайшим соседям, μ - химический потенциал. Примесный потенциал ε_i распределен случайным образом в интервале (-W/2,W/2). Вводимый с помощью ε_i беспорядок является аналогом немагнитных примесей и дефектов. Потенциал V_0 описывает отталкивание электронов, находящихся на одном узле ($V_0 > 0$), а V_1 – притяжение электронов находящихся на соседних узлах ($V_1 < 0$).

Критическая температура рассчитывалась в рамках подхода Боголюбова – Де Жена [9] методом, подробно описанным в работе [6].

На рис. 1 приведены результаты расчетов зависимости T_c/T_{c0} от $1/\tau T_{c0}$ при V_0 =0, и концентрации электронов n_e=0.8, для различных значений V_1. Пунктирной линией на этом же рисунке изображена кривая, построенная по формуле (1) при χ=1 (d - волновая симметрия). Мы уже отмечали, что приближения, которые делаются при выводе (1) являются справедливыми при больших значениях ξ_0 и, соответственно, малых значениях $|V_1|$. Это соответствует приближению слабой связи теории БКШ. Поэтому при малых $|V_1|$ зависимости T_c/T_{c0} от $1/\tau T_{c0}$, рассчитанные с учетом и без учета пространственной неоднородности Δ, должны быть близки. Действительно, из рис. 1 видно, что для V_1=-0.8t кривая, построенная с учетом неоднородности Δ, очень близка к кривой, построенной по формуле (1), для однородного параметра порядка. При увеличении $|V_1|$ и, соответственно, уменьшении ξ_0 становится существенным учет пространственной неоднородности Δ. Видно, что при возрастании $|V_1|$ зависимость T_c/T_{c0} от $1/\tau T_{c0}$ все более отличается от рассчитанной по формуле (1). При этом T_c/T_{c0} уменьшается при разупорядочении гораздо медленнее чем дает формула (1). Похожее поведение T_c наблюдается и в эксперименте[2,4]. Отметим также, что с ростом $|V_1|$ происходит изменение кривизны зависимости T_c/T_{c0} от $1/\tau T_{c0}$ с отрицательной на положительную. При $|V_1| \approx t$ зависимость T_c/T_{c0} от $1/\tau T_{c0}$ близка к линейной, наблюдаемой в эксперименте[2,4]. Таким образом, учет пространственной неоднородности параметра порядка при расчетах критической температуры d-волновых сверхпроводников с примесями приводит к качественному согласию с экспериментальными данными.

Расчеты T_c при ненулевом значении V_0 показывают, что отталкивание электронов, находящихся на одном узле, приводит к более быстрому уменьшению T_c/T_{c0} при разупрорядочении. Поскольку изменение V_0 также меняет кривизну зависимости T_c/T_{c0} от $1/\tau T_{c0}$, то близкая к наблюдаемой в эксперименте линейная зависимость T_c/T_{c0} от концентрации примесей, может быть получена для целого ряда значений V_0 и V_1. То, что как и в случае V_0=0 зависимость T_c/T_{c0} от $1/\tau T_{c0}$ для d-волновых сверхпроводников не является универсальной, в отличие от предсказаний теории Абрикосова – Горькова (см. (1)), является следствием учета пространственной неоднородности Δ. Это также позволяет понять причину различного поведения T_c/T_{c0} в разных ВТСП при разупорядочении.

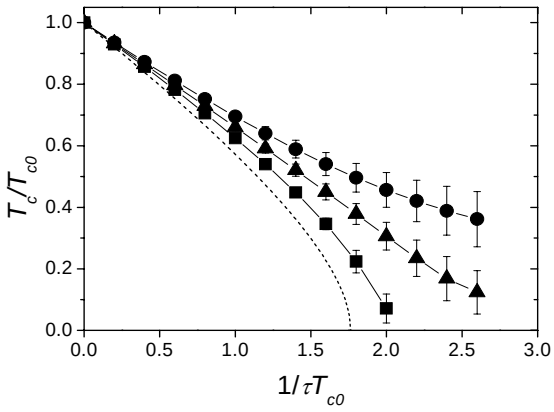


Рис. 1. Зависимость T_c / T_{c0} от $1/\tau T_{c0}$ для различных значений V_1 с учетом пространственной неоднородности параметра порядка. Расчеты проводились для квадратной решетки из N узлов при следующих значениях параметров: V_1=-0.8t, N=50×50 (квадраты); V_1=-1.0t, N=40×40 (треугольники). V_1=-1.2t, N=28×28 (кружки). Во всех случаях V_0=0 и n_e=0.8. Для решетки из N=50×50 узлов усреднение производилось по 20 различным конфигурациям беспорядка, для решетки из N=40×40 узлов – по 30 конфигурациям, для решетки из N=28×28 узлов – по 40 конфигурациям.

Автор благодарит Л. А. Опенова за оказанную помощь.

Работа выполнена при поддержке Министерства промышленности, науки и технологии РФ, Грант № 40.012.1.1.1357.

Литература.

1. A. A. Abrikosov, Physica C, **214**, *1-2*, 107 (1993).
2. В. Ф. Елесин, К. Э. Коньков, А. В. Крашенинников, Л. А. Опенов, ЖЭТФ, **110**, *2*, 731 (1996).
3. L. A. Openov, Phys. Rev. B **58,** *14*, 9468 (1998).
4. F. Rullier-Albenque, H. Alloul, and R. Tourbot, Phys. Rev. Lett. **91,** 047001 (2003).
5. I. Grosu, J. Supercond., **13**, *1*, 141 (2000).
6. И. А. Семенихин, ФТТ, **45,** *9,* 1545 (2003).
7. M. E. Zhitomirsky and M. B. Walker, Phys. Rev. Lett. **80,** *24*, 5413 (1998).
8. M. Franz, C. Kallin, A. J. Berlinsky, and M. I. Salkola, Phys. Rev. B **56**, *13*, 7882 (1997).
9. П. Де Жен, Сверхпроводимость металлов и сплавов. Мир, М. (1968), 280 с.

Необычные свойства критического состояния поликристаллических ВТСП в слабых магнитных полях

Н.Д. Кузьмичёв,
Мордовский госуниверситет им. Н.П. Огарёва, 430000, г. Саранск, Россия
В.В. Славкин,
Саранский кооперативный институт, 430000, г. Саранск, Россия
А.И. Головашкин
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Россия

Поликристаллические высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) обладают необычными свойствами сверхпроводящего состояния, физика которых до сих пор до конца не выяснена. Ни эффект Мейснера, ни традиционная модель критического состояния [1-4], разработанная для жёстких сверхпроводников второго рода, ни другие модели [5,6 и др.] не смогли адекватно объяснить их свойства.

В работе определялась дифференциальная магнитная восприимчивость поликристаллических образцов $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ с температурой перехода в сверхпроводящее состояние $T_c \approx 91 - 92$ K. Были проведены исследования ЭДС первой гармоники сигнала отклика в постоянном магнитном поле H при малой амплитуде модуляции поля h=0,005 Oe в среде жидкого азота. Экспериментальная методика описана в работах [7-10].

ЭДС ε сигнала отклика для малых h пропорциональна дифференциальной магнитной восприимчивости образца, т.е. $\varepsilon \propto h \cdot \chi_d$ [9,10]. Внешнее постоянное магнитное поле цикла намагничивания медленно изменялось от 0 до $\pm H_{max}$=1–1000 Oe. Проведенные исследования зависимостей синфазной (действительной ε_1') и квадратурной (мнимой ε_1'') составляющих амплитуды первой гармоники сигнала отклика ε_1 от H показали, что при возрастании магнитного поля от 0 до 30 Oe наблюдается резкое уменьшение значения ε_1' (рис. 1). Максимальное значение величины ε_1'' в среднем в 10 и более раз меньше ε_1', поэтому $\varepsilon \approx \varepsilon_1 \approx \varepsilon_1'$. Необратимое поведение наблюдается лишь в том случае, если H_{max} превышает некоторое значение H_{irr} (поле необратимости), в противном случае гистерезиса нет (рис. 1).

Опираясь на полученные данные для $\varepsilon_1'(H)$, и работы [3,5-10], для описания начальной кривой дифференциальной магнитной восприимчивости $\chi_d^{in}(H)$ использовано выражение:

$$-\chi_d^{in}(H) = A + \frac{B}{ch^{\alpha}(H/H_p)}. \qquad (1)$$

Параметры A,B<1, а H_p и H_{irr} приведены в табл. 1. Первый член (1) отвечает за намагниченность гранул, а нелинейная – за намагниченность межгранулярной области поликристалла. Значение α в среднем равно 2.

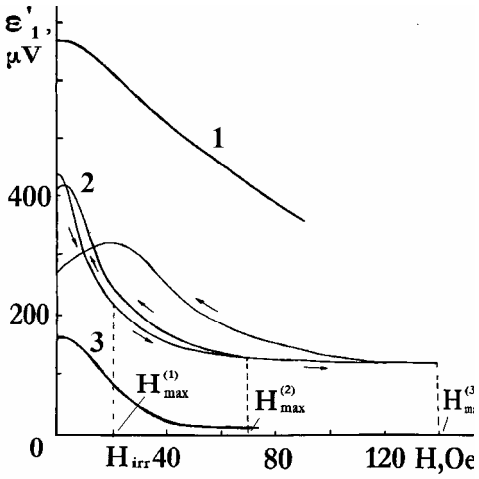


Рис. 1. Кривые ε_1' от H для 3-х образцов.

Таблица 1

Номер образца	H_p, Oe	H_{irr}, Oe
1	24,5	82
2	9,7	19
3	17	23

Нелинейные магнитные свойства поликристаллов при отсутствии гистерезиса наблюдаются в полях H < 20 Oe. Для объяснения найденных в работе закономерностей воспользуемся концепцией критического состояния [1,2]. Оцененный размер вихрей превосходит размеры гранул поликристалла, что соответствует модели гипервихрей [11].

Нелинейная часть уравнения (1) является решением уравнения критического состояния [1] с радиальной зависимостью градиента магнитного поля [7,8]:

$$\frac{dH}{dr} = \frac{H_p}{r\left[2 - \left(\frac{r}{R}\right)^3\right]}. \qquad (2)$$

Здесь R – радиус образца, $H_p \propto j_c$. Где j_c - критическая плотность тока.

Магнитное поле проникает в поликристалл $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ при $H > H_{c1J} \sim 0{,}001–0{,}1$ Oe ($H_{c1J} \approx \lambda_J \cdot j_{cJ}$ [12], $j_{cJ} \sim 0{,}1–10$ A/cm^2) в виде гипервихрей, размеры которых значительно превышают размеры гранул. Гипервихри являются малоподвижными (сильный пиннинг) образованиями [11]. Проникающий в об-

разец магнитный поток, согласно концепции критического состояния, создает экранирующий джозефсоновский макроток, текущий в области проникновения гипервихрей. Уравнение критического состояния для случая бесконечно длинного цилиндра имеет вид [7,8]:

$$\frac{dH}{dr} = \frac{e\hbar}{2mi} \cdot \left(\psi^* \nabla \psi - \psi \nabla \psi^*\right) = \frac{e\hbar n_S^J}{mr} \cdot \frac{\partial \theta}{\partial \varphi} \cdot \qquad (3)$$

Здесь $\psi = \sqrt{n_s^J} \exp(i\theta)$ – параметр порядка когерентного состояния поликристалла (среда Джозефсона), $\hbar$ - постоянная Планка, e – заряд электрона, m - масса электрона, i - мнимая единица, n_s^J - эффективная концентрация носителей сверхтока среды Джозефсона, r – текущий радиус цилиндра, $\partial\theta/\partial\varphi = \pm 1$. Правая часть уравнения (3) является плотностью критического тока Джозефсона, которая справедлива как для S-I-S, так и для S-N-S контактов. В поликристаллах ВТСП имеются контакты между гранулами обоих типов. С ростом магнитного поля θ растет ~ H, а плотность критического тока Джозефсона убывает ~1/H. Поэтому $\partial\theta/\partial\varphi = \pm 1$. Знак $\partial\theta/\partial\varphi$ определяется направлением вектора $\vec{H}$.

Уравнение (2), за исключением множителя $1/[2 - r^3/R^3]$, совпадает с уравнением (3). Указанный множитель ведёт к незначительному расхождению кривых намагниченности в начальной области намагничивания. Используя значение H_p ~ 10 – 20 Oe табл. 1 и формулу для $H_p = (2e\hbar/m)n_s^J$, полученную из уравнения (3), найдем эффективную концентрацию носителей сверхтока n_s^J, создающих экранирующий ток в поликристалле $YBa_2Cu_3O_{7-x}$: $n_s^J \sim (2 - 5)\cdot 10^{19}$ cm^{-3}. По литературным данным концентрация носителей сверхтока в гранулах поликристалла и в монокристалле $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ на два порядка выше [13]. Величину H_p можно оценить независимо от данных табл. 1, используя выражение Амбегаокара-Баратова для критического тока Джозефсона для S-I-S контактов [12] вблизи T_c, по формуле:

$$H_p(T) = \frac{\Delta^2(T)}{4\pi e \rho_n k T_c} \propto n_s(T) \propto \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{\beta} \cdot$$

Здесь Δ – ширина сверхпроводящей щели в $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ [13] и ρ_n – удельное сопротивление поликристалла. Оценки дают значение H_p ~ 5 – 30 Oe, что согласуется с данными табл. 1.

Отсутствие гистерезиса в намагниченности поликристалла $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ в полях $H < H_{irr}$ ~ 10 – 30 Oe объясняется в данной модели свойством гипервихрей трансформировать свои размеры с изменением магнитного поля (аналогично вихрям Джозефсона [12]) в отличие от вихрей Абрикосова. В итоге с ростом магнитного поля их количество увеличится, и они будут «сжаты» в вихри Джозефсона между гранулами и в вихри Абрикосова внутри гранул. Данный процесс сопровождается увеличением экранирующего сверхтока в области проникновения вихрей. Это явление описывается уравнением (3). При достижении поля $H = H_J$ средний размер гипервихрей сравним со средним расстоянием между гранулами поликристалла, и гипервихри практически трансформированы в вихри Джозефсона. При уменьшении поля от $H_{max} < H_J$ гипервихри будут увеличиваться в размерах и, выходя из образца, уменьшаться в количестве, что сопровождается затуханием экранирующего сверхтока и, также будет описываться уравнением (3). Таким образом, процессы намагничивания образца при росте и уменьшении внешнего поля H будут обратимыми для $H < H_J$ (отсутствие гистерезиса намагниченности). Если уменьшать поле от $H_{max} > H_J$, то будет наблюдаться гистерезис. Это связано с тем, что для преобразования вихря Джозефсона в гипервихрь, первому необходимо преодолевать потенциальный барьер, аналогичный краевому. В гранулах останутся запиннингованные вихри Абрикосова. В результате в образце останется «замороженный» магнитный поток, приводящий к гистерезису. Таким образом, поле H_J является полем необратимости H_{irr}, т.е. $H_{irr} = H_J$. В полях H > 30 –100 Oe при T = 77 K для поликристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, кроме вихрей Джозефсона между гранулами, в гранулах поликристалла вблизи острых краев образуются вихри Абрикосова.

1. C.P. Bean, Rev. Mod. Phys. 36, 31 (1964).
2. P.W. Anderson, Y.B. Kim, Rev. Mod. Phys. 36, 39 (1964).
3. L.W. Conner, A.P. Malozemoff, Phys. Rev. B43, 402 (1991).
4. Р.Г. Минц, А.Л. Рахманов, Неустойчивос-ти в сверхпроводниках. М.: Наука. 1984.
5. C.D. Jeffries, Q.H. Lam et al., Phys. Rev. B39, 11526 (1989).
6. M.P.A. Fisher, Phys. Rev. Lett. 62, 1415 (1989).
7. Н.Д. Кузьмичёв, Письма в ЖЭТФ, 74, 291 (2001).
8. Н.Д. Кузьмичев, ФТТ. 43, 1934 (2001).
9. Н.Д. Кузьмичев. ЖТФ. 64, 63 (1994).
10. А.И. Головашкин, Н.Д. Кузьмичев и др., ФТТ. 32, 1374 (1990).
11. Э.Б. Сонин, Письма в ЖЭТФ 47, 415 (1988).
12. Л. Солимар Л. Туннельный эффект в сверхпроводниках и его применение. М.: Мир, 1974.
13. А.И. Головашкин, КСФ. Спец. Вып. 1991.

Применение модели сверхпроводящего K-спаривания для интерпретации туннельных характеристик ВТСП купратов

Ю.В. Копаев,
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия
В.М. Софронов
Московский Институт Электронной Техники (ТУ), 124489 Москва, Россия

Известно, что туннельные спектры ВТСП купратов обладают структурой "пик-провал-горб", а также асимметричны относительно нулевого напряжения. Причина этих особенностей кроется в нетривиальной зависимости сверхпроводящей щели от импульса относительного движения сверхпроводящей пары. Предлагаемые для интерпретации экспериментальных кривых модели, в которых щель является функцией угла в Cu-O плоскости и/или энергии пары, не могут объяснить сразу две указанные особенности. В работе рассматривается модель сверхпроводящего спаривания с большим суммарным импульсом, показано, что рассчитанный в рамках этой модели спектр, обладает как структурой, так и асимметрией экспериментального. Установлено, что наличие провала и горба в спектре связано с тем, что сверхпроводящая щель, являясь функцией энергии относительного движения пары, также имеет особую угловую зависимость в плоскости a-b импульсного пространства при которой она обращается в ноль вдоль линии, несовпадающей с контуром Ферми. В свою очередь, асимметрия спектров является проявлением электронно-дырочной асимметрии, вызывающей сдвиг химического потенциала при сверхпроводящей конденсации.

Туннельная спектроскопия является прямым и одним из наиболее точных методов измерения плотности состояний квазичастиц. Именно туннельные характеристики содержат в себе ключевую информацию о сверхпроводящей щели и механизме сверхпроводящего спаривания. Несмотря на определенную сложность в приготовлении поверхности образца и туннельного перехода, точно установлено:

1) спектр сверхпроводящих купратов имеет форму "пик-провал-горб": высокий пик проводимости плавно переходит в провал, расположенный при удвоенном напряжении положения пика;

2) спектр асимметричен относительно нулевого напряжения: пик, провал, горб симметрично расположены относительно нуля, однако их величина может быть различной.

Развиваемая в последние годы модель сверхпроводящего спаривания с большим суммарным импульсом $\mathbf{K} \approx 2\mathbf{k}_F$ позволяет интерпретировать вышеперечисленные свойства туннельного спектра ВТСП купратов.

Купратные сверхпроводящие соединения обладают слоистой кристаллической структурой, ключевым структурным элементом которой являются проводящие Cu-O плоскости. Межплоскостное взаимодействие достаточно слабое, благодаря этому ВТСП купраты можно рассматривать как квазидвумерные электронные системы.

Фотоэмиссионная спектроскопия с угловым разрешением (ARPES) позволила определить, что контур Ферми (аналог поверхности Ферми в квазидвумерной системе) в допированных купратах имеет форму квадрата со скругленными углами. Причем протяженные участки контура Ферми располагаются в окрестности седловой точки дырочного закона дисперсии, где наблюдается сильная анизотропия эффективных масс. При этом энергию относительного движения пары приближенно можно записать в виде

$$\varepsilon_r(\mathbf{K},\mathbf{k}) \approx \frac{\hbar^2}{2m}(\nu k_1^2 - k_2^2), \qquad (1)$$

здесь координатные оси направлены параллельно ($\mathbf{k}_1$ - ось) и перпендикулярно ($\mathbf{k}_2$ - ось) поверхности Ферми, а начало координат выбрано в точке $\mathbf{K}/2$ (суммарный импульс пары направлен перпендикулярно поверхности Ферми). ν - безразмерный параметр, равный отношению эффективных масс в направлении $\mathbf{k}_2$ и $\mathbf{k}_1$, $\nu = m_2/m_1$. $m \equiv m_2$.

В отличие от спаривания с нулевым суммарным импульсом, спаривание с суммарным импульсом, отличным от нуля, существенно зависит от формы контура Ферми и требует выполнения условия нестинга, которое в нашем случае может быть названо условием зеркального нестинга [1]. Кроме того, на доступные для спаривания области импульсного пространства, накладываются определенные кинематические ограничения, связанные с тем, что частицы, образующие пару должны обе лежать либо внутри, либо вне контура Ферми. В работе [1] приведены примеры выполнения условия зеркального нестинга с образованием кинематически разрешенных областей различной формы, однако для определенности мы будем рассматривать случай, когда разрешенная область возникает вблизи рассмотренной седловой точки, т.е. в области с гиперболической метрикой, где энергия пары представима в виде (1), причем взаимодействие между частицами будем считать отталкивательным.

Как показано в работе [1], сверхпроводящая щель при $\mathbf{K}$-спаривании является знакопеременной

функцией импульса относительного движения пары,

$$\Delta_K(\mathbf{k}) = b(k_0^2 - k^2), \qquad (2)$$

здесь b и k_0 - параметры щели, определяющие ее масштаб и радиус окружности на которой параметр порядка обращается в ноль (линия нулей параметра порядка).

Факторы когерентности, как и в случае модели БКШ, записываются в виде

$$\upsilon_{Kk}^2 = \frac{1}{2}(1 - \frac{\xi_{Kk}}{E_{Kk}}),$$

$$u_{Kk}^2 = \frac{1}{2}(1 + \frac{\xi_{Kk}}{E_{Kk}}),$$

где энергия квазичастичных возмущений

$$E_{Kk} = \sqrt{\xi_{Kk}^2 + \Delta_{Kk}^2},$$

ξ_{Kk} - энергия пары, отсчитываемая от химического потенциала. Однако в нашем случае энергия квазичастиц достигает минимума не при $\xi_{Kk} = 0$, а при некоторой энергии $\nu(\varphi)$ (φ - угол в плоскости **a-b**). При этом факторы когерентности не будут симметричны относительно новой энергии $\nu(\varphi)$, приводя к отличному от нуля среднему заряду квазичастиц [2]

$$Q_K = \frac{2}{N}\sum_k (u_{Kk}^2 - \upsilon_{Kk}^2) f(E_{Kk})$$

и асимметрии туннельных спектров. Здесь $f(E_{Kk})$ - функция распределения Ферми.

В работе [3] для интерпретации наблюдаемой асимметрии туннельных характеристик, предполагалось, что параметр порядка является линейной функцией кинетической энергии дырки,

$$\Delta_k = a - d\xi_k$$

при этом, как и в случае **K**-спаривания, проявляется электронно-дырочная асимметрия, вызванная наклоном сверхпроводящей щели. Однако такая зависимость не может объяснить наличие провала в экспериментально получаемой плотности состояний при обеих полярностях приложенного напряжения.

Сверхпроводящая щель (2) с учетом (1) легко представима в виде

$$\Delta_K(\xi, \varphi) = a(\varphi) - d(\varphi)\xi_K, \qquad (3)$$

где $a(\varphi)$ и $d(\varphi)$ - коэффициенты, зависящие от угла φ в плоскости **a-b**.

Возникающая в случае **K**-спаривания угловая зависимость коэффициентов a и d служит причиной структуры "пик-провал-горб" туннельных спектров купратов. Дело в том, что существование линии нулей параметра порядка приводит к возникновению горба или провала в самих функциях υ_{Kk}^2 и u_{Kk}^2 при $\mathbf{k} = \mathbf{k}_0$. Кроме того, благодаря особой угловой зависимости коэффициентов щели (3), линия нулей параметра порядка, четыре раза пересекая линию нулей энергии относительного движения пары ξ_{Kk} (парный контур Ферми), при разных углах принадлежит либо области где $\xi_{Kk} > 0$, либо где $\xi_{Kk} < 0$. Вследствие этого, при движении вдоль парного контура Ферми, пик функции υ_{Kk}^2 или u_{Kk}^2 перетекает в провал или наоборот. Описанная особенность поведения факторов когерентности в импульсном пространстве отражается в структуре туннельных спектров.

Необходимо отметить работу [4] в которой по имеющейся экспериментальной кривой, принимая за безусловный факт d-тип симметрии параметра порядка, была восстановлена функция $\Delta(E, \varphi) = \Delta(E)\cos(2\varphi)$, где

$$\Delta(E) = \Delta_0\left[1 - \frac{A_0\delta_0^2}{(E \pm E_0)^2 + \delta_0^2}\right]. \qquad (4)$$

Здесь A_0, E_0, δ_0, Δ_0 - произвольные параметры, которые подбираются так, чтобы теоретически полученная с помощью $\Delta(E, \varphi)$ плотность состояний наилучшим образом соответствовала эксперименту. Нужно отметить, что энергетическая зависимость щели (4) не приводит к асимметрии туннельного спектра, однако хорошо описывает структуру "пик-провал-горб". Как и в случае **K**-спаривания, зависимость сверхпроводящей щели от энергии приводит к тому, что в выражении для туннельной плотности состояний не обращается в ноль слагаемое, содержащее производную параметра порядка по энергии E. Это слагаемое, исчезающее в случае обычного d-типа симметрии параметра порядка, при котором плотность состояний имеет только два симметрично расположенных пика, также служит причиной возникновения наблюдаемого провала в туннельных спектрах ВТСП купратов.

В заключении нужно сказать, что полученный в рамках модели сверхпроводящего спаривания с большим суммарным импульсом результат может служить доказательством того, что в ВТСП купратах преобладающим является механизм сверхпроводящего **K**-спаривания .

1. В.И. Белявский, Ю.В. Копаев, В.М. Софронов, С. В. Шевцов, ЖЭТФ, т. 124, вып. 5(11), 2003.
2. J.E. Hirsch, cond-mat/0012517.
3. J.E. Hirsch, Phys. Rev. B. Vol. 59, N 18. (1999).
4. T. Cren, D. Roditchev, W. Sacks and J. Klein, cond-mat/0006044.

Низкотемпературный спинодальный распад в нестехиометрическом соединении $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$

С.В. Сударева, Е.П. Романов, Е.И. Кузнецова, Т.П. Криницина, И.Б. Бобылев, Ю.В. Блинова
Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург

Согласно теории [1], нестехиометрическое соединение $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (δ>0,2) с орторомбической решеткой нестабильно по отношению к низкотемпературному (200-300ºС) спинодальному распаду. Распад происходит сначала на две ортофазы, обогащенную и обедненную кислородом по сравнению с исходным состоянием соединения (расслоение по кислороду). Затем после длительного отжига, согласно теоретической диаграмме состояний, должны образоваться две фазы: орторомбическая и тетрагональная. Наличие спинодального распада было подтверждено экспериментально на поликристаллических образцах методами рентгенографии, позитронной аннигиляции, ИК поглощения, измерения электросопротивления, мейснеровского отклика. Электронно-микроскопические исследования распада отсутствовали.

Мы провели подробное электронно-микроскопическое исследование распада монокристаллов (скол по плоскости 001) нестехиометрического соединения $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ в интервале $0{,}2 \le \delta \le 0{,}6$. Показано, что в исходном закаленном состоянии монокристалл $YBa_2Cu_3O_{6,8}$ имеет крупнодвойниковую по плоскостям (110) и $(1\bar{1}0)$ структуру. Ширина двойников (домены двойниковой ориентации) 50-70 нм (рис.1а). После отжига 200ºС, 100ч двойниковая структура монокристалла исчезает. На соответствующих электронограммах исчезает и расщепление рефлексов, которое соответствует орторомбической фазе и ее двойниковой структуре. На этой стадии распада матрицы образца заметно обедняется кислородом и становится тетрагональной, а в ней появляются выделения богатой кислородом орторомбической фазы размером 50-100Å.

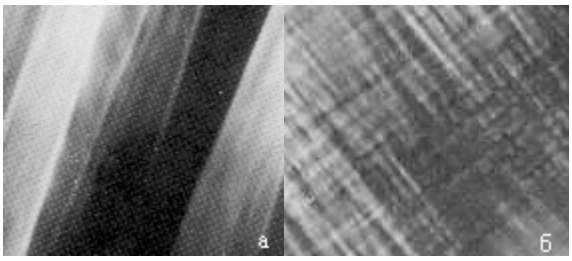


Рис.1, увеличение 146000.

Исчезновение двойниковой структуры сопровождается появлением мелкой твидовой структуры (рис.1б). Показано, что она формируется поперечно-поляризованными волнами атомных смещений, которые распространяются в направлениях [110] и $[1\bar{1}0]$ и имеет векторы поляризации $[1\bar{1}0]$ и [110], соответственно, а также частицами богатой кислородом ортофазы, которые выстраиваются вдоль направлений смещений атомов [110] и $[1\bar{1}0]$, образуя сетку. Волны атомных смещений появляются в результате релаксации упругих напряжений, которые возникают около частиц орто-фазы, выделяющихся в тетрагональной матрице. Картину распределения упругих напряжений около частиц можно наблюдать на рис.2.

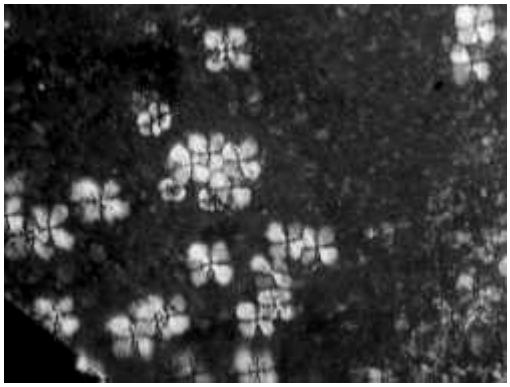


Рис.2 Оптическая микрофотография. Увеличение 500.

Сравнительное исследование оптических характеристик монокристалла с содержанием кислорода 6,8 в исходном состоянии и после отжига 200ºС, 100ч показало, что распад сопровождается изменением электронной структуры образца, а именно, уменьшается вклада свободных носителей в ИК области спектра.

Предложенную схему распада соединения $YBa_2Cu_3O_{6,8}$ подтверждают измерения темпераутрной зависимости магнитной восприимчивости (рис.3). Видно, что в исходном состоянии диамагнитный отклик выше, а T_c ниже (73К) – кривая 1. В результате отжига 200ºС, 100ч величина диамагнитного отклика заметно падает, а T_c повышается до 90К – кривая 2. Это означает, что диамагнитный отклик после отжига обеспечивается уже не матрицей, которая обеднилась кислородом и потеряла свою орторомбичность, а малыми частицами (50-100Å) выделившейся орто-фазы, которая более обогащена кислородом, чем исходная фаза.

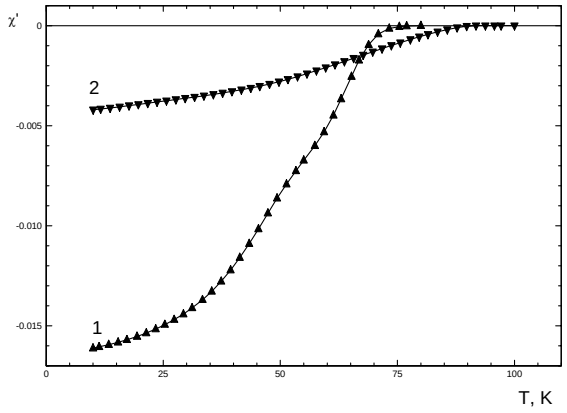


Рис.3

С уменьшением содержания кислорода в исходном монокристалле постепенно уменьшаются размеры двойников и понижается устойчивость соединения к спинодальному распаду. Для образца $YBa_2Cu_3O_{6,4}$ распад на две фазы (тетрагональная матрица + малые выделения орто-фазы) с образованием твидовой структуры происходит уже во время охлаждения от температуры синтеза (рис.4).

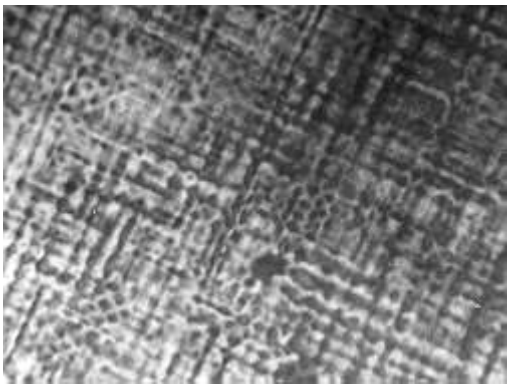


Рис.4 Увеличение 146000.

С увеличением температуры отжига до 300ºС изменяется морфология частиц выделяющейся орто-фазы: классическая периодическая структура, ламельная структура, упорядоченная по вакансиям фаза в виде очень тонких пластинок.

Для повышения стабильности соединения 123 по отношению к низкотемпературному распаду использовали полную замену Y на Eu и Nd. Европий не увеличил стабильность соединения. Монокристаллы $EuBa_2Cu_3O_{6,8}$ повели себя аналогично монокристаллам $YBa_2Cu_3O_{6,8}$ во время отжига при 200 и 300ºС. Неодим сделал соединение полностью устойчивым к распаду.

1. Khachaturyan A.G., Morris J.W. Ordering and Decomposition in the high-temperature Superconducting compound $YBa_2Cu_3O_x$ // Phys. Rev. Lett. – 1987 – v.59 – №24 – 2776-2779.

Влияние структурного беспорядка на транспортные свойства ВТСП пленок

А.В. Бобыль, Р.А. Сурис,
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН РАН, 194021 С-Петербург, Россия

Использование уравнения Гинзбурга-Ландау в предположении неоднородного распределения T_c для описания экспериментальных зависимостей сопротивления от температуры и магнитного поля вблизи перехода позволило найти функцию распределения кристаллитов $YBa_2Cu_3O_7$ пленок по T_c, $\Phi(T_c)$. Ширина $\Phi(T_c)$ существенно зависит от их технологии и может меняться от 0.1 и до 10 К. Корреляционный анализ факторов, формирующих $\Phi(T_c)$, выявил на тройной фазовой диаграмме катионных состояний два «хребта» максимальных T_c вдоль линий составов (123)→(110), (123)→ (105) и две «долины» минимальных T_c - (123)→(202), (123)→(011). Обнаружены также экспоненциально сильные зависимости от величины среднеквадратичных внутренних напряжений а) флуктуаций доли объема СП фазы вблизи T_c, б) интенсивности фликкер шума выше T_c и в) скорости деградации пленок. Эти особенности объяснены с помощью модели, в которой источником шума служат случайные прыжки атомов кислорода между различными позициями в CuO плоскости. При этом энергии барьеров активационных прыжков сильно зависят от величины внутренних механических микронапряжений и распределены в интервале 0.1 – 2 эВ.

Многокомпонентность ВТСП оксидов, широкая область гомогенности, несоответствие параметров решеток пленки и подложки приводят к сильной зависимости их дефектности от флуктуаций параметров технологии и, как следствие, к широкому спектру пространственных гармоник структурного беспорядка, от *А* до *см*. Вследствие малой длины когерентности, ξ ~10 *А*, такую же ширину имеют и спектры неоднородностей СП параметров: T_c , j_c , H_c. Использование только феноменологических моделей (эффективная среда, перколяция) для описания транспортных свойств пленок практически не позволяет получить информацию о микроскопической структуре беспорядка. Более продуктивными оказались исследования локальных корреляций их структурных и транспортных свойств. Именно такой подход позволяет оптимизировать технологию создания устройств на базе ВТСП пленок.

Вблизи T_c. На основании решения уравнения Гинзбурга-Ландау в виде ряда (S.Ullah,A. Dorsey) было получено выражение для СП компоненты проводимости $\sigma_s(T,H,T_c)$ однородного сверхпроводника для слабых магнитных полей, $H \ll H_{c2}$. В рамках приближения эффективной среды и гауссового распределения T_c была рассчитана величина ошибки, возникающая при использовании $\sigma_s(T,H,T_c)$ для описания неоднородного образца. На основании анализа экспериментальных результатов было показано, что величина этой ошибки может достигать величины 30% для H<1Т и $|T-T_c|$ < 0.5 К. Это означает, что выводы о фундаментальных ВТСП свойствах пленок, основанные на такого рода измерениях и не учитывающие T_c-неоднородности, вряд ли можно считать корректными. Приведены результаты измерений сопротивления $YBa_2Cu_3O_7$ пленок $R(T,H)$ и расчетов с использованием измеренных T_c карт, сетки сопротивления, составленных на их основе, а также локальных значений проводимости $\sigma_s(T,H,T_c)$, полученных теоретическим путем. Показано, что разработанная процедура в области слабой нелинейности хорошо описывает семейство кривых $R(T,H)$ и практически не содержит свободных параметров.

Для описания шумы неоднородного сверхпроводника вблизи T_c использованы критические индексы температурной зависимости проводимости и шума, функции распределения Φ (T_c), а также модель флуктуаций доли объема СП фазы (см. рис.1.). Видно, что температурная зависимость интенсивности шума определяется флуктуирующей долей объема СП фазы образца. При данной T она связана с распределением $\Phi(T_c=T)$ и спектральной плотностью дефектов-флуктуаторов (ДФ), активных при этой T. В рамках приближения эффективной среды и предположения об отсутствии корреляций между флуктуациями были получены аналитические выражения, пригодные для анализа экспериментальных результатов. В частности, для полуширин интервала $\tilde{T}$ получены следующие выражения

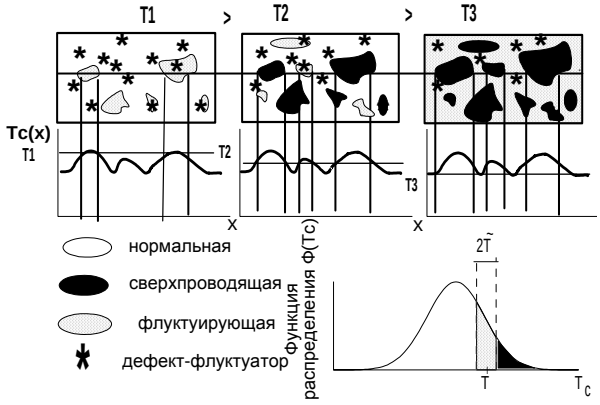


Рис. 1. Схематическое изображение СП пленки вблизи T_c. Модель предполагает, что T_c- неоднородная пленка имеет три типа областей: нормальную, СП и флуктуирующую. Последняя зависит от состояния находящегося в ней ДФ, а их T_c находятся в некотором интервале [T-$\tilde{T}$, T+$\tilde{T}$], где T - температура пленки.

$$\widetilde{T} = (a_F / r)^3 T_c / 2 \qquad \text{для } r << l,$$
$$\widetilde{T} = (r/l)^{3/2} (a_F / r)^3 T_c / 2 \qquad \text{для } r >> l, \qquad (1)$$

где r - средний размер флуктуирующего фрагмента, l - среднее расстояние между ДФ, a_F - размер области, T_c в которой существенно зависит от состояния ДФ, a_F имеет порядок постоянной решетки.

Таким образом, на первом этапе были развиты корреляционные методы исследования транспортных и шумовых свойств неоднородных СП вблизи T_c. Была выявлена роль катионов в формировании структурного беспорядка и определены количественные параметры ДФ. На втором этапе были исследованы транспортные и шумовые свойства выше T_c, которые позволили получить информацию о микроскопической природе ДФ.[1]

Выше T_c. Спектральные распределения $F(E)$ источников шума ДФ можно определить непосредственно из экспериментальных зависимостей плотности шума напряжения S_V нормальной фазы

$$F(E)=f\, S_V(E) / kT\, N_e = \alpha(E) / kTN_e \ , \qquad (2)$$

где E- энергия активации ДФ, $E=kT \ln (2\pi f\, \tau_D)$, τ_D^{-1} - дебаевская частота, f- частота, N_e - количество свободных носителей, α - безразмерный параметр Хоуге. Согласно модели ДФ являются атомы кислорода CuO плоскости, которые совершают активационные переходы через барьер E ($\leq$ 1.8 эВ) между минимумами двухямного потенциала, расположенными соответственно на узле $O1$ заполненной цепочечной субрешетки и на ближайшем узле $O5$ пустой субрешетки. Потенциал последнего выше первого на величину ΔE ($\approx$0.25 эВ). Предполагается, что в линейном случае эти энергии зависят от локальных значений деформации решетки $\varepsilon = \delta c/c$, концентраций катионных n_{cat} и кислородных n_{ox} дефектов в следующем виде: $E=E^0 - a\varepsilon - bn_{cat} - dn_{ox}$, $\Delta E=\Delta E^0 - A\varepsilon - Bn_{cat} - Dn_{ox}$, где A,a,B,b,D,d - параметры двухямного потенциала. Использование α в качестве меры шума, позволяет провести количественные сопоставления интенсивностей шумов ВТСП и простых металлов (Ag, Au), в которых эти шумы на 3-4 порядка меньше. Основные причины - большая концентрация источников шума ДФ в последних и большое относительное изменение сечения рассеяния свободных носителей на этих дефектах. В простых металлах ДФ являются пары близко расположенных дефектов и их относительная концентрация невелика. В ВТСП таким потенциальным дефектом является каждый структурный атом кислорода CuO плоскости. При этом сечение рассеяния этих ДФ изменяется от нуля (отсутствие дефекта) до некого значения σ_0 (его наличия).

Было проведено компьютерное моделирование методом Монте-Карло пространственного распределения атомов кислорода CuO- плоскости и рассчитаны энергии барьеров их переходов в ближайшие узлы решетки (спектры ДФ), которые зависят от конфигурации расположения соседних атомов кислорода. Получены зависимости спектров ДФ от режимов термических отжигов, дефицита кислорода, наличия одноосной деформации и кристаллитной структуры пленок $YBa_2Cu_3O_7$. Вблизи границ кристаллитов и доменов локализованы ДФ, имеющие минимальные энергии активации (см.Рис.2). Именно эти ДФ являются основными источниками фликкер шума для актуальных рабочих частот и температур ВТСП приложений.[2,3]

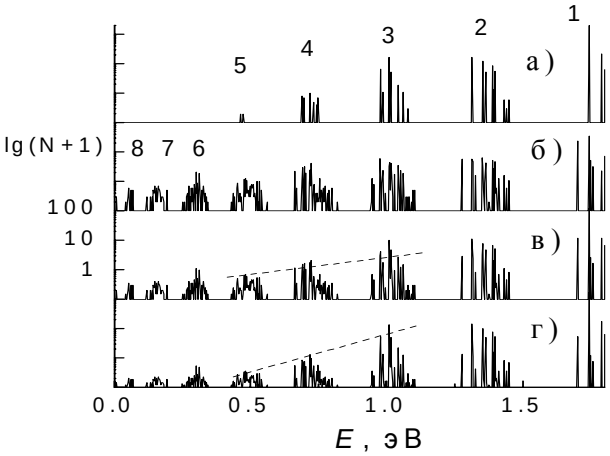


Рис.2. Моделирование гистограмм распределения ДФ внутри кристаллита (а) и вблизи его границы (б). в) и г) - моделирования пленок с размерами кристаллитов 0.04 и 0.20 μ, соответственно. Пунктирные прямые на в) и г) примерно соответствуют результатам шумовых исследований $YBa_2Cu_3O_7$ пленок на Si и MgO подложках, имеющих такие же размеры блоков. 1-8 - основные группы ДФ.

Таким образом, нестационарность роста и отжига пленок, а также наличие деформации являются основными факторами, определяющими распределения кислорода по CuO плоскости, спектры ДФ и, следовательно, частотно-температурные зависимости интенсивности фликкер шума и скорости деградации пленок. Основным термодинамическим процессом, непрерывно протекающим в напряженной пленке, является уменьшение упругой энергии на технологических этапах и последующей жизни пленки по мере релаксации ансамбля подвижных дефектов к равновесному состоянию. Текущими признаками этой релаксации является интенсивные фликкер шумы, а возможным конечным результатом - фазовое расслоение пленки и полная деградация ее свойств.

1. D.V. Shantsev, R.A. Suris, A.V. Bobyl et al. Phys.Rev B60, 12485(1999).
2. А.А. Берзин, А.В. Бобыль, А.И. Дедоборец, А.И. Морозов, Р.А. Сурис. ФТТ, 41, 29(1999).
3. A.V. Bobyl, S.G. Konnikov, D.V. Shantsev, A.A. Sitnikova, R.A.Suris, V.P.Ulin. Nanostructures: Phys. Techn.Intern.Symp. St.Petersburg, June 17–21, 2002.

Surface waves in strongly anisotropic HTSC structures

E.S. Syrkin, A.M. Kosevich, P.A. Minaev, and A.G. Shkorbatov,
Institute for Low Temperature Physics and Engineering, National Academy of Sciences of Ukraine. Lenin ave. 47, Kharkov, 61103 Ukraine

We analyze shear surface waves localized near a monoatomic layer adsorbed on the free surface of a strongly anisotropic layered lattice crystal. Both the long-wavelength approximation and a discrete lattice model are studied. The considered structure is characteristic of many HTSC-crystals, YbaCuO in particular. It is shown that in some cases a noncentral interatomic interaction results in the appearance of surface shear waves of a special type with one or two termination points and a damping parameter that is a nonmonotonic function of the two-dimensional wave vector. We also study a resonant wave transmission effect the appearance of which is due to the weak coupling of the defect to the host lattice.

A characteristic feature of HTSC crystal structures is the presence of a weak interlayer bond which strongly influences various types of excitations. It is unquestionably of interest to study the surface acoustic waves in such compounds. It is known that Rayleigh surface waves are modified in strongly anisotropies systems: these waves become retarded and deeply penetrating [1]. These properties have technological applications. Together with Rayleigh-type surface waves, horizontally polarized purely shear surface waves (SH-waves) are also modified. In the long-wavelength limit the penetration depth of SH-waves (in contrast to Rayleigh waves) is much greater than the wavelength [2], [3]. The fact that single-component SH-waves are structurally simpler than two-component Rayleigh waves can be used in experimental research.

In this report we present the results of theoretical research of basic characteristics of SH-waves in the presence of strong anisotropy. We also consider the effect of resonant wave transmission through an interface between two contacting layered crystals.

To find out general properties of surface waves it is convenient to study the long-wavelength limit first. The considered strongly anisotropic structure possesses two distinct parameters: the constant of intralayer interaction (the biggest parameter) and the constant of weak interlayer interaction (the smallest one). The typical order of value of relation of these two parameters is 0.1. Thus, to allow for the influence of weak interlayer interaction on the wave propagation along the atomic planes, the fourth power of wave vector must also be taken into account in the terms of lattice dynamics equations containing as a factor the constant of the strongest interaction in the lattice. Such an approximation makes it possible to describe correctly the long-wavelength dynamics of the crystal and to obtain peculiar solutions having eigenfrequencies outside (surface states) and inside (quasi-surface states) the continuous spectrum of the ideal lattice. The dispersion curves corresponding to these solutions can have the so-called termination points. For a more general case, when the lattice dynamics equations are solved without approximation, it is shown that specific deeply penetrating waves, having two termination points, can appear due to the influence of noncentral interatomic interaction.

If a planar defect lies in the interior of a crystal, i.e. is an interface between two contacting media, it can substantially influence its dynamic, thermodynamic, and kinetic characteristics. To study such an influence it is necessary to elucidate the features of the interaction of phonons with a planar defect. The study of resonance effects in the scattering of acoustic vibrations on a defect and problems of formation of bound states related to them are of considerable interest, as are questions of the formation of coupled vibrational states, since such effects can give rise to features in the kinetic characteristics of intercrystalline interfaces, as have been observed in experiments [4]. The description of resonance phenomena in highly anisotropic crystals in the framework of the macroscopic theory encounters significant difficulties, since the domain of applicability of such a theory for highly anisotropic systems is substantially limited [1]. This raises the question of studying such effects in highly anisotropic compounds with the use of lattice models.

We use the methods of lattice dynamics to consider the scattering of acoustic waves on an impurity monolayer lying in the interior of a crystal. It is shown that the presence of such a layer can lead to the appearance of a resonant transmission effect. This effect is due to the presence of weak coupling of the defect to the main lattice and cannot be described in the framework of the standard theory of elasticity, since the displacements of the defect layer are substantially different from that of the adjacent layers. For nongrazing angles of incidence this effect can be illustrated qualitatively for the example of an infinite linear chain containing a point impurity.

1. I.M. Gelfgat and E.S. Syrkin, Sov. J. Low Temp. Phys. 4, 324 (1978).
2. G. P. Alldredge, Phys. Rev. Lett. A 41, 281 (1972).
3. I.M. Gelfgat, Sov. Phys. Solid State 19, 998 (1977).
4. A.G. Shkorbatov, A. Feher, and P. Stefanyi, Physica B 218, 242 (1996).

Особенности релаксация намагниченности в скрещенных магнитных полях (магнито-оптические наблюдения)

Успенская Л.С., Королев К.С.
Институт Физики Твердого Тела РАН, 142432 Черноголовка,Московская обл., Россия

Релаксации намагниченности, спонтанная или индуцированная переменным полем, изучается на протяжении многих лет ввиду важности этого вопроса для сильноточных применений сверхпроводников [1-6] и интересности этого вопроса с точки зрения понимая динамики и взаимодействия вихрей [6–13]. Однако полного понимания в этом простом, на первый взгляд, вопросе не достигнуто до сих пор [13]. И основная причина тому – невозможность увидеть реальное распределение вихрей в сверхпроводнике.

В данной работе релаксация намагниченности исследовалась методом магнитооптической визуализации магнитного поля, что позволило провести объемные и локальные измерения намагниченности и восстановить сценарий релаксации магнитного потока. При этом в качестве контрольных использовались индукционные измерения намагниченности. Исследования проводились на монокристаллах YBCO и монокристаллических пластинках, вырезанных из текстурированных плавлением композитов YBCO. Изучались спонтанная и индуцированная перпендикулярным полем релаксации намагниченности.

На текстурированном композите были получены типичная логарифмическая зависимость от времени для спонтанной релаксации намагниченности, а для индуцированной переменным полем – логарифмическая или экспоненциальная в зависимости от амплитуды h_{ac}. При этом было установлено, что усиление релаксации происходит не только в направлении проникновения h_{ac}, как это обычно рассматривается, но и в перпендикулярном направлении. Кроме того, было показано, что при различных ориентациях постоянного и переменного полей относительно кристаллографических осей кристаллитов, имеет место либо монотонное уменьшение намагниченности с частотой и амплитудой переменного поля, либо появляются немонотонные зависимости.

На монокристаллах в области низких температур (T<40K), h_{ac} вызывало коллапс намагниченности в его области проникновения, подобно описанному в [5], однако при более высоких температурах приводило к формированию твистеров [14], т.е. областей со знакопеременной намагниченностью, природа которых до сих пор не установлена. С целью прояснения этого вопроса мы провели исследование подробное исследование релаксации намагниченности в скрещенных магнитных полях (H_{pl}. – постоянное продольное поле и H_z – поперечное поле) и получили совершенно неожиданные результаты. Во-первых – усиление релаксации вдоль и поперек H_{pl} на стадии проникновения H_z,, во-вторых – неоднородную в пространстве релаксацию продольного критического тока, и наконец установили, что в процессе циклического перемагничивания интенсивная релаксация тока идет только на внешнем крае магнитного потока, в то время как внутренний ток практически неизменен, хотя магнитный поток эффективно дрейфует к центру кристалла. На основе проведенных исследований определены скорости релаксации и энергии активации для термоактивированного движения вихрей, для поворота вихрей и для пересечения вихрей.

Работа выполнена в рамках Российской программы по сверхпроводимости (контракт 40.012.1.1.4356). Автор выражает благодарность И. Науменко (ИФТТ РАН) и И. Акимову (ВНИИНМ им. Бочвара) за предоставление образцов для исследования.

1. Kaoru Yamafuji et al, Journ. Ten Physical Society of Japan, 39, 581 (1975)
2. J.R.Cave, M.A.R.LeBlank, Journ. Appl. Phys., 53, 1631 (1982)
3. A.Gonzalez, Phys.Rev.B, .31, p.7048 1985
4. A. Riise etal., Appl. Phys. Lett., 60, 2294 (1992)
5. L.M.Fisher et al.,, Solid State Commun., 97, 833 (1996); L.M.Fisher et al.,, Solid State Commun., 103, 313 (1997)
6. Kaoru Yamafuji et al, Journ. Ten Physical Society of Japan, 39, 581 (1975)
7. R.Boyer, M.A.R.LeBlank, Solid State Commun., v.24, p.261 (1977); M.A.R.LeBlank,J.Lorrain, Journ. Appl. Phys., 55, 4035 (1984)
8. I.R. Clem, Physica C, 153-155, 55 (1988)
9. В.В.Брыкин, С.Н.Дороговцев, Письма ЖЭТФ,.57, 39 (1993)
10. A. Gurevich, H. Brandt, Phys. Rev. Lett., 73, 178 (1994)
11. A.L. Kasatkin etal., Physica C,.310, 296 (1998)
12. С.Савельев, Л.М.Фишер, В.А.Ямпольский, ЖЭТФ, 112,.936 (1997); L.M. Fisher et al., Phys. Rev. B, 61, 15382 (2000)
13. G. Mikitik, E.H. Brandt, Phys.Rev.B, 64, 92502 2001; I.Babich, G.Mikitik, E.H.Brandt, Phys. Rev.B, 68, 052509 (2003): G.Mikitik, E.H.Brandt, M.Indenbom, Phys.Rev.B, 70, 014520 (2004)
14. M. V. Indenbom et al., Nature 385, 702 (1997); G.D'Anna et al., Physica C 281, 278 (1997)

Магнитная восприимчивость нормального состояния и структурное разупорядочение в мелкокристаллических ВТСП $YBa_2Cu_3O_y$

Н.Б. Бутко,, А.А. Вишнев, Е.Ф. Макаров, Л.Г. Мамсурова, К.С. Пигальский, Н.Г. Трусевич
Институт химической физики им. Н.Н. Семенова РАН, 119991 Москва, Россия.

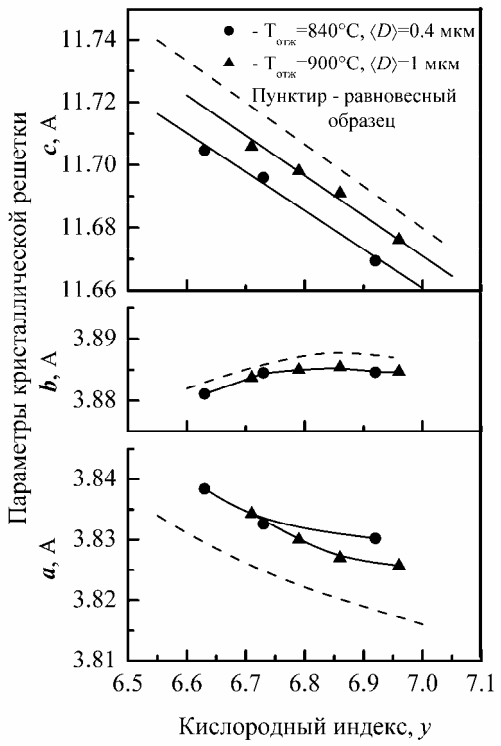
Исследовано влияние структурного разупорядочения на восприимчивость нормального состояния ВТСП $YBa_2Cu_3O_y$ с y≈6.92 и T_c≈92 K. Впервые для этой цели использована серия мелкокристаллических образцов с различными средними размерами кристаллитов, поскольку рентгеновскими и мёссбауэровскими исследованиями показано, что в силу условий синтеза уменьшение размеров кристаллитов $YBa_2Cu_3O_y$ до микронных и субмикронных значений означает одновременное увеличение степени структурного разупорядочения, количественной мерой которого может служить параметр элементарной ячейки *c*.

Синтез мелкокристаллических ВТСП $YBa_2Cu_3O_y$ с необходимостью происходит в высокоскоростном режиме формирования кристаллической структуры и при пониженных температурах $T_{отж}$. Чем ниже $T_{отж}$, тем меньшие размеры кристаллитов возможно реализовать и тем меньшую степень катионного упорядочения следует ожидать.

Серия образцов $YBa_2Cu_3O_y$ с различными средними размерами кристаллитов в диапазоне $0.4<\langle D\rangle<2$ мкм приготовлена по оригинальной методике из механоактивированной высокодисперсной смеси исходных рентгеноаморфных компонентов: Y_2O_3, CuO и BaO_2. Данная методика позволяет получать однофазные $YBa_2Cu_3O_y$ при пониженных температурах отжига $830<T_{отж}<940$°C, минуя стадии образования промежуточных продуктов реакции, характерных для обычных методов синтеза, и исключая загрязнение конечного соединения примесями каких-либо фаз.

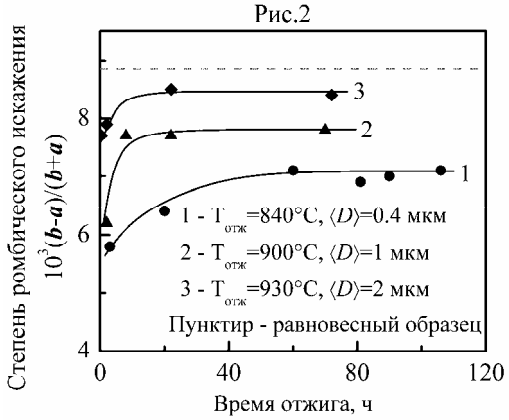
Рентгеновские исследования показали, что в образцах с разными $\langle D\rangle$, кристаллическая структура которых формировалась при различных $T_{отж}$, стабилизируются разные квазиравновесные состояния, отвечающие разной степени катионного упорядочения и характеризующиеся различным набором параметров решетки. Из рис. 1 видно, что различия в параметрах для образцов с разными $\langle D\rangle$ сохраняются и в случае изменения кислородного содержания *y*. Из рис.2. видно, что даже длительный (>100 ч.) изотермический отжиг (с последующим стандартным охлаждением образцов в кислороде для достижения $y=y_{opt}$≈6.92) не приводит к той степени орторомбического искажения решетки $(\boldsymbol{b}-\boldsymbol{a})/(\boldsymbol{b}+\boldsymbol{a})$, которая характерна для объемных равновесных образцов, синтезируемых обычно при $T_{отж}>940$°C.

Рис.1



Важно отметить, что в случае y=6.92 величина T_c=92 K реализуется для образцов с разными $\langle D\rangle$ независимо от величины параметров решетки, а также степени орторомбического искажения.

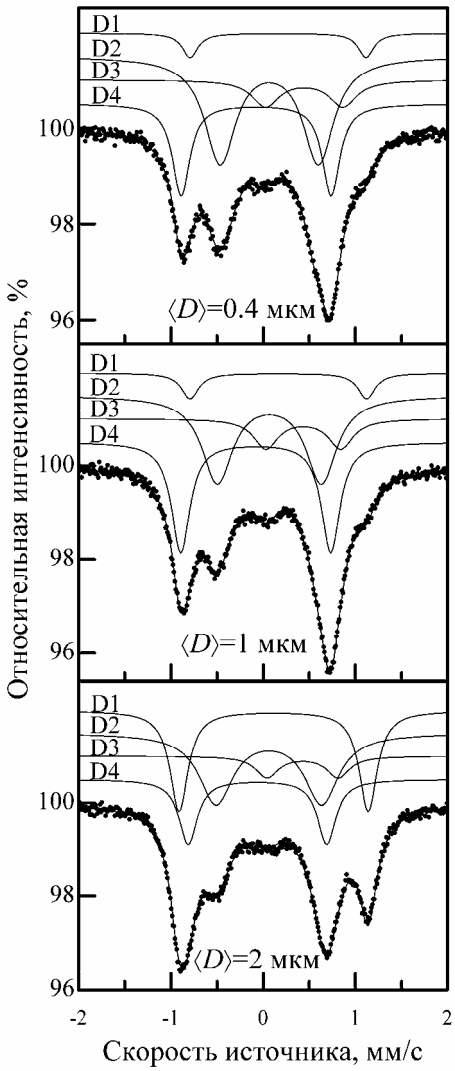
Рис.2



Проведенные мёссбауэровские исследования таких образцов с y≈6.92 и T_c≈92 K (слабо допированных ^{57}Fe) выявили те изменения в упорядочении кислорода, которые происходят по мере уменьшения $\langle D\rangle$. Оказалось, что мёссбауэровские спектры для образцов с разными $\langle D\rangle$ существенно различаются (рис.3). Анализ перераспределения интенсивностей компонент спектров показал увеличение

степени заселения позиций O(5) (обычно вакантных) в базисной плоскости (CuO_δ), что соответствует увеличению параметра δ до δ≈1.2 (на элементарную ячейку) при уменьшении ⟨*D*⟩ до 0.4 мкм [1]. При сохранении общего кислородного содержания $y=y_{opt}$ увеличение δ может происходить лишь за счет уменьшения количества кислорода в других плоскостях (BaO) или (CuO_2).

Рис.3

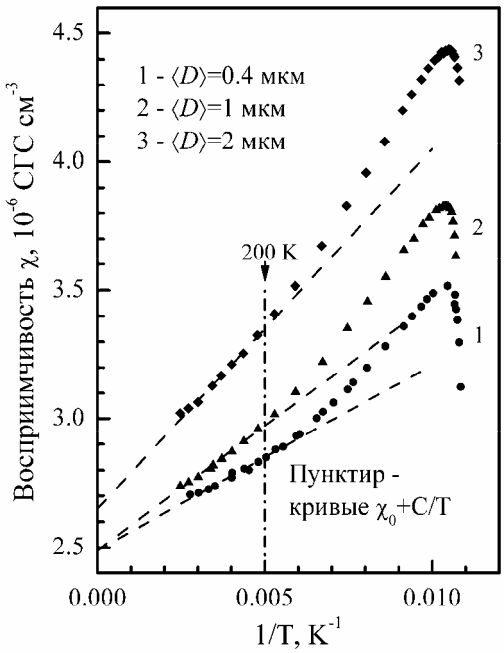


Обнаруженные изменения структурных параметров и δ по мере изменения ⟨*D*⟩ находят свое естественное объяснение в предположении о частичном взаимозамещении катионов Y^{3+} и Ba^{2+} в квазиравновесных $YBa_2Cu_3O_y$.

Сделан вывод, что значения параметра ***c*** (или ⟨*D*⟩) могут служить мерой структурного разупорядочения в образцах $YBa_2Cu_3O_y$.

Измерения магнитной восприимчивости χ(T) тех же мелкокристаллических образцов с y≈6.92 и T_c=92 K (но без ^{57}Fe) показали, что в области T_c<T<400 K кривые χ(T) изменяются от образца к образцу в соответствии с изменением параметра ***c***. При этом наблюдается выраженная температурная зависимость χ(T) (рис. 4), в отличие от равновесных образцов с тем же значением T_c.

Рис.4



В целом, зависимости χ(T) на рис.4 можно представить в виде суммы нескольких вкладов:

$$\chi(T)=\chi_0+f((T)-\Delta\chi_{фл}(T),$$

где $\chi_0=\chi_{ост}+\chi_{эл}$ – температурно- независимый вклад, состоящий из диамагнетизма атомных остовов и восприимчивости свободных электронов (пропорциональной плотности состояний на уровне Ферми), $\Delta\chi_{фл}(T)$ – флуктуационный диамагнетизм, обусловленный присутствием выше T_c куперовских пар с конечным временем жизни, *f*(T) – вклад от локализованных магнитных моментов.

Обсуждаются различные физические модели описания *f*(T), явно содержащего помимо обычного вклада Кюри-вида *C*/T, еще один, возникающий при температурах T<200 K. Высказано предположение, что последний связан с появлением при данной температуре псевдощелевого состояния в исследуемых образцах со структурным разупорядочением.

Во всех вариантах описания χ(T) для образцов с разной степенью структурного разупорядочения изменения величин χ_0, $\Delta\chi_{фл}(T)$, *f*(T) и константы Кюри *C* коррелируют с изменением параметров решетки, а также величин δ и ⟨*D*⟩.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 03-03-32083).

1. А.А. Вишнев, Е.Ф. Макаров, Л.Г. Мамсурова, Ю.В. Пермяков, К.С. Пигальский – *ФНТ* **30**, 373 (2004).

Высокочастотное поглощение в сильно анизотропных, слоистых сверхпроводниках и взаимодействие вихрей магнитного потока

В. А. Тулин, В. А. Березин

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН. 142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

Одним из интересных свойств сверхпроводников является поведение магнитного потока в материале. Магнитный поток в сверхпроводниках второго рода, к которым относятся и высокотемпературные сверхпроводники, существует в виде отдельных квантованных вихрей. Если через сверхпроводник, помещенный в магнитное поле, при котором имеет место вихревая структура, пропускать электрический ток, то под действием силы Лоренца вихри придут в движение. При этом движении возникают диссипативные потери, которые характеризуются сопротивлением течения потока ρ_f.

В работе Горькова и Копнина [1] было показано, что действительная часть импеданса сверхпроводника второго рода (величина, характеризующая отклик материала на облучение высокочастотным магнитным полем) в диапазоне поля $H_{c1} << H << H_{c2}$ определяется величиной ρ_f через выражение

$$ReZ=(2\pi\omega\rho_f/\mu c^2)^{1/2},$$

где μ=B/H, H – внешнее магнитное поле. Высокочастотный импеданс, как и ρ_f, характеризует динамику вихрей магнитного потока.

В сильно анизотропных, слоистых высоко температурных сверхпроводниках вихревая структура представляется двумя типами вихрей, свойства которых заметно отличаются. Внутренний магнитный поток, перпендикулярный сверхпроводящим слоям, образуется из точечных вихрей, аналогичных вихрям Пирла в тонких пленках. Эти вихри объединяются в цепочки, перпендикулярные слоям, и в совокупности они подобны вихрям Абрикосова в обычных сверхпроводниках. Параллельный слоям магнитный поток формируется из джозефсоновских вихрей, аналогичных вихрям в джозефсоновских туннельных переходах, параллельных обкладкам перехода. Взаимодействие между этими вихрями и образование композитных вихрей, содержащих отрезки вихрей обоих сортов, приводит к сложной богатой динамике магнитного потока в сильно анизотропных, слоистых сверхпроводниках [2].

Мы изучали изменение активной части поверхностного импеданса сильно анизотропного, слоистого сверхпроводника BiSSCO (2212) в зависимости от магнитного поля в диапазоне температур от 4,2 до 100 К. Измерения производились на частоте в диапазоне 500 – 1000 МГц. Мы наблюдали изменение ВЧ поглощения (пропорциональное активной компоненте импеданса), связанное с вхождением в образец магнитного потока, параллельного сверхпроводящим слоям, и по его поведению делали выводы о динамике и взаимодействии вихрей различного типа.

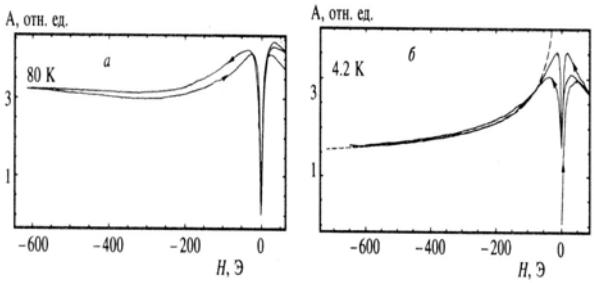


Рис.1. Зависимость ВЧ поглощения в BSCCO от магнитного поля: а - температура 80К, б - 4,2К.

На рис.1 показан характерный вид зависимости активной части импеданса образца от магнитного поля, параллельного сверхпроводящим слоям (плоскости образца) для двух температур: вблизи T_c и 4,2 К. Такой характер поглощения наблюдается во всех образцах, при этом заметным образом меняется значение магнитного поля максимума поглощения.

При высокой температуре легко наблюдать влияние на указанное поглощение перпендикулярного магнитного потока. Для этого можно наблюдать угловую зависимость поглощения при малых наклонах магнитного поля относительно плоскости образца. Уже сравнительно небольшое количество перпендикулярных вихрей ($\varphi \approx 1^0$) приводит к значительному уменьшению поглощения, связанного с параллельными вихрями [3].

Чтобы наблюдать взаимодействие вихрей в более широком диапазоне температур, была применена следующая методика измерений. При медленном (естественном или с дополнительным тепловыделением) отогреве образца от 4,2 К магнитное поле непрерывно сканировалось между значениями – H_0, + H_0. За время отогрева от 4,2 до 90 К осуществлялось несколько десятков сканирований. Проходя при сканировании характерный участок (максимум поглощения), можно было практически непрерывно проследить за его изменением с температурой. Мы наблюдали за амплитудой максимума поглощения (магнитопоглощение) в параллельном сверхпроводящим слоям магнитном поле и влияние на него перпендикулярного магнитного потока в образце.

На рис. 2 представлены зависимости высокочастотного магнитопоглощения от температуры при медленном нагреве образца.

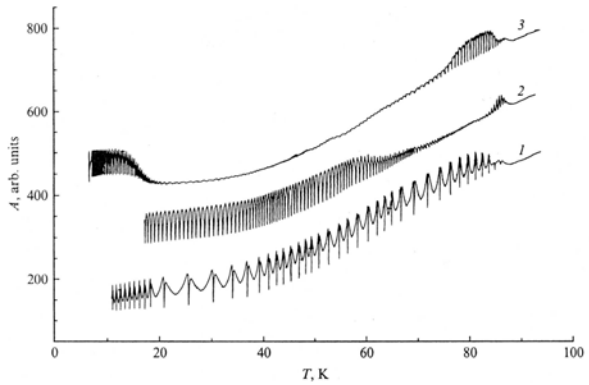


Рис.2. Температурная зависимость магнитопоглощения. 1 –H || **ab**, меняется от –1 до 1 кЭ. 2 –угол между H и плоскостью **ab** равен 45^0, поле меняется от –200 до 200 Э. 3 – замороженное перпендикулярное поле равно 9 Э, параллельное поле меняется от –200 до 200 Э.

Кривая 1 соответствует отсутствию перпендикулярного магнитного потока. Образец охлаждался до температуры 4,2 К, затем начинался отогрев и включалось сканирование параллельного магнитного поля. При прохождении одного периода магнитного поля можно видеть изменение поглощения идентичное изображенному на рис. 1. Амплитуда изменения поглощения при каждом сканировании мало зависит от температуры во всем диапазоне за исключением области температуры вблизи критической. Кривая 2 соответствует сканированию магнитного поля, направленного под углом 45^0 по отношению к плоскости образца. В этом варианте при низкой температуре вследствие большого поверхностного барьера перпендикулярный магнитный поток не проникает в образец, и наблюдается поглощение, связанное с проникновением параллельного магнитного потока. При температуре около 60 К начинается проникновение перпендикулярного магнитного потока, который подавляет поглощение, связанное с параллельным потоком. В окрестности 80 К это поглощение подавлено практически полностью, и при приближении к T_c возникает поглощение, связанное с изменением полного магнитного потока в образце.

Кривая 3 получена аналогично кривой 1. Сканировалось параллельное поле от -200 до 200 Э, но при наличии замороженного перпендикулярного магнитного потока. Если сравнить кривую 1 (рис. 2) с кривой 3, видно, что замороженный поток подавляет поглощение, связанное с параллельным потоком. Масштаб этого подавления сильно отличается для температур выше и ниже T* (15 К). На рис. 3 изображены зависимости амплитуды максимума поглощения, связанного с параллельным потоком, от величины замороженного перпендикулярного поля. Для температуры выше T* поле порядка 1 Эрстеда практически полностью подавляет поглощение. В то же время величина замороженного поля подавления при температуре ниже T* на два порядка выше. Это довольно неожиданный результат. Дело в том, что подвижность вихрей магнитного потока должна уменьшаться при понижении температуры, так как она связана с преодолением вихрями потенциальных барьеров. Результаты же исследования ВЧ поглощения показывают обратное. Это может означать, что при температуре T* меняется характер взаимодействия вихрей магнитного потока различного типа.

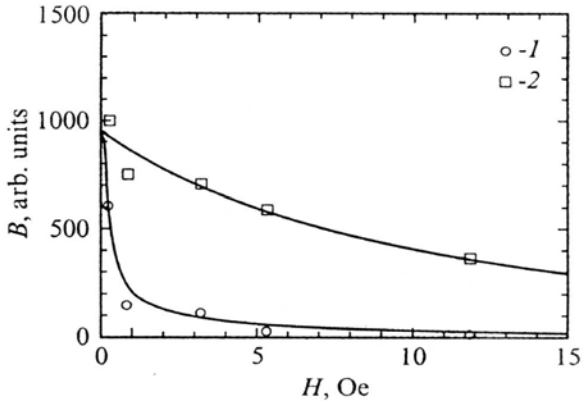


Рис.3. Подавление ВЧ магнитопоглощения замороженным магнитном полем, параллельным оси **c**. 1 – T > T*, 2 - T < T*.

Можно представить вихри, параллельные сверхпроводящим слоям, в виде струны, обладающей линейным натяжением. Вихрь – струна взаимодействует с дефектами материала и с перпендикулярными вихрями. Если вихри закреплены на «дефектах», то под действием высокочастотного тока вихри будут изгибаться в виде дуги. Под «дефектами» мы подразумеваем и перпендикулярные вихри. Поглощение будет пропорционально площади, заметаемой вихрем за период действия ВЧ поля. Эта площадь пропорциональна квадрату расстоянию между точками закрепления, т. е. концентрации центров пиннинга. В случае отталкивания от «дефектов» площадь будет пропорциональна расстоянию между ними, а поглощение пропорционально корню квадратному из их концентрации. При той же самой концентрации «дефектов» поглощение во втором случае будет гораздо больше, чем в первом. Выше T* вихри разного сорта притягиваются друг к другу и образуют комбинированные вихри[2], а ниже возникает отталкивание между вихрями разного сорта, и они образуют систему взаимопроникающих решеток.

1. Л. П. Горьков, Н. Б. Копнин, УФН 116, 413 (1975).
2. A.E. Koshelev, Phys. Rev. B 68, 094520 (2003).
3. В. А. Березин, В. А. Тулин, ЖЭТФ 110, 1054 (1996).

Эффекты резистивных переключений в гетеропереходах на базе ВТСП и легированных манганитов - демонстрация примесного фазового расслоения поверхностного слоя.

Н.А.Тулина
Институт Физики Твердого тела РАН, 142432 Московская обл,Черноголовка, Россия
В.В.Сироткин
Институт проблем микроэлектроники и чистых веществ РАН, 142432 Московская обл,Черноголовка, Россия

Перовскитные структуры на базе окислов переходных металлов являются основой нескольких систем с интересными свойствами как в фундаментальном плане, так и в прикладных исследованиях, это высокотемпературные сверхпроводники, легированные манганиты и т.д. Интерес к ним связан, с одной стороны, с ожидаемыми практическими применениями. С другой - с точки зрения фундаментальной физики - они сконцентрировали несколько злободневных и широко дискутируемых проблем. Родительскими структурами этих соединений являются антиферромагнитные диэлектрики. Замена редкоземельного элемента на двухвалентный Sr, Ba, Ca, Pb приводит к переносу заряда , появлению свободных носителей. При этом роль кислорода очень существенна в формировании ферромагнитного состояния в легированных манганитах и сверхпроводящего в ВТСП. Другой характерной чертой этих систем является способность существовать в фазово-смешанном состоянии (ФР- фазовое расслоение), которое представляет новое еще недостаточно изученное состояние вещества [1].

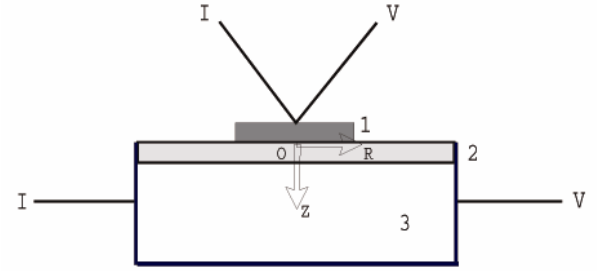


Рис.1.Схема гетероконтакта.
1- металлический электрод радиуса r_o: серебряная игла или пленка.2- поверхностный деградированный слой монокристалла толщиной Z. 3- монокристалл цилиндрической формы радиуса r_b , толщиной h. I,V-токовые и потенциальные подводы.

В наших предыдущих работах [2] был обнаружен эффект электронной нестабильности гетеропереходов на базе монокристаллов BSCCO и легированных манганитов. Этот эффект проявляется в обратимом переключении резистивных свойств поверхностного слоя монокристалла в гетеропереходах с металлического на диэлектрический (полупроводниковый) в условиях значительной токовой инжекции.

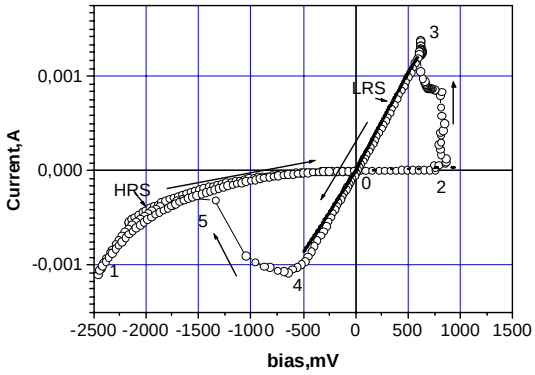


Рис.2. Пример вольтамперной характеристики гетероконтакта монокристалл $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+y}$ – Ag с воспроизводимыми переключениями между низкорезистивным (LRS) и высокорезистивным (HRS) состояниями. Стрелками указаны направления развертки напряжения. В этом примере электрическое поле -$\bar{E}$(**J**) направлено от поверхности в глубь кристалла, когда напряжение развертки положительно, $\bar{E}$(**J**)=**J***σ (**J**-плотность тока, σ- проводимость). Открытые кружки-экспериментальные точки, сплошные линии – расчетные значения ВАХ для LRS и HRS состояний.

Основные черты наблюдаемого эффекта

При определенном напряжении происходит кардинальная перестройка зарядового состояния поверхностного слоя. ВАХ гетероконтакта переключается с низкорезистивной ветви на высокорезистивную и наоборот (рис.2). Эффект был обнаружен при исследовании микроконтактов малых размеров (диаметром $d \approx 10^{-6}$-10^{-3} см), полученных механическим путем (рис.2). Но оказалось, что и на пространственно протяженных напыленных переходах с площадью порядка 1 мм^2 эти эффекты также наблюдаются. Это свидетельствует о том, что эффекты электронной нестабильности связаны с внутренними свойствами контакта нормальный металл- деградированная поверхность ВТСП, легированный манганит. Температурная зависимость сопротивления двух метастабильных состояний (рис.3) подтверждает различие между этими состояниями одно состояние низкомное -LRS имеет металлический тип

проводимости. Другое- высокорезистивное -HRS с термоактивированным типом проводимости и с пониженной температурой сверхпроводящего перехода.

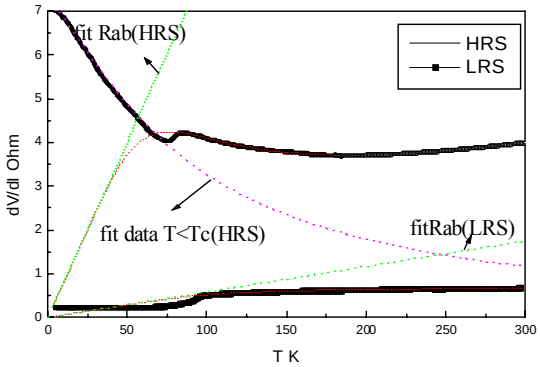


Рис.3.Температурная зависимость двух резистивных состояний гетероконтакта $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+y}$— пленка Ag.

Наблюдаемые явления достаточно хорошо воспроизводимы, полярны и с эффектом памяти. Ветви ВАХ «1-2» и «3-4» рис.2 обратимы. Переключение с одной ветви на другую происходит на участках ВАХ «2-3» и «4-5» .

Как видно из выше изложенного, переключение резистивных свойств гетероконтактов происходит при достаточно большом уровне развертки по напряжению и, следовательно, значительном выделении мощности. Возникает вопрос, как влияют возможные перегревы на свойства гетероконтаков. Для разрешения этих вопросов и детального изучения электродинамических и тепловых свойств гетероконтактов при протекании электрического тока были решены численными методами уравнения 1,2:

$\nabla[\sigma(P,T)\ \nabla\varphi]=0\ P=(r,z)$ (1)

$C_p(P,T)\partial T/\partial t=\nabla[\lambda(P,T)\nabla T]+\sigma[\nabla\varphi]^2$ (2)

σ - электропроводность, φ- электропотенциал, P=(r,z) –координаты, C_p-теплоемкость, λ-теплопроводность. Были рассчитаны сопротивления R ,температурные поля, эквипотенциальные и токовые распределения в области контакта при развертке электрического поля с разными скоростями. При этом учитывалось возможная поверхностная прослойка глубиной Z с отличной от объемной проводимостью.

Анализ таких расчетов показывает, что в точечной геометрии растекания тока есть особая точка (на границе контакта), где потенциальные силовые линии сгущаются. Наличие поверхностного слоя с большим сопротивлением, чем объемное, приводит к концентрации электрического поля именно в этом месте. Это хорошо видно на рис.4. Области максимальной температуры перегрева, связанные с выделением мощности при протекании тока, неоднородно распределены по контакту и находятся на границе поверхностного слоя и объема кристалла. На рисунке 2 показана аппроксимация экспериментальных данных, используя выше описанный подход. Как видно из рисунка, согласие

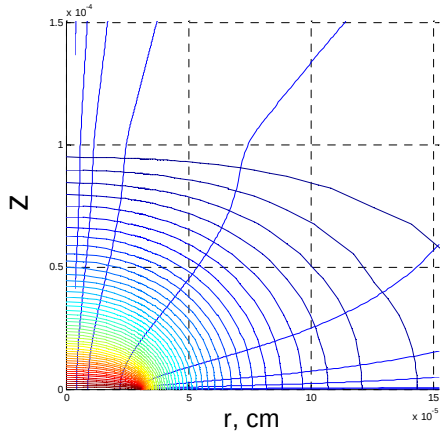


Рис.4. Пример распределения токовых и потенциальных линий вблизи контакта, $d=6*10^{-5}$см. (Показано сечение 0-Z-R, схема контакта).

расчетных данных с экспериментальными вполне хорошее. Таким образом, три фактора лежат в основе электронной неустойчивости ВАХ гетероконтактов на базе ВТСП и манганитов: 1) Деградация свойств на поверхности в результате потери кислорода. Достаточная высокая подвижность кислорода (вакансий). 2) Неодородное распределение и концентрация электрического поля в точечной геометрии растекания тока в гетеропереходах. 3) Возможность фазового расслоения в легированных манганитах и ВТСП на обогащенные и обедненные носителями области вблизи перехода металл–диэлектрик. В некоторой области контакта электрическое поле при определенной нагрузке достигает критического значения $E_{кр}(J)$ достаточного для движения ионов по вакансиям (в этой же области также повышается температура). Это вызывает перераспределение зарядов, фазовое расслоение и образование области обогащенной носителями –LRS состояние. На ВАХ рис.2 ветвь “0-2-3”.Это состояние метастабильно и демонстрирует металлический тип проводимости (рис.3). При изменении знака электрического поля (ветвь “0-4-5” ВАХ) ионы под влиянием поля уходят из контакта, уменьшая плотность носителей, область под контактом диэлектризуется - HRS состояние (ветвь “4-5” рис.2). Данная работа поддержана РФФИ грант № 02-02-16760а и Российским Министерством образования и науки проект «Сверхпроводимость мезоскопических и сильно коррелированных систем».

1.Gorkov L.P., Sokol A.V., Письма ЖЭТФ 46, 333 (1987); Nagaev E.L, УФН 166, 833 (1996); Dagotto E et al, Physics Reports 344, 1 (2001).

2.Tulina N.A.Physica C 333, 214 (2000); Tulina N.A., Zver'kov S.A., Mukovskii Y.M., et al.Europhys Let 56 (2001) 836.

Кинетика формирования безсиловых конфигураций, роль барьера и разрывности вихрей.

Успенская Л.С.,
Институт физики твердого Тела РАН, 142432 Черноголовка, Московская обл, Россия
C.J. van der Beek, M. Konczykowski
Laboratoire des Solides Irradiés, Ecole Polytechnique, Route de Saclay, 91128 PALAISEAU, France
Bogdan Dabrowski
Department of Physics Northern Illinois University DeKalb, IL 60115 U.S.A.

Еще на классических сверхпроводниках было обнаружено усиление предельного транспортного тока, протекающего по сверхпроводнику, продольным магнитным полем [1-4]. Усиление тока в несколько раз имело место в материалах со слабым и сильным пиннигом, в проводах и тонких лентах. Основным объяснением этому явлению было предположение о геликоидальном протекании тока по сверхпроводнику (бессиловая конфигурация тока-поля). В такой конфигурации сила Лоренца не действует на вихри и, соответственно, не должно быть рассеяния энергии движущимися вихрями. Тогда естественным ограничением величины тока должно было быть либо ограничение продольного поля величиной второго критического поля H_{c2}, либо достижением током значения тока распаривания [5-7], что не соответствовало эксперименту [8].

Другое объяснение усиления тока проводилось в рамках усиления пиннига круговых вихрей, возникших под действием протекающего тока, на перпендикулярных им вихрях, введенных продольным полем. Тогда именно дополнительная сила пиннига определяет предел возрастания тока, протекающего вдоль провода. К сожалению, прямое наблюдение токовых траекторий или распределений вихрей не представлялось возможным, а убедительные аргументы и контраргументы находились в пользу обоих механизмов возрастания и ограничения тока. В этом смысле очень интересным представляется прямое наблюдение усиление тока продольным магнитным полем, выполненное с помощью магнитооптики [9], где было показано, что и без возникновения спиральной токовой структуры плоскостное поле значительно усиливает продольный ток, а также наблюдение вихревых твистеров, трактовавшихся как трубки с усиленных током, окруженные спиральной вихревой структурой [10].

В данной работе с помощью магнитооптики изучено влияние плоскостного поля на проникновение перпендикулярного магнитного потока в широком классе ВТСП кристаллов, в недопированных и допированных монокристаллах *Bi2212*, монокристаллах *YBCO124* и монокристаллах *YBCO123* с T_c = 60 К и 93 К, а также в текстурированном плавлением *YBCO123*. В использованном наборе кристаллов собственная анизотропия критических токов, J_c^{ab} / J_c^{c}, варьирюется от 250 до 3. В основном эксперименты проводились с использованием первоначального охлаждения кристаллов в продольном поле H_{pl}. Изучались картины проникновения перпендикулярного магнитного потока H_z и профили его распределения, из которых извлекались соответствующие критические токи, а также измерялись общая и локальные релаксации магнитного потока и релаксация критических токов. Полученные результаты кратко можно суммировать следующим образом.

В текстурированных плавлением *YBCO123* любое вмороженное H_{pl} приводит к появлению анизотропии проникновения H_z, пропорциональной величине плоскостного поля, рис. 1. Однако наблюдается только увеличение глубины проникновения H_z вдоль H_{pl} и без уменьшения глубины проникновения в поперечном направлении, т.е. без усиления критического тока вдоль H_{pl}.

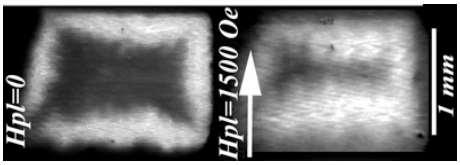


Рис. 1. Наведенная анизотропия тока в текстурированном композите *YBCO123*

Рис. 2. То же - в монокристалле *YBCO123* .

В монокристаллах *YBCO123* также наблюдается наведенная анизотропия, рис.2. При этом вдоль H_{pl} проникновение H_z становится глубже, а поперек пропорционально уменьшается, причем продольный ток на фронте потока действительно усиливается в несколько раз. Кроме того, вихри перестают чувствовать неоднородность в плотности

двойников, которая хорошо видна на проникновении H_z при отсутствии H_{pl} .

В монокристаллах *YBCO124*, где барьер на вход вихрей сравним с критическим током, влияние H_{pl} на проникновение H_z практически не наблюдается: перпендикулярный поток со всех сторон образцов проникает на одинаковую глубину с типичным Биновским профилем и большим скачком намагниченности вблизи краев кристаллов, рис. 3. Однако искусственное локальное понижение барьера приводит к тому, что поток проникающий в образец через эту точку становится зависящим от H_{pl} , а глубина его проникновения и экранирующий ток изменяются в зависимости от направления H_{pl}.

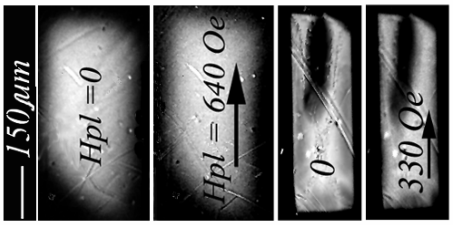


Рис. 3. *YBCO124*: наличие и отсутствие наведенной анизотропии в зависимости от величины барьра

Аналогичный результат был получен на висмутовых монокристаллах. Влияние поля в плоскости на проникновение перпендикулярного поля наблюдалось в этих материалах только в областях с пониженным барьером на вход вихрей. При этом наблюдалось также значительное усиление продольного тока и ослабление перпендикулярного тока [11], рис. 4, 5.

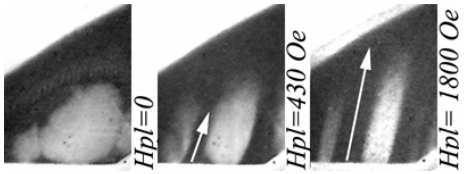


Рис. 4. Наведенная H_{pl} анизотропия проникновения H_z в допированном свинцом *Bi2212* (показан фрагмент кристалла).

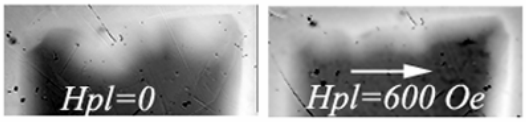


Рис. 5. Влияние H_{pl} на проникновение H_z в монокристалле *Bi2212* (показан фрагмент кристалла).

Таким образом, установлено, что наведенная плоскостным полем анизотропия проникновения перпендикулярных вихрей наблюдается во всех сверхпроводниках при условии искусственного понижения поверхностного барьера на вход вихрей. Соответственно наблюдается усиление тока в направлении плоскостного поля и ослабление в перпендикулярном направлении.

Кроме того установлено, что плоскостное поле приводит к ускоренной релаксации распределения магнитного потока, причем значительно несимметричной. В результате релаксации в кристаллах устанавливается такая конфигурация магнитного потока, при которой усиление тока имеет место только на фронте перемагничивания.

И наконец, изучены условия и кинетика формирование твистерных конфигураций вихрей в скрещенных магнитных полях, рис.6.

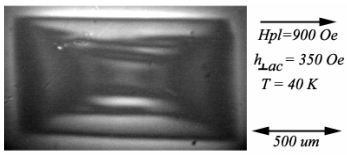


Рис.6. Твистеры в *YBCO123: магнитная структура, сформировавшаяся в результате циклического переключения* H_z *при постоянном* H_{pl}

Показано, что в отличие от наведенной плоскостным полем анизотропии, твистеры формируются только в кристаллах, где имеет место слабая разрывность вихрей в масштабе мезоразмеров систем и что вихревые «твистеры» появляются вследствие несимметричной релаксации магнитного потока (тока).

Работа выполнена в рамках Российской программы по сверхпроводимости (контракт 40.012.1.1.4356). Автор выражает благодарность А. Кулакову, И. Науменко и А. Бондаренко за выращивание совершенных монокристаллов, на которых были выполнены исследования.

1. P.Grassman, L.Rinderer, Helv. Phys. Acta, 27, 309 (1954)
2. S.T.Secura, R.W.Boom, C.J.Bergeron, Appl. Phys. Lett., 2, 102 (1963).
3. M.A.R. LeBlank, B.C.Belanger, M.R. Fielding, Phys. Rev. Lett., 14, 704 (1965)
4. W.C.H.Joiner, G.E.Kuhl, Phys. Rev., 168, 413 (1968)
5. C.J. Bergeron, Appl. Phys. Lett., 3, 63 (1963)
6. D.G. Wamsley, J.Phys.F, 2, 510 (1972)
7. J.R. Clem, Phys. Lett., 59A, 401 (1976)
8. J.R. Cave, J.E. Evetts, A.M. Campbell, Journ. De Phys., 39, c6-614 (1978)
9. M.-O. Andre, G.D'Anna, M. Indenbom, W. Benoit, 7th Intern. Workshop on Critical Currents in Supercond., p.276-279 (1994); M.-O. Andre, G.D'Anna, M. Indenbom, W. Benoit, Phys.C, 235, 2627 (1994)
10. M. V. Indenbom et al., Nature 385,702 (1997); G.D'Anna et al., Physica C 281, 278 (1997)
11. L.Uspenskaya, A.Kulakov, A. Rakhmanov Phys. Rev. B 68, 104506 (2003).

Особенности колебательных спектров многослойных кристаллических структур типа ВТСП

И.А. Господарев, В.И. Гришаев, Е.С. Сыркин, С.Б. Феодосьев
Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины, пр. Ленина, 47, 61103, Харьков, Украина.

Роль фононов в механизме высокотемпературной сверхпроводимости остается до сих пор до конца невыясненной. С одной стороны, обычно применяемые для металлических (низкотемпературных) сверхпроводников прямые экспериментальные методы обнаружения вклада фононов в куперовское спаривание не дают результата, однозначно такой вклад подтверждающего. Отметим однако, что обычная трактовка таких экспериментов апеллирует как правило к модели «дебаевских фононов», вполне адекватно описывающей решеточные возбуждения в металлических сверхпроводниках при температурах ниже критической, но совершенно непригодной для описания колебательного спектра сложных многослойных структур, каковыми являются большинство высокотемпературных сверхпроводников. С другой стороны при столь высоких (для фононов) температурах колебания решетки должны сильно мешать куперовскому спариванию, разрушая куперовские пары, если механизм содействия фононов этому процессу действительно отсутствует.

Для большинства ВТСП, к которым относятся соединения с достаточно высокой (азотной и выше) температурой сверхпроводящего перехода (YbaCuO, ВТСП на основе таллия и висмута) присуща сложная кристаллическая структура, период решетки которой вдоль одного из кристаллографических направлений (вдоль оси c) существенно превышает характерный радиус межатомного взаимодействия. Это обстоятельство ставит такие многослойные структуры как бы в «промежуточное» положение между кристаллическими и неупорядоченными системами. Как показали наши расчеты [1,2] фононным спектрам таких многослойных соединений и в отсутствие каких-либо дефектов присущи квазилокализованные состояния – малодисперсионные моды, обусловленные малостью периода обратной решетки. Заметим, что практически у всех ВТСП характерная дебаевская частота значительно превышает максимальную частоту собственно акустической зоны. Кроме того, в таких структурах крайне ослаблено влияние на колебательные характеристики дальнего порядка в расположении атомов. Поэтому в ВТСП-соединениях, таких например как YbaCuO, при малой анизотропии упругих модулей, весьма существенно проявляется анизотропия в межатомном взаимодействии близких соседей, что приводит к квазидвумерному распространению колебаний, порождаемых смещениями большинства атомов, только плоскость такого распространения от атома к атому меняется.

Предлагаемая работа содержит анализ локализации и распространения колебаний, порождаемых одновременным смещением нескольких атомов в таких многослойных структурах, в частности, соответствующих эффектам, наблюдаемым экспериментально оптическими методами (рамановская и ИК-спектроскопия).

1. A.M. Kosevich, E.S. Syrkin, S.B. Feodosyev, *Phys. Lett.*, A 167, 94 (1992).
2. S.B.Feodosyev, I.A.Gospodarev, A.M.Kosevich, E.S. Syrkin, *Phys. Low-Dim. Str.* 9/10, 209 (1995).

«Температурное эхо» от сверхпроводящего фазового перехода в теплоемкости $HoBa_2Cu_3O_{6.95}$

В.Н. Наумов [a)], Г.И. Фролова [a)], Т. Атаке [b)]

[a)] *Институт неорганической химии им. А.В. Николаева СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия*

[b)] *Лаборатория материалов и структур, Токийский институт технологии 4259, Иокогама 226-8503, Япония*

Температурная зависимость теплоемкости $C_p(T)$ образца $HoBa_2Cu_3O_{6.95}$ была исследована выше T_c с целью выявления аномальных вкладов. Для выделения аномальной компоненты δC(T) в теплоемкости $HoBa_2Cu_3O_{6.95}$ использовалась измеренная теплоемкость другого образца $HoBa_2Cu_3O_{6+x}$, который был синтезирован идентичным образом, и отличался только режимом отжига. Выделенная компонента δC(T) имеет сверхпроводящую аномалию (T_c) и еще одну аномалию (T_h) в интервале 250-290 K. Между T_c, и T_h наблюдается корреляция: отношение T_h/T_c близко к трем. Основываясь на полученных результатах, аномалию T_h можно рассматривать как "температурное эхо" от сверхпроводящего фазового перехода.

По-прежнему важным является изучение особенностей в области нормального состояния купратных систем, где многими экспериментами обнаружено псевдощелевое явление, которое сопровождается понижением плотности состояний электронов и наблюдается значительно выше температуры сверхпроводящего перехода. Сейчас неясно, является ли псевдощелевая линия только кроссовером [1,2] или она сопровождается скрытым спонтанным изменением симметрии параметра порядка [3-6]. В работах [7-9] сообщалось об аномалии (T_h) в теплоемкости сверхпроводников $RBa_2Cu_3O_{6+x}$ (где R - Y, Tm, Gd, Nd), которая локализована в температурной области нормального состояния и напоминает фазовый переход. Было замечено [9], что для образцов в пределах 90-градусного плато с изменением T_c, также изменяется и T_h, при этом отношение T_h/T_c остается близким к трем. Корреляция T_h и T_c указывает на связь между процессом T_h и сверхпроводимостью. В работе [9] такая взаимосвязь между процессом T_h и процессом T_c называется «температурным эхом». В данной работе мы представляем исследование теплоемкости образца $HoBa_2Cu_3O_{6.95}$, в котором также обнаруживается отмеченное выше явление.

Образец $HoBa_2Cu_3O_{6+x}$ приготовлен из реагентов высокой чистоты методом прокаливания порошков по стандартной технологии. Продукт был идентифицирован методом рентгеновской дифракции, который показал отсутствие других (не орторомбических) фаз. Содержание кислорода было определено иодометрическим титрованием. Состав образца соответствует формуле $HoBa_2Cu_3O_{6.95}$. Теплоемкость $C_p(T)$ образца $HoBa_2Cu_3O_{6.95}$ была измерена в интервале 8-300 K. Для выделения компоненты δC(T), из теплоемкости $HoBa_2Cu_3O_{6.95}$ был вычтен регулярный фон. В качестве регулярного фона мы использована теплоемкость другого образца $HoBa_2Cu_3O_{6+x}$. Этот образец был синтезирован тем же способом и отличался только режимом отжига. Измерение было выполнено в том же калориметре с одинаковыми условиями проведения эксперимента в интервале 8-300 K. В теплоемкости этого образца не наблюдалось каких-либо аномалий. Следует отметить, что такой способ выделения аномальной компоненты практически исключат экспериментальные систематические погрешности. Установка и методика измерений описана в работе [10].

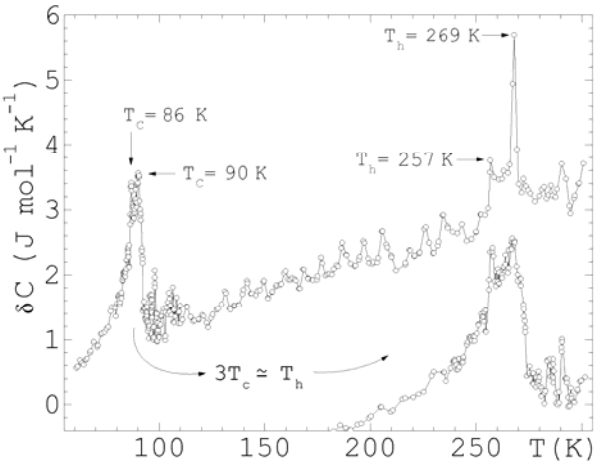


Рис. 1.

Полученная таким способом разность δC(T) представлена на Рис.1. Образец $HoBa_2Cu_3O_{6.95}$, как видно из рисунка, имеет особенность: его сверхпроводящая аномалия расщеплена на два пика (с T_c=86 K и T_c= 90 K в максимумах). Кроме сверхпроводящей аномалии имеется еще двухпиковая аномалия в области нормального состояния (аномалия T_h с T_h=257 K и T_h=269 K в максимумах), причем отношение T_h/T_c с хорошей точностью равно 3 для обоих пиков.

В приведенном примере аномалия T_h предстает как своеобразное “температурное эхо” от сверхпроводящего фазового перехода. Полученные результаты подтверждают предположение,

высказанное в работе [9]. Наблюдаемая в данной работе (как и ранее в [9]) корреляция между сверхпроводящей аномалией и аномалией T_h может быть указанием на некоторый процесс, который происходит при температуре $T_h \approx 3T_c$ и имеет отношение к явлению сверхпроводимости. Можно полагать, что T_h процесс связан с зарождением сверхпроводимости.

Наличие T_h - процесса в соединениях системы (R)BaCuO подтверждается аномалиями в других физических свойствах. Например, температурная зависимость производной электросопротивления ρ'(T)/ρ'(200 K) образца $YBa_2Cu_3O_{6.85 \pm 0.03}$ (T_c = 92.7 K) показывает резкое изменение этой зависимости именно в температурной области 260-300 K (см. [7]). При исследовании скорости ультразвука в сверхпроводнике $GdBaSrCu_3O_{7-x}$ (T_c = 82 K) наблюдалась ступенчатая аномалия при температуре 245 K [11], указывающая на изменение жесткости решетки. Результаты прецизионных измерений коэффициента теплового расширения α(T) сверхпроводящих монокристаллов $YBa_2Cu_3O_{6.95}$ (T_c=93 K) в интервале 5-500 K для трех орторомбических осей приведены в работе [12]. В зависимости α(T) наблюдаются аномалии, как при температуре сверхпроводящего перехода, так и при температуре Tg = 280 K. Для обеих аномалий (при T_c и $T_g \approx 3T_c$) наблюдаются одинаковые амплитуды изменения α(T) (по осям *a* и *b*). Это прямое свидетельство изменения фононных характеристик. Анализ особенностей температурного поведения упругих свойств [11] и коэффициента теплового расширения [12] в купратных сверхпроводниках, сделанный в работе [13] показывает, что наблюдаемые особенности, скорее всего, обусловлены формированием зарядового упорядочения. Сейчас считается установленным [14,15], что электрон-фононная связь в купратных сверхпроводниках является сильной. В этих условиях какое-либо изменение электронной структуры неизбежно должно приводить к изменению фононных характеристик. Таким образом, наши результаты и результаты отмеченных выше работ не вступают в противоречие, а наоборот подтверждают существование сильных коллективных эффектов взаимодействия элементарных возбуждений в этих объектах.

Если аномалию T_h (подобно аномалии T_c), можно отнести к электронной подсистеме, и связывать ее с флуктуационным зарождением сверхпроводимости, то процесс T_h должен отражать возникновение псевдощели Δ_p в электронной плотности (индекс p – здесь от слова pairing). В этом случае изменение электронной плотности (она пропорциональна постоянной Зоммерфельда γ), определяется величиной $\Delta\gamma = \Delta S/T_h$ (где ΔS – энтропия аномалии T_h), которая в лучшем случае составляет всего несколько процентов от величины γ. Это изменение γ значительно меньше, чем изменение γ при T_c.

Таким образом, в теплоемкости $HoBa_2Cu_3O_{6.95}$ обнаружена аномалия T_h. Аномалия выглядит как фазовый переход. Форма аномалии T_h повторяет форму аномалии T_c. Температура аномалии T_h коррелирует с T_c, так что выполняется соотношение $T_h = 3\ T_c$.

Наличие T_h процесса в соединениях $(R)BCO_x$ подтверждается особенностями в других свойствах, при этом корреляция между температурами T_c и T_h также наблюдается.

Оба процесса T_c и T_h приводят к изменению, как электронных, так и фононных характеристик. Это еще одно свидетельство их родства и может быть объяснено сильным электрон-фононным взаимодействием в этих системах. Отмеченные свойства позволяют назвать T_h процесс "температурным эхом" от сверхпроводящего фазового перехода.

Взаимосвязь T_h и T_c процессов наводит на мысль, что явление при T_c и явление при T_h – родственны и они оба связаны со сверхпроводимостью. При этом T_h – процесс можно интерпретировать как зарождение спаренных носителей заряда. Понижение плотности электронных состояний при этом процессе можно связать со сверхпроводящей псевдощелью Δ_p. Таким образом, обнаруженное нами явление, возможно, является термодинамическим свидетельством существования сверхпроводящей псевдощели, возникающей при температуре ~3 T_c.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (Проект № 03-03-32446а)

1. Randeria, M., Trivedi, N., Moreo, A., Scalettar, R. T. Phys. Rev. Lett. **69**, 2001 (1992).
2. Emery, V. J., Kivelson, S. A. Nature **374**, 434 (1995).
3. Varma, C. M. Phys. Rev. Lett. **83**, 3538 (1999).
4. Chakravarty, S., Laughlin, R.B., Morr, D. K., Nayak,C. Phys. Rev. B**63**, 094503 (2001).
5. Ivanov, D. A., Lee, P. A., Wen, X.-G. Phys. Rev. Lett. **84**, 3958 (2000).
6. A. Kaminski, S. Rosenkranz, H. M. Fretwell et al., Nature **416**,610 (2002).
7. V.V.Nogteva, V.N.Naumov, A.N.Lavrov. Russian Journal of Physical Chemistry. **72** (1998) 1629.
8. V.N. Naumov, G.I. Frolova, V.V. Nogteva, N.I. Matskevich, R.W. McCallum. Chemistry for Sustainable Development **8** (2000) 143.
9. V.N. Naumov, A.I. Romanenko, G.I. Frolova, V.V.Nogteva, O.B.Anikeeva, T.Atake. Physica C, **388** (2003) 359**.**
10. T.Atake, H.Kawaji, A.Hamono and Y.Saito. Report Res.Lab.Eng.Mater., Tokyo Inst.Technol., **15**, 13-23 (1990).
11. Ahmad Kamal Yahya, A.K. Koh, R. Abd-Shukor. Physics Letters A **259** 1999 295–301.
12. P. Nagel, V. Pasler, C. Meingast, A.I. Rykov, S.Tajima. Phys.Rev.Lett. **85**, 2376 (2000).
13. V. E. Gusakov, Cond-mat/0204408.
14. E.G. Maksimov. Physics Uspekhi **43** (2000) 965.
15. V.M. Loktev, R.M. Quick, S.G. Sharapov. Physics Reports **349** (2001) 1-123.

Распределение магнитного поля у поверхности массивных ВТСП

В.П. Хавронин, С.Л. Гинзбург
Петербургский Институт Ядерной Физики им. Б.П. Константинова РАН, 188300, Гатчина, Россия

В предыдущих работах по изучению низкополевой электродинамики керамических ВТСП (см. напр. [1,2]) мы изучали критическое состояние по поведению динамической восприимчивости, измеренной радиочастотными методами. В них была показана применимость теории критического состояния к ВТСП керамике, определены важные параметры ВТСП, в частности, зависимость критического тока от приложенного поля – $j_c(H)$. Тем не менее, это были косвенные измерения.

Однако хотелось бы наблюдать критическое состояние непосредственно, а именно изучить профиль магнитного потока в этих же образцах при различных полях.

С этой целью были проведены эксперименты по изучению распределения профиля магнитного поля у поверхности керамических образцов ВТСП методом сканирования датчиком Холла. Мы использовали датчики с размером чувствительной зоны 0.2 × 0.2 мм^2. Образцы были вырезаны в форме дисков толщиной 1 - 4 мм и диаметром 15 мм. Все измерения проводились при температуре жидкого азота.

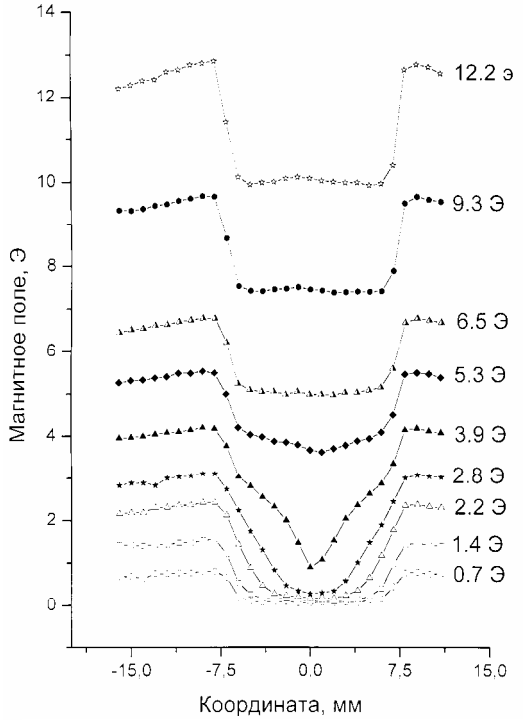


Рис. 1. Распределение магнитного поля у поверхности образца при увеличении поля.

На рис. 1 приведены результаты сканирования магнитного поля у поверхности образца с самого начала проникновения магнитного потока внутрь образца.(магнитное поле увеличивается от H=0 до H=12 Э). Видно, что до величины 3.9 Э распределение поля, с точностью до ошибок измерения, почти идеально совпадает с картиной проникновения потока в образец по модели Бина. При увеличении магнитного поля выше 3.9 Э распределение магнитного потока выполаживается по следующей причине:

В [1,2] было показано, что

$j_c(H)=j_0(H_0^2/(H^2 + H_0^2))$,

где $H_0 \approx 3$ Э. Поэтому при H > 3 Э простая картина с $j_c(H)$=const уже не работает. Поскольку $H_0 << 12$ Э, то при H=12 Э j_c мало и мы имеем простую формулу для H(x) (см. также формулу (2):

$$H(x) = H;\ |x|> R;\ H(x) = \mu_{eff} H;\ |x|< R \qquad (1),$$

где R – радиус образца.

На рис.2 приведены результаты сканирования при уменьшении поля от H=12 Э до H=0 Э. При этом мы наблюдаем обратный ход по петле гистерезиса, которая имеется в критическом состоянии. В силу гистерезисных свойств эта картина не является зеркальным отображением рис.1.

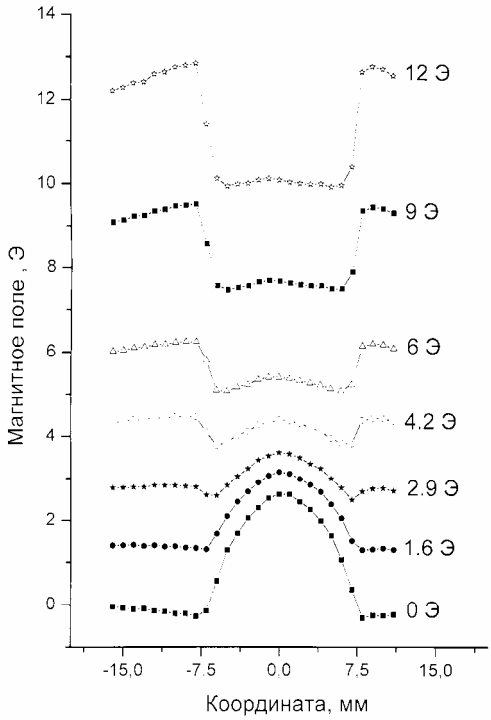


Рис. 2. Распределение магнитного поля у поверхности образца при уменьшении поля.

При $H \approx H_0$ легко получить, учитывая явный вид $j_c(H)$, выражение для H(x), например для нисходящей ветви:

$$H_{нисх}(x) = \mu_{eff} \{H^3 + (1-x/R)\, h_1^3\}^{1/3}$$

$$h_1^3 = 3\pi j_0 H_0^2 R \qquad (2)$$

что качественно соответствует рис.2

Из распределения поля (рис.2) при H=12 Э легко определить величину μ_{eff} . Для изучаемой керамики видно, что $\mu_{eff} \approx 0{,}8$

Следует отметить, что распределение магнитного поля у поверхности образцов является достаточно информативным методом изучения ВТСП керамики

Таким образом из проведенных измерений следует, что:

1) сканирование датчиком Холла позволяет непосредственно наблюдать профиль потока при установлении критического состояния (величина поля до 3,9 Э рис.1) и в самом критическом состоянии (поле выше 3,9 Э).
2) параметры изучаемой среды такие как: μ_{eff}, H_o, Из результатов сканирования легко определить конкретную модель критического состояния.

1. S.L. Ginzburg, V.P. Khavronin at al., Physica C 174, 109 (1991).

2. С.Л. Гинзбург, Г.Ю. Логвинова и др., ЖЭТФ 100**,** 532, (1991)

Аномалии теплового расширения ВТСП: микроскопические следствия феноменологической модели.

А. Н. Головашкин, А.М. Цховребов
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия
А.П. Русаков
Институт стали и сплавов, Москва, Россия
Г.В. Кулешова
Московский Инженерно-Физический Институт (Государственный Университет), Москва, Россия

На основе анализа экспериментальных данных и феноменологического рассмотрения свойств различных ВТСП материалов прослеживается связь аномалии теплового расширения и роста критической температуры сверхпроводящего перехода под давлением. Наличие такой связи позволяет сделать предположение о механизме формирования зоны носителя заряда в этих системах.

В ряде работ, посвященных исследованию свойств высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) [1-6], были обнаружены относительно широкие температурные области с отрицательным коэффициентом теплового расширения $\alpha(T)$. Такие аномалии теплового расширения ранее найдены в соединениях $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ [1], $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ [2], системах $La_{2-x}Sr_xCuO_4$, $Ba_{1-x}K_xBiO_3$ и $BaPb_xBi_{1-x}O_3$ [3], а в последнее время в MgB_2 [4,5] и $Bi_2Sr_2CuO_6$ [6]. Интервалы температур, в которых $\alpha(T) < 0$, составляют от 8-10 К (Bi-2201, MgB_2) до 60-70 К (BaKBiO, YBaCuO). Пример подобной аномалии для MgB_2 [4] приведен на Рис.1, где показана температурная зависимость изменения длины образца L при низких температурах. Исследования показали, что, по крайней мере, в нескольких ВТСП эти области не связаны ни с какими фазовыми переходами, наличие которых могло бы оправдать подобные аномалии. Учет возможных энтропийных вкладов, которые объясняют, например, тепловое сжатие в полимерах, здесь также ничем не поможет, так как обнаруженные аномалии лежат в области низких температур, где вклад энтропии в свободную энергию мал, поскольку он пропорционален температуре.

Оставляя в стороне вопрос о микроскопическом объяснении этих аномалий, рассмотрим эти явления с чисто феноменологических позиций. Как известно, объемный коэффициент теплового расширения определяется, как $\alpha = \frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P$, а объем тер-модинамической системы может быть выражен через производную свободной энергии Гиббса по давлению $V = \frac{\partial \Phi}{\partial P}$. Для вычисления α запишем электронную часть свободной энергии Гиббса проводящей системы [7]: $\Phi_e = \Phi_e(T=0) - \frac{\pi^2}{6} v_F V T^2$.

Тогда $\alpha = \frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P = \frac{1}{V}\frac{\partial^2 \Phi}{\partial T \partial P} = -\frac{\pi^2}{3V} kT \frac{\partial N_F}{\partial P}$,

где N_F – плотность состояний на поверхности Ферми $N_F = \nu_F V$. Это выражение для коэффициента теплового расширения является весьма общим в том смысле, что не опирается на какую либо определенную микроскопическую модель эффекта теплового расширения (кубический ангармонизм, специфические энтропийные вклады, связанные с особенностями строения системы и т.п.).

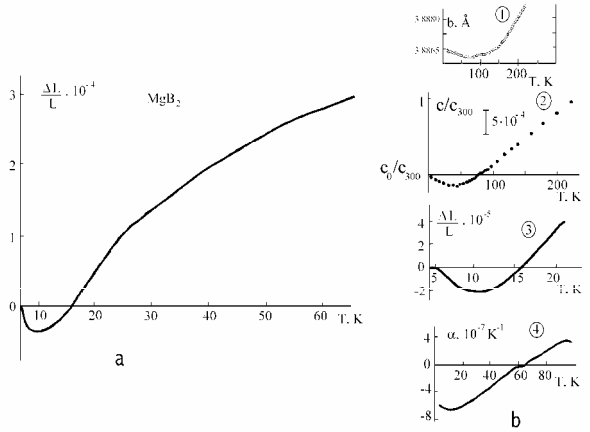


Рис.1. Температурная зависимость теплового расширения $\Delta L/L$ для MgB_2 (a) и сравнение ее с результатами для других ВТСП (b): 1– $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ (b-постоянная решетки вдоль оси “b”) [1];
2– $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ (c-постоянная решетки вдоль оси “c”, c_o-постоянная решетки при T=0, c_{300}-постоянная решетки при T=300K) [2];
3– $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ (x=0.1, “ab”-плоскость) [3];
4– $Ba_{1-x}K_xBiO_3$ (x=0.13, α-коэффициент теплового расширения) [3].

Как видно из формулы в случае положительного α плотность состояний на поверхности Ферми должна уменьшаться под давлением $\frac{\partial N_F}{\partial P} < 0$, что хорошо согласуется с простыми зонными моделями и слабой и сильной связи. Вопрос, почему может быть так, что $\frac{\partial N_F}{\partial P} > 0$, выходит за рамки феноме-

нологии, однако именно этот случай отвечает аномальному тепловому расширению α<0. При этом получается, что если бы аномальное тепловое расширение наблюдалось у сверхпроводника, подчиняющегося теории БКШ, то его критическая температура должна была, бы расти под давлением $\frac{\partial T_C}{\partial P} > 0$. Действительно согласно исходной версии БКШ $kT_C \cong \left(2\exp(0.577) \big/ \pi \right) \hbar\omega_B \exp\left(-1 \big/ \lambda N_F \right)$. Рост кри-тической температуры при наложении внешнего давления действительно наблюдался у многих высокотемпературных сверхпроводников[8-11]. Однако, четко сравнить множество ВТСП материалов, у которых α < 0, и множество тех, у кого $\frac{\partial T_C}{\partial P} > 0$, не удается из-за нехватки экспериментальных данных. Тем не менее, данные, имеющиеся к настоящему времени, показывают, что эти множества пересекаются, то есть определенная корреляция свойств α<0 и $\frac{\partial T_C}{\partial P} > 0$ действительно имеет место. Если это так, то получается, что ВТСП системы, обладающие обоими этими свойствами, с микроскопических позиций должны описываться в рамках БКШ. Конечно, эти рамки следует трактовать в широком смысле. Во-первых, электрон-электронное взаимо-действие здесь может осуществляться не только благодаря обмену фононами. Таким образом, в приведенной формуле $\hbar\omega_B$ – отнюдь необязательно является энергией фонона дебаевской частоты, а может оказываться характерной энергией тех виртуальных бозонных возбуждений, обмен которыми обеспечивает “резонансное” притяжение двух электронов с определенными значениями импульсов и спинов

(λ – константа такого “электрон-бозонного” взаимодействия). Во-вторых, рост T_C вследствие увеличения плотности состояний N_F возможен и в теориях с сильной связью $\lambda N_F \approx 1$ [12].

Возможно, одной из немногочисленных или, вообще, единственной микроскопической трактовкой $\frac{\partial N_F}{\partial P} > 0$, что требуется и для объяснения α < 0 и для $\frac{\partial T_C}{\partial P} > 0$, могла бы стать гипотеза о росте эффективной массы под давлением $N_F \sim m^* \Rightarrow \left\{ \frac{\partial m^*}{\partial P} > 0 \Rightarrow \frac{\partial N_F}{\partial P} > 0 \right\}$. В простейших зонных моделях сильной и слабой связи такое вряд ли возможно. Однако, так может получаться в зонной модели сильной связи с резонансным туннелированием, если предположить, что промежуточный уровень, через который идет туннелирование, под давлением “слегка уползают” по энергии. Нарушая давлением условия резонанса туннельных уровней, можно сильно понизить вероятность перескока носителя между ближайшими однотипными соседними узлами, что в модели сильной связи неизбежно приводит к сужению зоны, росту эффективной массы носителя заряда, а вместе с тем и к росту плотности состояний….

Работа выполнена при поддержке ФЦНТП “Экспериментальные и теоретические исследования ВТСП” ГК № 40.012.1.1.1357, РФФИ (проект № 04-02-16455) и программы “Сильно коррелированные электроны в полупроводниках, металлах, сверхпроводниках и магнитных материалах”.

1. H. You, U. Welp, Y. Fang, Phys. Rev. B43, 3660 (1991).

2. Z. J. Yang, M. Yewondwossen, D. W. Lawther, S.P.Ritcey et al., J. Supercond. 8, 223 (1995).

3. Н.В.Аншукова, А.И.Головашкин, Л.И.Иванова, А.П.Русаков. Письма в ЖЭТФ 71, 550 (2000).

4. Н.В.Аншукова, Б.М.Булычев, А.И.Головашкин, Л.И.Иванова, И.Б.Крынецкий, А.П.Русаков. ЖЭТФ 124, 80 (2003).

5. R.Lortz, C.Meingast, D.Ernst, B.Renker, D.D.Lawrie, J.P.Franck. Journal Low Temp. Phys. 131, 1101 (2003).

6. Н.В.Аншукова, А.И.Головашкин, Л.И.Иванова, И.Б.Крынецкий, А.П.Русаков, Д.А.Шулятев. ФТТ (2004, в печати).

7. Е.М.Лифшиц, Л.П.Питаевский. Теоретическая физика т.10. Статистическая физика, ч.2. Москва, “Наука”, 1978.

8. C.W.Chu, L.Gao, F.Chen, Z.J.Huang, R.L.Huang, R.L.Meng, Y.Y.Xue. Nature 365, 323 (1993).

9. D.T.Jover, R.J.Wijngaarden, H.Wilhelm, R.Griessen, S.M.Loureiro, J.-J.Capponi, A.Schilling, H.R.Ott. Phys. Rev. B 54, 4265 (1996).

10. T.T.Palstra et al. Solid State Commun. 93, 327 (1995)

11. N.Nunez-Regueriro, J.-L.Tholence, E.Antipov, J.-J.Capponi, M.Marezio. Science 262, 97 (1993)

12. С.В.Вонсовский, Ю.А.Изюмов, Э.З.Курмаев, Сверхпроводимость переходных металлов их сплавов и соединений. Москва, “Наука”, 1977

Псевдощелевые особенности проводимости в ВТСП и халькогенидах в модели U-минус центров

К.Д. Цэндин, Д.В. Денисов,
Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, 194021
Санкт-Петербург, Россия
Б.П. Попов
Санкт-Петербургский Государственный Политехнический Университет, 195251
Санкт-Петербург, Россия

Предложена модель U-минус центров, описывающая с единой точки зрения большую совокупность экспериментальных фактов. Отличительной чертой модели является наличии двух подсистем носителей заряда: электронов (дырок) валентной зоны, ответственных за проводимость выше T_c, и андерсоновских пар, принадлежащих U-минус центрам, бозе-конденсация которых приводит к сверхпроводимости. Большое внимание уделено проблеме псевдощели и объяснению сходства псевдощелевых особенностях проводимости в недо- и передопированных ВТСП и халькогенидных полупроводниках. Возможный механизм образования U-минус центров в ВТСП связан с искажением цепочек Cu-O-Cu, образовывавших верх валентной зоны.

Концепция U-минус центров была предложена Андерсоном [1] для объснения большой совокупности экспериментальных данных относящихся к халькогенидным стеклообразным полупроводникам (ХСП), Впоследствии эта гипотеза была экспериментально подтверждена и в настоящее время общепринято, что в ХСП имеется большая концентрация U-минус центров [2]. На энергетической зонной диаграмме энергии первой и второй ионизации U-минус центров принято обозначать уровнями D^- и D^+ (рис. 1а). Модель сверхпроводимости в системе U-минус центров [3] основана на результатах работы Кулика и Педана [4] и описывается гамильтонианом Хаббарда с отрицательной эффективной корреляционной энергией U, модуль которой равен разности энергий уровней D^- и D^+. В модели предполагалось, что при достаточно большой концентрации U-минус центров уровни D^- и D^+ расплываются в соответствующие зоны (рис.1б). Поскольку величина U много больше ширины зоны, то одночастичным переносом можно пренебречь в системе U-минус центров и зоны D^- и D^+ являются зонами переноса сильно связанных пар (бозонов) для которых возможна бозе-конденсация.

- Таким образом главными отличительными чертами модели являются наличие зон D^- и D^+, которые определяют положение уровня Ферми (он закреплен посередине между ними).
- В сверхпроводящем состоянии происходит конденсация уже существующих в зонах D^- и D^+ пар, а возможным участием в сверхпроводимости электронов из зоны проводимости (валентной) мы пренебрегаем.
- В нормальном состоянии перенос тока осуществляется нормальными электронами из широких зоны проводимости (валентной), а вклад сильно связанных тяжелых пар из узких зон D^- и D^+ пренебрежительно мал.

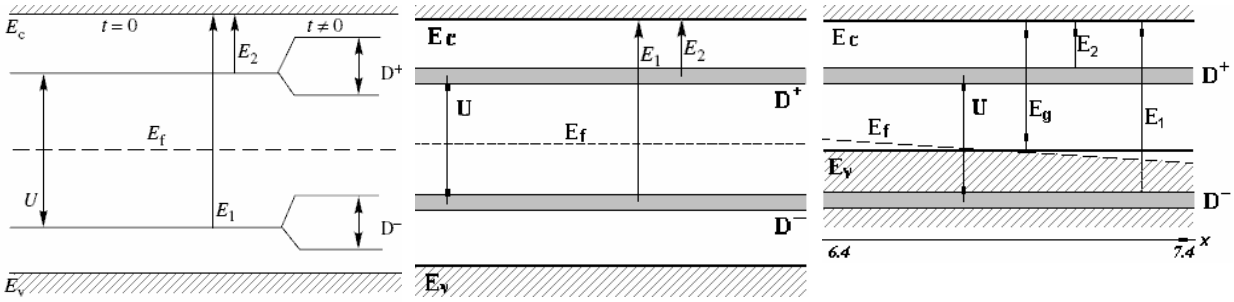
В работе [5] года модель была применена для объяснения сверхпроводимости в ВТСП, на рисунке 1в показана энергетическая диаграмма модели, предложенная в [6] для ВТСП. В отличие от ХСП предполагалось, что середина между D^- и D^+, совпадающая с уровнем Ферми, находится чуть выше верха валентной зоны для недодопированных образцов и немного входит в валентную зону в случае передопированных образцов.

Данная модель позволила объяснить следующие экспериментальные факты:

- Величины T_c для ХСП [3] и ВТСП [5].
- Куполообразную зависимость T_c от допирования в ВТСП. Возможность сверхпроводимости по зонам D^- и D^+ позволила объяснить симметричную картину зависимости T_c от состава материала [5].
- Псевдощелевые особенности проводимости [6] и эффект дополнительной проводимости могут быть рассмотрены с единой точки зрения и объяснены взаимным положением уровня Ферми и верха валентной зоны [7].
- Объяснены экспериментальные данные об увеличение T_c в ВТСП при небольшом замещении кислорода на серу [8]. Предсказано поведение T_c при полном замещении кислорода на серу [9].

Мы предполагаем, что в рамках предлагаемой модели возможно объяснить аномалию знака эффекта Холла в сверхпроводящем состоянии и d-симметрию щели.

На наш взгляд близкое расположение уровня Ферми и верха валентной зоны неслучайно. Это можно объяснить на примере системы YBaCuO следующим образом. Известно, что верх валентной зоны формируется связями Cu-O-Cu. Можно предположить, что при искажении некоторых из этих связей формируются уровни, почти симметрично расположенные относительно верха валентной зоны, из которых образуются зоны D^- и D^+, что подтверждается экспериментальными данными



а б в

Рисунок 1.

Рисунок 1а. Диаграмма энергетических уровней соответствующих U-минус центрам: (t=0) уровни U-минус центров не образуют зон и (t≠0) образование энергетических зон D^+ and D^-. $E_{1,2}$ – первая и вторая энергии активации U-минус центров.

Рисунок 1б. Диаграмма энергетических зон ХСП. Вертикальными стрелками показан температурный переход электронов с U-минус центров. Затемненные области обозначают зоны нелокализованных электронных и дырочных пар (D^- и D^+ зоны бозонов), бозе-конденсация в которых приводит к сверхпроводимости.

Рисунок 1в. Зонная диаграмма $Y_1Ba_2Cu_3O_x$. D^+ и D^- – это зоны U-минус центров, и они показаны затемненным цветом. E_f при увеличении допирования материала кислородом переходит из положения слегка выше верха валентной зоны (около 10meV, случай недодопированных образцов) в положение внутри валентной зоны (случай передопированных образцов.

по ЭПР [10]. Так как уровень Ферми закрепляется посередине между зонами D^- и D^+, в силу особых свойств этих зон [1, 2], то он будет лежать вблизи верха валентной зоны. Точное положение уровня Ферми (ниже или выше верха валентной зоны) определятся допированием материала кислородом и различие в положении уровни не превышает несколько десятков meV. Именно искажение связей Cu-O-Cu привело к появлению двух подсистем носителей заряда: нормальные носители заряда, принадлежащие к неискаженной подсистеме (валентная зона) и сильно связанные пары, принадлежащие к искаженной подсистеме (U-минус центры). Таким образом, в отличие от ХСП, где U-минус центрами являются собственные дефекты, в ВТСП U-минус центрами могут являться структурные единицы самой решетки с концентрацией до 10^{22} см$^{-3}$.

1. P.W. Anderson, Phys. Rev. **109**, 1492 (1975).
2. *Electronic Phenomena In Chalcogenide Glassy Semiconductors,* edited by Tsendin K.D., Science, Moscow (1996).
3. К.Д. Цэндин, Б.П. Попов, Письма в ЖТФ, **24,** 45 (1998).
4. I.O. Kulik, A.G. Pedan, Zh. Eksp. Teor. Fiz., **79,** 1469 (1980).
5. K.D. Tsendin, B.P. Popov, Supercond. Sci. Technol., **12**, 255 (1999).
6. K.D. Tsendin, D.V. Denisov, Supercond. Sci. Technol., **16**, 80 (2003).
7. К.Д. Цэндин, Д.В. Денисов, Б.П. Попов, Письма в ЖЭТФ, **80** , 277 (2004).
8. S. Kamble, M. Kawai, Journal Applied Physics, **27**, L2342 (1988).
9. K.D. Tsendin, D.V. Denisov, Supercond. Sci. Technol., J. Optoel. and Adv. Mat., **3**, 549 (2001); **5**, 80 (2003).
10. Б.П. Попов, ФТП **38**, №12 (2004).

Влияние легирования на анизотропию транспортных свойств $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ и $Ca_{2-x}Sr_xRuO_4$

Т.Б. Чарикова, А.И. Пономарев, А.Н. Игнатенков, А.О. Ташлыков, А.В. Хрустов, Н.Г. Шелушинина,
Институт физики металлов УрО РАН, 620219, Екатеринбург, Россия
А.А. Иванов
Московский государственный инженерно-физический институт, 115409, Москва, Россия

Исследованы температурные зависимости сопротивления монокристаллических пленок $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ (x = 0.12; 0.15 и 0.17) с ориентацией (001) и (1 ī 0) *c*- оси кристалла относительно подложки, а также $\rho_{ab}(T)$ и $\rho_c(T)$ монокристаллов $Ca_{2-x}Sr_xRuO_4$ ($0 \le x \le 2$). Изменение характера температурной зависимости сопротивления от металлической к диэлектрической при увеличении содержания нестехиометрического кислорода в $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ и изовалентного легирования в $Ca_{2-x}Sr_xRuO_4$ обсуждается в рамках перехода Андерсона для неупорядоченных квазидвумерных систем.

Легированная церием электронная купратная ВТСП-система $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$, и легированный стронцием рутенат $Ca_{2-x}Sr_xRuO_4$ имеют слоистую квазидвумерную перовскитоподобную кристаллическую структуру [1]. Соединение $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ характеризуется способностью обратимо поглощать и выделять кислород, что приводит к изменению температурных зависимостей сопротивления $\rho_{ab}(T)$ в проводящих плоскостях CuO_2 от неметаллической при $\delta>0$ к металлической при $\delta \cong 0$ [2]. Переход от металлического к неметаллическому поведению наблюдается в системе $Ca_{2-x}Sr_xRuO_4$ при легировании Sr_2RuO_4 кальцием [3]. Наличие металлического ($d\rho_{ab}/dT > 0$) поведения электросопротивления в проводящих плоскостях и неметаллического ($d\rho_c/dT < 0$) поведения в ортогональном к ним *c*-направлении является объектом пристального внимания теоретиков [4]. В данной работе исследовано влияние нестехиометрического беспорядка и примесного легирования на анизотропию транспортных свойств монокристаллических пленкок $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ и объемных монокристаллов $Ca_{2-x}Sr_xRuO_4$.

Методом импульсного лазерного напыления [5] в МИФИ были синтезированы две серии эпитаксиальных пленок $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ (с x = 0.12; 0.15 и 0.17) с различной ориентацией *c*-оси относительно подложки: пленки со стандартной ориентацией (001) – *c*-ось перпендикулярна подложке $SrTiO_3$ с ориентацией (001) и пленки с ориентацией (1 ī 0) – *c*-ось параллельна подложке $SrTiO_3$ с ориентацией (1 ī 0). Пленки с одинаковой концентрацией церия и упомянутых ориентаций *c*-оси были подвергнуты термообработке (отжигу) при различных условиях для получения образцов с разным содержанием кислорода. В результате получено три типа образцов: “as grown” – только что выращенные; “reduced” – оптимально-отожженные в вакууме; “oxidized” – отожженные в кислороде. Толщина пленок составляла 1200-2000Å.

Монокристаллы $Ca_{2-x}Sr_xRuO_4$ размером ($3\times2\times0.2$)мм^3 были выращены методом зонной плавки [3] с содержанием Sr $0.0 \le x \le 2.0$.

Рентгеноструктурный анализ (Co-K$_\alpha$ излучение) показал, что все монокристаллические пленки и монокристаллы имели высокое качество. Измерения проводились в интервале температур *1.5K - 300K*.

На рис.1 представлены температурные зависимости сопротивления $\rho_{ab}(T)$ и $\rho_c(T)$ для оптимально отожженной пленки $Nd_{2-x}Ce_xCuO_4$.

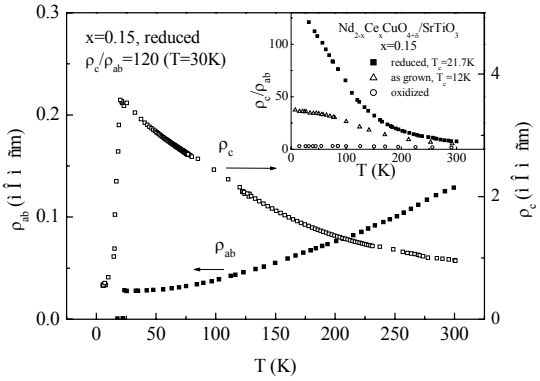


Рис.1. Температурные зависимости $\rho_{ab}(T)$ и $\rho_c(T)$ для оптимально отожженного образца $Nd_{1.85}Ce_{0.15}CuO_4$. На вставке: температурная зависимость коэффициента анизотропии для трех различных типов отжига.

В интервале температур от *300K* до сверхпроводящего перехода сопротивление в CuO_2-плоскости оптимально отожженной пленки имеет металлическую зависимость от температуры: $\rho_{ab}(T)\sim T^2$. Одновременно с этим ρ_c увеличивается с понижением температуры: $\rho_c(T)\sim 1/T$.

Согласно [4,6] такое поведение в слоистой квази-двумерной системе можно понять, если допустить, что сверхпроводник находится в фазе андерсоновского проводника, обусловленной наличием в нем сильного внутреннего беспорядка, с сильно-анизотропной длиной локализации носителей в проводящей плоскости и в направлении, перпендикулярном к ней ($R_{loc}^{ab} >> R_{loc}^{c}$). Нами были сделаны

оценки длины локализации носителей в *ab*- плоскости $R_{loc}^{ab} = \ell \exp(\pi/2 \times k_F\ell)$ и длины неупругого рассеяния $L_\varphi^{ab} = \sqrt{D_{ab}\tau_\varphi}$ для образцов $Nd_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4+\delta}$, отожженных в разных режимах (ℓ- средняя длина свободного пробега, k_F- волновой вектор на уровне Ферми, D_{ab}- коэффициент диффузии в *ab*-плоскости, τ_φ - время фазовой когерентности). Сравнение величин R_{loc}^{ab} и L_φ^{ab} дает информацию о характере температурной зависимости сопротивления [4].

Оценена длина локализации носителей в направлении *c*-оси $R_{loc}^{c} \cong c/ln(\frac{\tau_{esc}}{\tau})$, где τ_{esc} – время ухода из данной CuO_2 - плоскости в соседнюю, τ – время релаксации носителей в плоскости, *c* – расстояние между проводящими CuO_2 – плоскостями.

Для образцов $Nd_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4+\delta}$ с разным содержанием кислорода получены следующие результаты:

1). “reduced” – оптимально отожженная пленка в вакууме: $L_\varphi^{ab} \cong 1200$ Å, $R_{loc}^{ab} \to \infty$ ($L_\varphi^{ab} < R_{loc}^{ab}$), что соответствует металлическому поведению электросопротивления в *ab*- плоскости; $R_{loc}^{c} \cong 2.2$ Å, $c = 6$ Å ($R_{loc}^{c} < c$), что соответствует неметаллической температурной зависимости электросопротивления в *c*-направлении.

2).”as grown” – только что выращенная пленка: $L_\varphi^{ab} \cong 380$ Å, $R_{loc}^{ab} \cong 2\times10^8$ Å ($L_\varphi^{ab} < R_{loc}^{ab}$) - металлическое поведение электросопротивления в *ab*-плоскости; $R_{loc}^{c} \cong 3.4$ Å, $c = 6$ Å ($R_{loc}^{c} < c$) - неметаллическая температурная зависимость электросопротивления в *c*-направлении.

3). “oxidized” – пленка, отожженная в кислороде: $L_\varphi^{ab} \to \infty$, $R_{loc}^{ab} \cong 10.5$ Å ($L_\varphi^{ab} >> R_{loc}^{ab}$) – неметаллическое поведение в *ab*-плоскости; $R_{loc}^{c} \cong 5.2$ Å, $c = 6$ Å ($R_{loc}^{c} < c$) – неметаллическое поведение в *c*-направлении.

Полученные из оценок характеристики $\rho_{ab}(T)$ и $\rho_c(T)$ для образцов $Nd_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4+\delta}$ коррелируют с экспериментально наблюдавшимися температурными зависимостями сопротивления в этих пленках.

Таким образом, для “as grown” и оптимально отожженных образцов наблюдалась комбинация металлической зависимости электросопротивления в *ab* - плоскости и неметаллического поведения в *c*-направлении.

Такая комбинация температурных зависимостей сопротивления для одних и тех же образцов является по нашему мнению внутренним свойством квазидвумерных систем. Однако с ростом беспорядка вследствие увеличения содержания нестехиометрического кислорода (образцы, отожженные в кислороде) температурные зависимости сопротивления как в *ab*-плоскости, так и в *c*-направлении становятся неметаллическими.

На всех сериях образцов $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ было обнаружено, что отжиг в кислороде приводит к уменьшению коэффициента анизотропии (см. вставку на рис.1. Уменьшение коэффициента анизотропии сопротивления было обнаружено нами также на монокристаллах $Ca_{2-x}Sr_xRuO_4$ при уменьшении содержания стронция (рис.2).

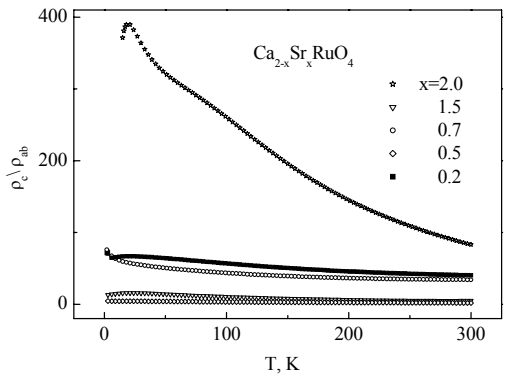


Рис.2. Температурная зависимость коэффициента анизотропии сопротивления монокристаллов $Ca_{2-x}Sr_xRuO_4$ с разным содержанием стронция.

В работе получено, что в квазидвумерных системах $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ и $Ca_{2-x}Sr_xRuO_4$ нарушение стехиометрии за счет увеличения содержания кислорода в первом случае и вследствие увеличения содержания кальция во втором приводит к переходу металл-диэлектрик андерсоновского типа..

Авторы выражают благодарность Y.Maeno и S.Nakatsuji за предоставленные образцы $Ca_{2-x}Sr_xRuO_4$.

Работа выполнена в рамках проектов РФФИ-Урал №04-02-96084, РФФИ №02-02-16942 и Гос.контракта № 40.012.1.1.11.46(12/04).

1. Y. Maeno, H. Hashimoto, K. Yoshoda et al., Letters to Nature, 372, 532 (1994).

2. A. I. Ponomarev, G. I. Harus, T. B. Charikova et al., Modern Phys. Lett. B17, 701 (2003).

3. S. Nakatsuji, Y. Maeno, Phys.Rev.Lett 62, 6458 (2000).

4. M. V. Sadovskii, Superconductivity and Localization, World Scientific, 2000.

5. A. A. Ivanov, S. G. Galkin, A. V. Kuznetsov et al., Physica C 180, 69 (1991).

6. G. Kotliar, E. Abrahams, A. E. Ruckenstein et al., Europhys.Lett. 15, 655 (1991)

Квазидвумерный характер проводимости в монокристаллах $Nd_{2-x}Ce_xCuO_4$.

Н.Г. Шелушинина, А.И. Пономарев, Т.Б. Чарикова,
Институт физики металлов УрО РАН, 620219, Екатеринбург, Россия
А.А. Иванов
Московский государственный инженерно-физический институт, 115409, Москва, Россия

Представлены результаты исследования проводимости монокристаллических пленок $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ с осью *c*, перпендикулярной или параллельной плоскости подложки. Сравнение результатов для двух типов пленок позволяет продемонстрировать квазидвумерный характер процессов переноса в стехиометрических (оптимально отожженных) монокристаллах с $0.12 \le x \le 0.17$.

Мы сообщаем о наблюдении неметаллической проводимости вдоль оси *c*, $d\rho_c/dT < 0$, в оптимально отожженных качественных монокристаллических пленках электронного ВТСП $Nd_{2-x}Ce_xCuO_4$.Такое поведение в сочетании с металлической проводимостью в *ab*-плоскости, $d\rho_{ab}/dT > 0$, при сильной анизотропии проводящих свойств, $\rho_c/\rho_{ab} >> 1$, неоднократно наблюдалось в недолегированных и оптимально легированных дырочных ВТСП [1] и является свидетельством квазидвумерности оксидных систем, состоящих из высокоподвижных CuO_2-слоев, разделенных буферными слоями [2]. Систематические исследования системы $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ демонстрируют переход от квази-2D к анизотропной 3D проводимости ($d\rho_c/dT > 0$, $d\rho_{ab}/dT > 0$) с ростом содержания стронция, *x*, и при повышении температуры [3].

В объемных монокристаллах $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ наблюдается очень сильная анизотропия сопротивления, $\rho_c/\rho_{ab} \cong 10^4$ [4,5], однако неметаллическая температурная зависимость $\rho_c(T)$ до сих пор не была отмечена. Это, по-видимому, связано с особой чувствительностью транспортных свойств Nd-системы к содержанию нестехиометрического кислорода (δ) и трудностями в достижении оптимального режима отжига (δ→0) для объемных образцов. С другой стороны, монокристаллические пленки (толщиной до 5000Å) хорошо поддаются различным процедурам отжига. Качественные монокристаллические пленки $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ с осью *c*, перпендикулярной плоскости подложки, были получены и исследованы нами ранее [6]. В данной работе мы исследовали монокристаллические пленки $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ с осью *c*, лежащей в плоскости подложки (и параллельной направлению тока в образце).

Результаты для оптимально отожженных в вакууме образцов с $x = 0.12$; 0.15 и 0.17 для обоих типов пленок представлены на рис.1(a,b,c). Видно, что для недолегированных ($x = 0.12$) и оптимально легированных ($x = 0.15$) пленок $d\rho_c/dT < 0$ для всех $T < 300$ K, а в слегка перелегированном образце с $x=0.17$ $d\rho_c/dT < 0$ для $T \le 230$ K и $d\rho_c/dT > 0$ при 230 K < T < 300 K (вставка на рис.1c).

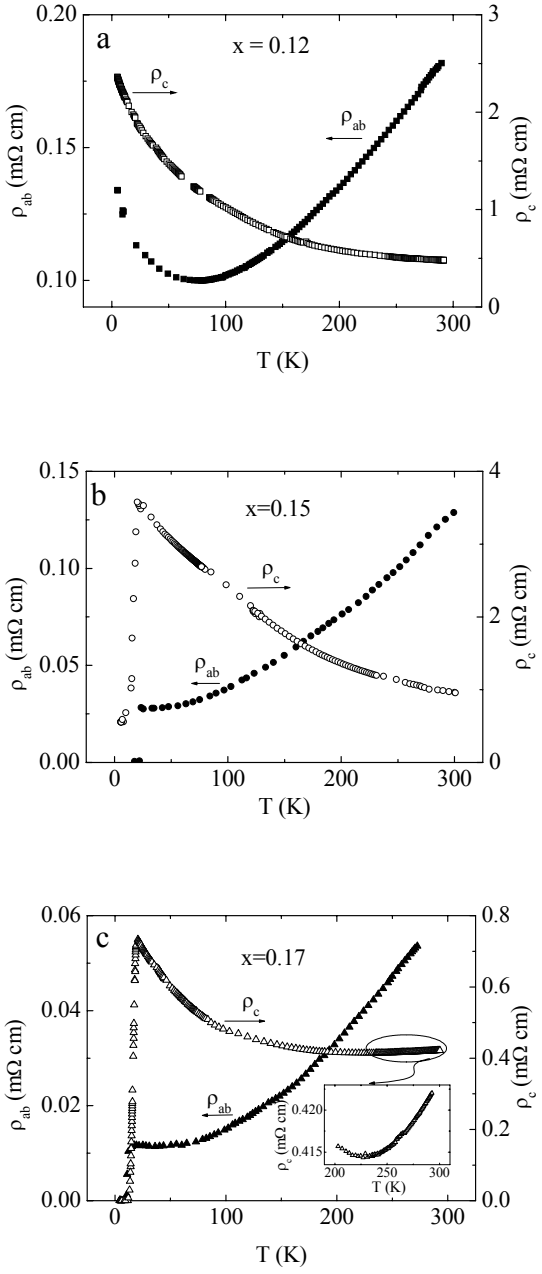


Рис.1. Температурные зависимости ρ_{ab} и ρ_c a). x = 0.12; b). x = 0.15; c). x = 0.17.

Проводимость в плоскости *ab* является металлической с проявлением эффектов слабой 2D-

локализации при низких температурах (в образце с $x = 0.12$ $d\rho_{ab}/dT < 0$ с логарифмической зависимостью $\rho_{ab}(T)$ при $T \leq 50$ K [6]).

Неметаллическое поведение $\rho_c(T)$ связывается с некогерентным туннелированием носителей заряда в направлении c [7,8]. Некогерентный перенос между слоями CuO_2 осуществляется, когда вероятность рассеяния носителя в плоскости $1/\tau$ много больше, чем интеграл переноса t_c ($\equiv 1/\tau_{esc}$) между плоскостями. Здесь τ - время релаксации носителей в плоскости, а τ_{esc} – время ухода (escape) из данной плоскости в соседнюю. Если электрон испытывает много столкновений прежде, чем перейти в другую плоскость, то последовательные процессы туннелирования между плоскостями некоррелированы.

Из выражений для коэффициентов диффузии вдоль ($D_{//}$) и поперек ($D_{\perp}$) слоев: $D_{//} = \ell^2/2\tau$ и $D_{\perp} = c^2/\tau_{esc}$, где ℓ - длина пробега в ab – плоскости, а $c=6\mathring{A}$ - расстояние между соседними CuO_2 – слоями, можно оценить отношение характерных времен:

$$\tau_{esc} / \tau = (c/\ell^2)\cdot \rho_c/\rho_{ab} \qquad (1)$$

Используя оценки длины пробега и коэффициента анизотропии $\rho_c/\rho_{ab} \cong 10^4$ из [5,6], при $T < 50K$ получим $\tau_{esc} / \tau \cong 100$ для $x = 0.12$; $\tau_{esc} / \tau \cong 10$ для $x = 0.15$ и $\tau_{esc} / \tau \cong 1$ для $x = 0.17$. Таким образом, при низких температурах перенос в c – направлении резко некогерентен ($\tau_{esc} >> \tau$) для недолегированных и оптимально легированных Nd – систем и приближается к когерентному в перелегированной системе.

В модели естественной сверхрешетки [9] (слои CuO_2 – квантовые ямы, буферные слои Nd(Ce)O – барьеры) этот эффект может быть обусловлен понижением эффективной высоты барьера, Δ, по мере роста уровня Ферми в процессе легирования церием [10]. Действительно, если волновая функция электрона локализована в c-направлении с характерным радиусом локализации r_0, меньшим расстояния между соседними CuO_2-плоскостями, то, согласно [11]

$$t_c \sim exp\,(-c/\,r_0)\cdot exp\,(-\varepsilon_a/kT), \qquad (2)$$

где $r_0^{-1}=\sqrt{2m\Delta/\hbar^2}$, а ε_a есть разброс уровней энергии электрона (значений Δ) в ямах, обусловленный беспорядком. Первый множитель в (2) (интеграл перекрытия) обусловливает зависимость вероятности перехода между слоями от высоты барьера, а второй приводит к неметаллической температурной зависимости проводимости при низких температурах (аналог проводимости по примесной зоне в полупроводниках [12]).

С повышением температуры все более существенную роль начинает играть вклад в проводимость, связанный с термической активацией носителей через барьер [10]

$$\sigma_{term} \sim exp\,(-\Delta/kT) \qquad (3)$$

и при $kT>\Delta$ должен наблюдаться переход к «металлической» проводимости. Исходя из вида температурной зависимости $\rho_c(T)$, можно оценить эффективную высоту барьера Δ: Δ >300 K для $x = 0.12$; Δ ≅ 300 K для $x = 0.15$ и Δ ≅ 200 K для $x = 0.17$.

Работа выполнена в рамках проектов РФФИ-Урал №04-02-96084, гос.контракта № 40.012.1.1.11.46(12/04) и программы РАН "Физика твердотельных наноструктур".

1. T.Ito, H.Takagi, S.Ishibashi et al., Nature, **350**, 596 (1991).

2. M.V.Sadovskii, Superconductivity and Localization, World Scientific, 2000.

3. Y.Nakamura, S.Uchida, Phys.Rev.B, **47**, 8369 (1993).

4. Wang Z.Z., Chian T.R., Ong N.R, Phys.Rev.B, **43**, 3020 (1991).

5. Т.Б.Чарикова, А.И.Пономарев, А.Н.Игнатенков и др., ФММ, **91**, 46 (2001).

6. Г.И.Харус, А.Н.Игнатенков, А.И.Пономарев и др., ЖЭТФ, **116**, 1 (1999).

7. A.Cassam-Chenai, D.Maily, Phys.Rev.B, **52**, 1984 (1995).

8. R.H.McKenzie, P.Moses, Phys.Rev.Lett., **81**, 4492 (1998).

9. V.V.Kapaev, Yu.V.Kopaev, XXI Symp. LTP, Moscow (1998); A.I.Ponomarev, A.N.Ignatenkov, L.D.Sabirzyanova et al., Proc. Int. Conf. Phys. Semicond., Ierusalem, 1998, CD-ROM, Sec.5, Subsec.A, N 36.

10. M.Guira, R.Fastampa, S.Sarti, E.Silva, Phys.Rev.B, **68**, 134505 (2003).

11. Задачи по термодинамике и статистической физике под.ред. П.Ландсберга, М., «Мир», 1974, гл.19.

12. Б.Л.Шкловский, А.Л.Эфрос, Электронные свойства легированных полупроводников, М., Наука, 1979.

Секция N.
Новые сверхпроводники и родственные материалы

Сверхтекучесть в двухслойных квантовых холловских системах в пределе низкой плотности

С.И. Шевченко

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАНУ, 61103 Харьков, Украина

Представлено описание сверхтекучих свойств систем со спариванием пространственно разделенных электронов и дырок в терминах параметра порядка, удовлетворяющего динамическому уравнению типа уравнения Гросса-Питаевского.

В настоящее время проблеме сверхтекучести электрон-дырочных пар с пространственно разделенными компонентами [1,2] посвящены десятки теоретических и экспериментальных работ. Одно из успешно развивающихся направлений состоит в изучении двухслойных электронных структур в сильном нормальном к слоям магнитном поле (см., например, обзор [3]). Эксперименты [4-6] свидетельствуют, что сверхтекучесть пар в этих системах действительно имеет место.

Мы рассмотрим двухслойную систему, в которой один проводящий слой является электронным, а другой – дырочным, и будем считать, что плотность электронов n_e совпадает с плотностью дырок n_h ($n_e = n_h = n$). При этом в сильном магнитном поле, нормальном к слоям, факторы заполнения $\nu_e = \nu_h = \nu = 2\pi l_B^2 n$, где $l_B = (c\hbar / eB)^{1/2}$ – магнитная длина. Рассматриваемая система полностью эквивалентна двухслойной *электронной* системе с факторами заполнения ν и $1-\nu$ [7]. Нас будет интересовать предел низкой плотности, когда $\nu \ll 1$. В этом случае электроны и дырки из разных слоев спарены в координатном пространстве и нахождение энергии связи пары сводится к решению двухчастичного уравнения Шредингера. Энергия связи равна – $\sqrt{\pi/2}\, e^2/\varepsilon l_B$. Размер пары порядка l_B. При получении этого и других результатов работы предполагается, что $a_B^e \gg l_B \gg d$, где $a_B^e = \dfrac{\varepsilon\hbar^2}{m_e e^2}$ – боровский радиус электрона, d, расстояние между проводящими слоями.

В пределе низкой плотности обменные эффекты не существенны и пары можно рассматривать как истинные бозоны. Поэтому при низких температурах система ведет себя как конденсат (точнее, квазиконденсат) электрон-дырочных пар, который может быть описан параметром порядка $\boldsymbol{\psi(\mathbf{R},t)}$. Связь $\boldsymbol{\psi(\mathbf{R},t)}$ с волновой функцией $\Phi(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h, t)$, являющейся решением двухчастичного уравнения Шредингера, нетривиальна из-за того, что в магнитном поле движение пары как целого зацепляется за внутреннее движение образующих ее частиц. Эти движения удается расцепить в сильном магнитном поле, когда расстояние между уровнем Ландау существенно превосходит энергию кулоновского взаимодействия электрона и дырки. В этом случае движение пары в нулевом приближении является свободным и волновая функция пары, импульс которой равен **P**, имеет вид [8]

$$\Phi_{\mathbf{p}}(\mathbf{R},\mathbf{r}) = \exp\left[i\mathbf{R}(\mathbf{P} + \frac{e}{c}\mathbf{B}\times\mathbf{r}) + i\gamma\mathbf{r}\cdot\mathbf{P} \right]\Phi_0(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{\mathbf{p}}). \quad (1)$$

Здесь $\mathbf{R}$ –координата центра масс, $\mathbf{r}$ – относительная координата, $\mathbf{r}_{\mathbf{p}} = (\mathbf{B}\times\mathbf{P}) l_B^2 / B$, $\gamma = \dfrac{1}{2}\dfrac{m_h - m_e}{m_h + m_e}$. Волновая функция $\boldsymbol{\Phi_0(\mathbf{r})}$ в нулевом по кулоновскому взаимодействию приближении совпадает с волновой функцией свободного *2 D* электрона в магнитном поле, нормальном к плоскости движения. В общем случае волновая функция пары представляет собой сумму

$$\Phi(\mathbf{R},\mathbf{r},t) = \sum_{\mathbf{p}} c(\mathbf{p},t)\Phi_p(\mathbf{R},\mathbf{r}), \quad (2)$$

где коэффициенты $\boldsymbol{c(\mathbf{p},t)}$ следует найти из двухчастичного уравнения Шредингера с учетом кулоновского взаимодействия. Вместо коэффициентов $\boldsymbol{c(\mathbf{p},t)}$ состояние пары удобнее описывать функцией

$$\psi(\mathbf{r},t) \equiv \sum_{\mathbf{p}} c(\mathbf{p},t) e^{i\mathbf{p}\mathbf{R}} \quad (3)$$

Физический смысл функции $\psi(\mathbf{R},t)$ становится ясным, если учесть, что вероятность найти пару в точке $\mathbf{R}$ получается интегрированием $|\Phi(\mathbf{R},\mathbf{r})|^2$ по всем $\mathbf{r}$ и равна

$$\int |\Phi(\mathbf{R},\mathbf{r},t)|^2 d\mathbf{r} = \psi^*(\mathbf{R},t)\psi(\mathbf{R},t). \quad (4)$$

Кроме того, импульс пары, вычисленный как среднее от оператора импульса $\Pi = -i\hbar\dfrac{\partial}{\partial\mathbf{R}} - \dfrac{1}{2}\mathbf{B}\times\mathbf{r}$ [8] равен

$$\int \Phi^*(\mathbf{R},\mathbf{r},t)\Pi\Phi(\mathbf{R},\mathbf{r},t)d\mathbf{r} = \psi^*(\mathbf{R},t)(-i\hbar\frac{\partial}{\partial\mathbf{R}})\psi(\mathbf{R},t). \quad (5)$$

Из этих результатов следует, что $\psi(\mathbf{R},t)$ можно рассматривать как волновую функцию пары как целого. При этом, ввиду того, что пара электронейтральна, она, как целое, уже не испытывает действие магнитного поля, в связи с чем ее оператором импульса является не Π, а $\mathbf{P} = -i\hbar\dfrac{\partial}{\partial\mathbf{R}}$. Подставив $\Phi(\mathbf{R},\mathbf{r},t)$ из (2) в уравнение Шредингера и усреднив результат по внутреннему движению пары, получим уравнение для $\psi(\mathbf{R},t)$. Если помимо магнитного поля **B**, нормального к проводящим слоям, приложено электрическое поле **E**, параллельное слоям, то уравнение для ψ имеет вид [9]

$$i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} = \frac{1}{2M_*}\left(-i\hbar\nabla + \frac{\alpha(B)}{c}\mathbf{E}\times\mathbf{B}\right)^2\psi - \frac{\alpha(B)}{2}E^2\psi + \gamma|\psi|^2\psi \quad (6)$$

Здесь эффективная масса пары $M_* = M + M_B$, где $M = m_e + m_h$ – затравочная масса, а

$M_B = 4/\sqrt{2\pi}\hbar^2\varepsilon/e^2 l_B$ – добавка, обусловленная зацеплением относительного движения электрона и дырки за их движения как целого; $\alpha(B) = (M_* - M)\,\frac{e^2}{B^2}$ имеет смысл электрической поляризуемости пары. Константа взаимодействия, вычисленная в приближении среднего поля, равна $\gamma = (\frac{\pi}{2})^{3/2} e^2 d^2/\varepsilon l_B$. Обращение константы взаимодействия в нуль при *d=0* есть следствие полной компенсации кулоновских сил между электронами и дырками. Последний результат является точным и не связан с приближением среднего поля.

При $\mathbf{E} = 0$ из (1) следует, что спектр возбуждений в газе электрон-дырочных пар имеет боголюбовский вид. При температурах, больших по сравнению с энергией взаимодействия пар (т.е. при $T >> \gamma n$), вычисленная по формуле Ландау нормальная плотность $n_n = (M_* T/2\pi\hbar^2)\ln\frac{T}{\gamma n}$.

Поскольку рассматриваемая система является двумерной, то переход в сверхтекучее состояние должен происходить по механизму Костерлица-Таулесса. Оценку температуры сверхтекучего перехода T_C можно получить, приравняв n_n полной плотности пар *n*. При $l_B >> d$, температура сверхтекучего перехода $T_C \approx \nu\frac{e^2}{\varepsilon l_B}(\ln l_B/d)^{-1}$.

С ростом *d* система становится неустойчивой относительно флуктуаций плотности, которые могут привести к кристаллизации пар. Рассматривая пары как жесткие диполи и предполагая, что плавление дипольного кристалла происходит по дислокационному механизму, можно выразить температуру плавления T_m через модули упругости μ и λ и найти, что $T_m \approx \frac{1}{10}\frac{(ed)^2}{\varepsilon}n^{3/2}$. Сверхтекучая фаза существует при $T_m < T_C$. Это неравенство дает верхнюю границу толщины *d*, выше которой сверхтекучесть невозможна из-за кристаллизации. Из-за какой-то другой неустойчивости сверхтекучесть может разрушиться при меньших *d*.

Если поле $\mathbf{E} \neq 0$, то, записав ψ в виде $|\psi|e^{i\varphi}$, из (1) легко найти сверхтекучую скорость пар

$$\mathbf{v}_S = \frac{1}{M_*}(\hbar\nabla\varphi + \alpha(B)\frac{\mathbf{E}\times\mathbf{B}}{c}). \quad (7)$$

Таким образом, скрещенные электрическое и магнитное поля индуцируют в электронейтральной сверхтекучей системе незатухающие потоки, подобно тому, как поле векторного потенциала индуцирует сверхтоки в сверхпроводниках.

Очевидно, $\alpha(B)\mathbf{E}$ есть дипольный момент пары, индуцированный электрическим полем $\mathbf{E}$, и второе слагаемое в правой стороне (7) есть векторное произведение дипольного момента и магнитного поля. Но пары имеют и собственный дипольный момент $e\mathbf{d}$, направленный по нормали к слоям. Поэтому при наличии магнитного поля $\mathbf{B}_\tau$, параллельного слоям, в (7) появится дополнительное слагаемое $e\mathbf{d}\times\mathbf{B}_\tau/c$. Это слагаемое также индуцирует незатухающие потоки пар, приводящие к протеканию антипараллельных сверхтоков в соседних слоях. Его легко получить в эксперименте, "наклонив" магнитное поле.

Правая сторона уравнения (6) есть вариационная производная по $\psi^*(\mathbf{r})$ от функционала энергии. Производная этого функционала по $\mathbf{E}$ (взятая с обратным знаком) есть дипольный момент единицы площади

$$\mathbf{P} = \alpha(B)(\mathbf{E} + \frac{1}{c}\mathbf{v}_S\times\mathbf{B})|\psi|^2. \quad (8)$$

Второе слагаемое описывает поляризацию, которая возникает при движении среды под действием силы Лоренца. Неоднородное поле скоростей приводит к неоднородной поляризации и к поляризационному заряду $\rho_{пол} = -div\mathbf{P}$. Полный заряд, связанный с вихрем

$$q = \int \rho_{пол}\,dS = -\oint\mathbf{P}\cdot d\mathbf{l}_\perp =$$
$$= \frac{\alpha(B)}{c}Bn\frac{\hbar}{M_*}\oint\nabla\varphi\cdot d\mathbf{l}_\tau. \quad (9)$$

Набег фазы при обходе контура, охватывающего вихрь, не зависит от формы контура и равняется $\pm 2\pi$. Поэтому заряд вихря является топологическим инвариантом, равным $q = \pm\frac{M_B}{M + M_B}\nu e$. В сильных магнитных полях $M_B >> M$ и заряд вихря $q = \pm\nu e$.

Следует отметить однозначную связь между знаком циркуляции и знаком заряда. В результате ниже температуры сверхтекучего перехода T_C связанные пары, образованные вихрем и антивихрем, должны быть электронейтральны. Выше T_C происходит диссоциация вихревых пар и появляются свободные заряды. Это проявляет себя в существенном изменении проводящих свойств системы при температуре сверхтекучего перехода

1. Ю.Е. Лозовик, В.И. Юдсон, ЖЭТФ 71, 738 (1976).
2. С.И. Шевченко, ФНТ 2, 505, (1976).
3. S.M. Girvin, A.H. MacDonald in S. Das Sarma A. Pinczuk (Eds) Perspectives in Quantum Hall Effects, Wiley, New York, 1997.
4. I.B. Spielman, I.P.Eisenstein, L.N. Pfeiffer et al., Phys. Rev. Lett. 84, 5808 (2000).
5. M. Kellog, I.B.Spielman, J.P.Eisenstein, Phys. Rev. Lett. 88, 126804, (2002).
6. M. Kellog, J.P.Eisenstein, L.N.Pfeiffer et al., Phys. Rev. Lett. 93, 036801, (2004.)
7. E.H. Rezayi and A.H. MacDonald. Phys. Rev. B 42, 3224 (1990)
8. Л.П. Горьков, И.Е. Дзялошинский. ЖЭТФ 53, 717 (1967).
9. S.I. Shevchenko, Phys.Rev. B 67, 2145159 (2003).

Механизмы образования ВТСП и проникновения серебра в керамику композитов Bi,Pb-2223/Ag

Е.П. Романов, Ю.В. Блинова, С.В. Сударева, Т.П. Криницина
Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург
И.И. Акимов
ВНИИНМ им.ак. А.А. Бочвара, Москва

Согласно литературным данным, образование из прекурсоров (оксиды + фаза 2212) сверхпроводящей фазы 2223 в композитах Bi,Pb-2223/Ag осуществляется по следующей схеме. Сначала при достижении определенной температуры, близкой к температуре синтеза, по границам прекурсора происходит образование жидкой фазы эвтектического типа. Затем в этой жидкости растворяется прекурсор, в том числе и фаза 2212, и уже из жидкости формируются пластины фазы 2223. Этот механизм имеет хорошее экспериментальное подтверждение с помощью метода рентгенографии и сканирующей микроскопии [1,2].

Однако в работе [3] методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) обнаружено, что образование фазы 2223 может происходить и путем внедрения слоев Cu-O Ca-O в решетку фазы 2212 (диффузионный механизм), хотя отмечается, что это наблюдалось редко. Поэтому использование ПЭМ было бы полезно для получения полной информации о возможных механизмах образования фазы 2223.

В настоящей работе установлено существование двух механизмов образования фазы 2223: жидкостного и диффузионного (твердофазная диффузия и диффузия в присутствии жидкой фазы). С помощью ПЭМ обнаружены остатки бывших жидких капель. По границам кристаллитов наблюдаются большие колонии из круглых частиц с размерами 200-1000Å (рис.1). Показано, что в основном это частицы фазы 2223, которые имеют такую же ориентацию, как основной кристалл. Это бывшие капли, которые не успели врасти в этот кристалл.

Внутри колонии присутствуют также малые частицы Ag. Серебро растворяется в жидкой эвтектике, понижает ее температуру плавления и затем выделяется при затвердевании фазы 2223 либо в виде малых округлых частиц, либо в виде тонких оболочек около частиц фазы 2223 (рис.1, показано стрелками).

С помощью ПЭМ получено подтверждение диффузионного механизма образования фазы 2223. На ранних стадиях фазообразования неоднократно наблюдали непрерывный (диффузионных) фазовый переход 2212 → 2223. Малые пластинки фазы 2223 такой же ориентации, как матрица 2212, в большом количестве равномерно заполняли все пространство зерна (рис.2).

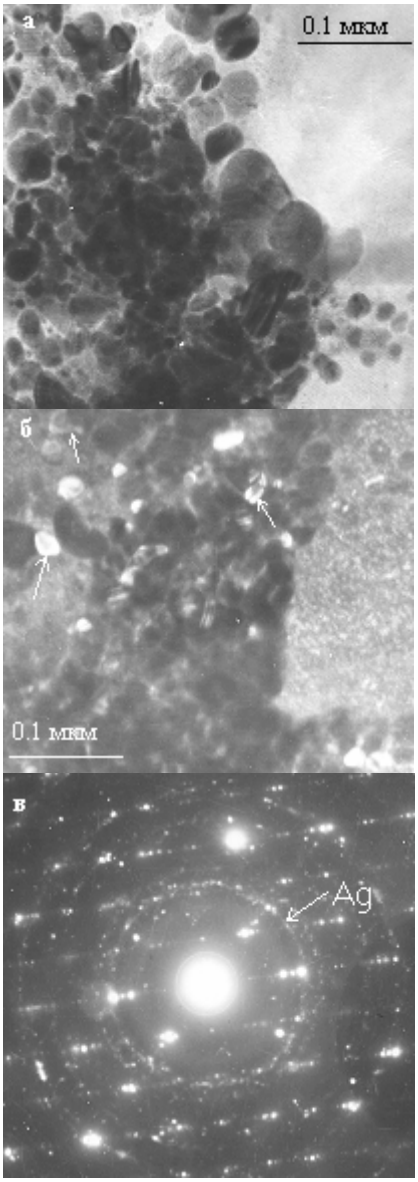


Рис.1: а – светлое поле, б – темное поле, в – электронограмма.

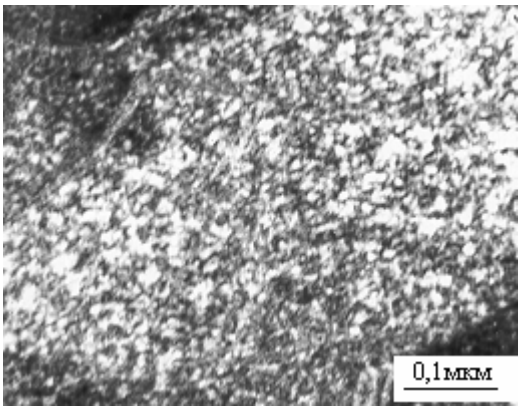
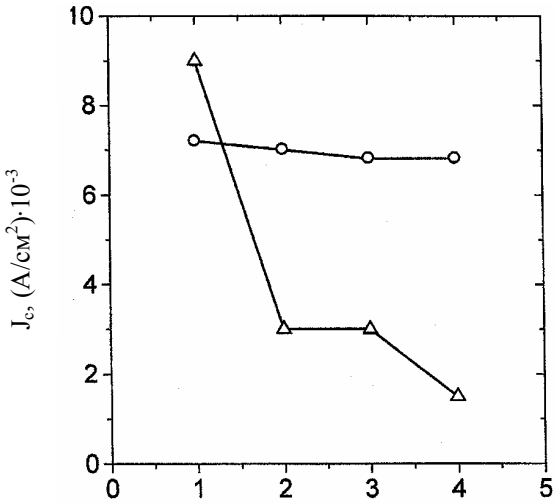


Рис.2

С помощью методов ПЭМ, Оже-спектроскопии, рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии, микроанализа показано, что Ag интенсивно проникает из Ag-оболочки в керамическую сердцевину с помощью двух механизмов: вдавливание пластичного Ag в пористую керамику во время механической обработки композита и диффузия (твердофазная и в присутствии жидкой эвтектики). В пользу первого механизма получен следующий экспериментальный факт. Выполнили легирование Ag-оболочки малыми добавками Ni+Y и Al+Zr. Это привело к значительному упрочнению (в 3-4 раза) Ag-оболочки и как следствие к сокращению проникновения Ag в керамику. В результате заметно повысилась устойчивость композита Bi,Pb-2223/Ag к термоциклированию в интервале температур 77-293К.



△ - Bi-2223/Ag,
○ - Bi-2223/Ag-Ni-Y.

Рис.3

В нелегированных же композитах серебра в керамике больше; оно располагается в виде частиц по границам кристаллитов. За счет разности термических коэффициентов расширения Ag и керамики во время термоциклирования по границам кристаллитов возникают трещины, ухудшаются связи между кристаллитами, и критическая плотность тока композита падает (см. рис.3)

1. Morgan P.E.D., Housley R.M., Porter J.R. and Ratto J.J. Low level mobile liquid droplet mechanism allowing development of large platelets of high-T_c "Bi-2223" phase within a ceramic // Physica C – 1991 – v.176 – №1-3 – 279-284;

2. Maroni V.A., Teplitsky M., Rupich M.W. An environmental scanning electron microscope study of the Ag/Bi-2223 composite conductor from 25 to 840ºC // Physica C – 1999 – v.313 – №3-4 – 169-174;

3. Grindatto D.P., Grivel J.C., Grasso G., Nissen H.U., Flukiger R. TEM Study Of The $(Bi,Pb)_2Sr_2Ca_2Cu_3O_x$ Phase Formation In $(Bi,Pb)_2Sr_2Ca_2Cu_3O_x$ Silver-Sheathed Tapes // Physica C – 1998 – v.298 – №1-2 – 41-48.

Роль кристаллохимических факторов в создании условий для возникновения сверхпроводимости и повышения T_c в слоистых сверхпроводниках: ВТСП-купратах, диборидах и борокарбидах

Л.М. Волкова, С.А. Полищук,
Институт химии ДВО РАН, 690022 Владивосток, Россия
Ф.Э. Гербек
Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, 690041 Владивосток, Россия

Установлены новые корреляции между температурой перехода в сверхпроводящее состояние (T_c) и соотношением кристаллохимических параметров сверхпроводящего фрагмента - сандвича в ВТСП-купратах, диборидах и борокарбидах. Выделены критические кристаллохимические параметры, контролирующие T_c, и определены их функции в создании условий для возникновения сверхпроводимости.

В данной работе определена роль кристаллохимических характеристик материала в осуществлении сверхпроводящего перехода и повышении T_c. Нами были выбраны критические параметры, контролирующие T_c в ВТСП-купратах, диборидах и борокарбидах, из довольно обширного набора, предлагаемого экспериментаторами, и найдены соотношения и функциональные зависимости между ними. Главная идея заключалась в том, что для возникновения сверхпроводимости принципиально важно наличие не отдельной плоскости (CuO_2, B_2 или Ni) с носителями, а анизотропного трехмерного фрагмента – сандвича (A_2(Cu) в ВТСП купратах, $A_2(B_2)$ в диборидах AB_2 и RB(Ni) в борокарбидах RNi_2B_2C), устройство и функционирование которого позволяет помимо создания потока носителей заряда иметь пространство для его переноса и средства воздействия на этот поток (рис. 1).

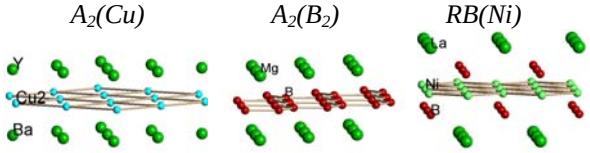


Рис. 1. Устройство, где сосредоточен сверхпроводящий процесс, - сандвич. Фрагмент с носителями – внутренние плоскости Cu, Ni и B_2. Оболочка – внешние плоскости из положительно заряженных ионов A в ВТСП купратах и диборидах и из редкоземельных ионов R и бора в борокарбидах.

Этот подход позволил нам установить вначале корреляцию T_c с соотношением (J) между кристаллохимическими параметрами катионной подрешетки A_2(Cu) сандвича $A_2(CuO_2)$ в сверхпроводниках с одной плоскостью CuO_2, расположенной между двумя плоскостями из ионов только одного сорта (A – ионы Ba) (рис. 2 a). Затем были найдены универсальная корреляция для ВТСП-купратов с несколькими плоскостями CuO_2 (n = 2 – 4) и различным катионным составом (рис. 2 b) и корреляции для диборидов (рис. 2 c) и борокарбиды (рис. 2 d). Корреляции $T_c(J)$ имеют подобный характер во всех трех классах соединений, несмотря на различие природы их сверхпроводящих свойств [1, 2].

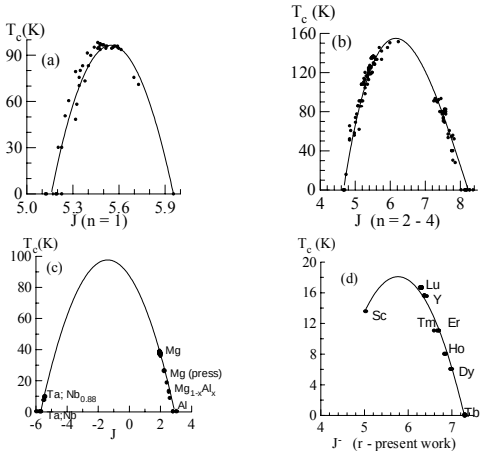


Рис.2. Корреляция T_c с соотношением (J и J^-) кристаллохимических параметров сандвичей в ВТСП купратах с одной (a) и несколькими (b) CuO2 плоскостями; в диборидах (c); и в борокарбидах (d). Аппроксимация $T_c(J)$ к полиномам 2 или 3 степени:(a) – 94%, (b) – 97%,(c) – 97%, (d) – 98%.

Кривые $T_c(J)$ для купратов из различных семейств ВТСП построены без использования параметров масштабирования и отношений $T_c/T_c^{\max}$.

Для построения корреляций взяты структурные данные и T_c соединений с соразмерными структурами и корректным определением катионного состава: 55 ВТСП купратов с $n=1$ (Hg-1201 и Tl-2201 фазы); 132 ВТСП купрата с $n \geq 2$ (Y - 123, 124, и 247; Hg - 1212, 1213, 1223, 1234, и 2212; Tl - 1212, 1223, 2212, и 2223; Cu – и Cu,C – 1234; $Tl_{0.5}Pb_{0.5}$ - 1212, 1223; $Hg_{0.5}Pb_{0.5}$ - 1212, и др. фазы); 100 диборидов; 50 борокарбидов.

Значение J определялось как частное от деления расстояний $d(M-M)$ между атомами Cu, B, или Ni вдоль диагональных направлений квадратов или гексагонов во внутренней плоскости сандвича на сумму эффективных расстояний (D_1+D_2) между внутренней и внешними плоскостями сандвича:

$$J = d(M-M)/(D_1 + D_2).$$

Эффективные расстояния D_1 и D_2 рассчитывались с учетом влияния на носители поля и неровностей поверхности наружных плоскостей сандвича:

$$D = S[d(M_{pl} - A_{pl}) - R_A(Z_A / v)],$$

здесь $d(M_{pl} - A_{pl})$ - расстояние между внутренней (M) и внешними (A) плоскостями сэндвича; R_A - радиус иона A, содержание которого максимально; Z_A / v – безразмерный коэффициент для учета влияния поля, создаваемого зарядом иона A; S – коэффициент отклонения параметров допирующих ионов от параметров иона A, образующего плоскость: $S \geq 1$, $S = \overline{R(Z/v)} / R_A(Z_A / v)$ или $S = R_A(Z_A / v) / \overline{R(Z/v)}$; $\overline{R(Z/v)}$ - величина, характеризующая внешние плоскости сандвича: $\overline{R(Z/v)} = m_1 R_{A_1}(Z_{A_1} / v) + ... m_n R_{A_n}(Z_{A_n} / v)$, где m_n содержание A_n-иона в плоскости, R_{A_n} - его радиус.

Концентрация носителей заряда учитывается в корреляциях $T_c(J)$ опосредованной через отношение расстояний d(M-M) и расстояний $d(M_{pl}\text{-}A_{pl})$.

Перовскитободобный слой $A_{n+1}(CuO_2)_n$ ВТСП купратов разбивается по числу плоскостей CuO_2 на n элементарных фрагментов – сандвичей A_2CuO_2. T_c соединения, имеющего несколько типов таких фрагментов, является собственное значение T_c одного из них, а именно того фрагмента, чьи параметры более близки к оптимальным и T_c выше (рис. 3).

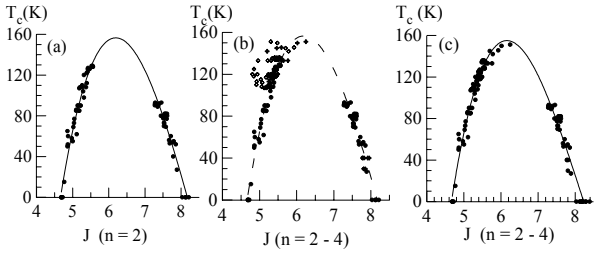


Рис. 3. T_c как функция J в ВТСП купратах (a) только с одним типом (наружным) фрагментов A_2CuO_2, (b) к ним добавлены купраты с двумя типами фрагментов (наружными (+) и внутренними (◊)), (c) фрагменты с высшей T_c выбраны из купратов с двумя типами фрагментов.

Согласно корреляции $T_c(J)$, ~164K является максимальной T_c для ВТСП на основе плоскости CuO_2. T_c^{max} для диборидов могла бы достигнуть 107K при условии стехиометрии в плоскости B_2 и идеальности структуры. Однако это не удастся, поскольку наличие вакансий бора в диборидах тяжелых металлов заложено в самой природе этих соединений переменного состава**.** Низкие T_c в борокарбидах RNi_2B_2C не связаны с конкуренцией между сверхпроводимостью и магнетизмом. В [1, 2] мы доказали ее отсутствие. Предполагается, что подавление сверхпроводимости обусловлено с одной стороны, слабым фокусирующим воздействием на носители – электроны противоположно заряженной внешней плоскости из катионов R, а с другой, связывающими электронами (между атомами Ni и B), расположенными на пути носителей.

.Роль параметров, характеризующих пространство между плоскостями CuO_2 и A в сандвиче A_2CuO_2, в возникновении сверхпроводимости и изменении T_c очень велика. В сверхпроводниках Hg-1201 и Tl-2201 T_c коррелирует с расстояниями d(Ba-Ba) (аппроксимация к полиному 91%). В ВТСП с n>1 нет зависимости между T_c и эффективными расстояниями D_1 от плоскости CuO_2 до наружной плоскости A (рис. 4a), в то время как корреляция T_c с расстояниями D_2 до внутренней плоскости A, не содержащей атомов кислорода близка к параболической (аппроксимация $T_c(D_2)$ 81%) (рис. 4b). Отсутствие зависимости $T_c(D_1)$, возможно, связано с уменьшением фокусирующего эффекта на носители наружной плоскости A из-за понижения ее эффективного положительного заряда за счет близости к ней атомов O_{ap}. Корреляция $T_c(D_1+D_2)$ еще ближе к параболе (аппроксимация 95%) (рис. 4c).

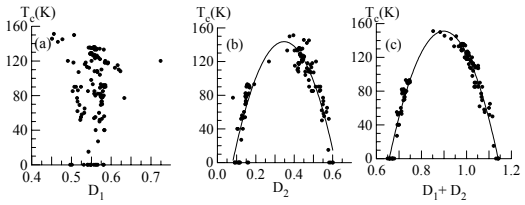


Рис. 4**.** T_c как функция (a) D_1, (b) D_2 и (c) D_1+D_2 в ВТСП купратах с числом плоскостей CuO_2 от 2 до 4.

Таким образом, показано, что для возникновения сверхпроводимости, фрагмент, создающий поток носителей заряда, должен быть заключен в диэлектрическую оболочку, функция которой заключается в сжатии и фокусировке носителей к направлению движения. Критическими параметрами, контролирующими T_c, являются: концентрация носителей, расстояния между атомами – носителями заряда, параметры поперечного размера пространства между фрагментом с носителями и оболочкой, заряд и степень однородности оболочки. Наличие дефектов во фрагменте с носителями, перекрытие пространства переноса заряда и разноименность зарядов носителей и оболочки приводят к снижению T_c вплоть до подавления сверхпроводимости.

С кристаллохимической точки зрения для возникновения сверхпроводимости необходимо создать пространство (каналы) для потока носителей заряда, сжатие потока носителей и его фокусировку к направлению распространения, тогда как для металлической проводимости достаточно обеспечить только концентрацию и подвижность носителей заряда.

1. L.M. Volkova et al, In: “Focus on Supercond.” B.P. Martins, Ed., Nova Sci. Publ., Inc. N.Y., 2004, 83-136.
2. L.M. Volkova et al., J. Supercond. 16, 937 (2003); 15, 663 (2002); 14, 693, (2001); 13, 583 (2000).

Пространственно-неоднородная сверхпроводимость в MgB_2

А. И. Войтенко, А. М. Габович
Институт физики НАН Украины,03028 Киев, Украина
T. Ekino, H. Fujii, T. Takasaki
Hiroshima University, Faculty of Integrated Arts and Sciences, 739-8521, Higashi-Hiroshima, Japan
Mai Suan Li, H. Szymczak
Institute of Physics, PL-02-668, Warsaw, Poland
M. Pękała
Department of Chemistry,University of Warsaw, Warsaw, Poland
J. Akimitsu, T. Muranaka
Department of Physics, Aoyama-Gaukin University, 157-8572, Tokyo, Japan

Методом разломных контактов проведены туннельные измерения поликристаллических образцов MgB_2. Имеются три основных особенности дифференциальной электропроводности, а для некоторых разломов появляются дополнительные особенности. Проанализирована совокупность разного рода имеющихся в литературе экспериментов для MgB_2 и показано, что наши данные хорошо с ними согласуются.

Открытая недавно сверхпроводимость MgB_2.имеет две необычные черты: высокую критическую температуру, T_c, и довольно ярко выраженное проявление двух или более спектроскопических особенностей, соответствующих сверхпроводящим энергетическим щелям Δ [1,2]. Преобладающее в сообществе объяснение этих фактов основывается на давно известной концепции двухзонной сверхпроводимости. А именно, имея в виду многолистный характер Ферми-поверхности, предполагается, что две группы электронов (π и σ) участвуют в сверхпроводимости, совместно приводя к высокой T_c, но по отдельности определяя каждую из щелей.

При этом полностью игнорируется то обстоятельство, что несомненных щелей часто бывает три и более. Такому пренебрежению способствует сильная изменчивость туннельных или микроконтактных спектров, причем дополнительные особенности сильно отличаются по величине от измерения к измерению. Имеется и другой аргумент в пользу неполноты стандартного двухзонного подхода для описания MgB_2. Дело в том, что как разупорядочение под действием нейтронного облучения, так и частичное замещение одной из компонент соединения не приводят к размыванию многощелевых эффектов, хотя T_c значительно уменьшается. В то же время, в рамках обсуждаемой схемы потеря двухзонности должна была бы предшествовать или, по крайней мере, сопутствовать подавлению сверхпроводимости.

Все вышесказанное делает естественной другую интерпретацию опытных данных по MgB_2. Она заключается в том, что наблюдаемая многощелевость вызывается *пространственной* неоднородностью параметра порядка, т. е. разброс значений Δ имеет место в **r**-, а не в **k**- пространстве. Микроскопические причины этого явления досконально не известны, хотя можно сделать ряд правдоподобных предположений [1]. В частности, основной мотив неоднородности с тремя щелями может быть связан со слоистостью структуры MgB_2. Размытие этой картины и появление промежуточных Δ объясняется в этом случае эффектом близости. Один из вариантов подобного теоретического рассмотрения см. в работе [3].

На основе сделанных предположений при различном выборе функции распределения по щелям Δ удается прекрасно объяснить экспериментальные данные по зависящей от температуры, T, электронной компоненты теплоемкости C в сверхпроводящем состоянии MgB_2 [1]. Результаты показаны на Рис. 1. Существенным для успешной подгонки является то, что ниже T_c имеются как сверхпроводящие, так и нормальные домены. Наша точка зрения подтверждается наличием линейного по T члена в $C(T)$.

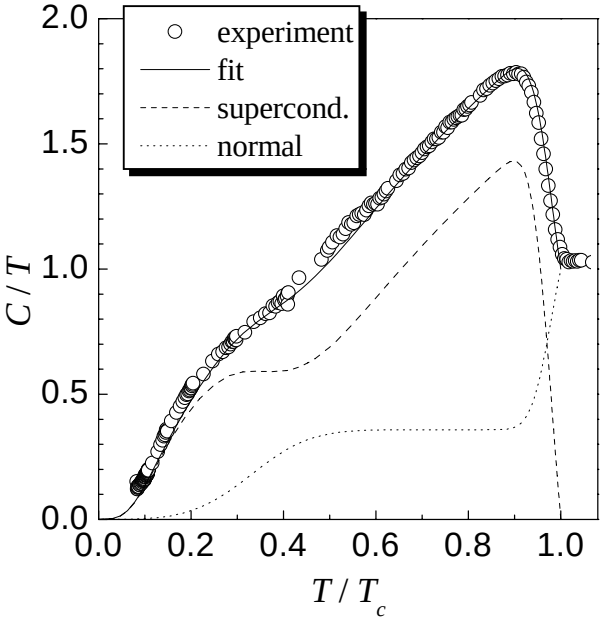


Рис. 1. Подгонка экспериментальных данных по теплоемкости [4] на основе гауссова распределения энергетических щелей.

Хорошее согласие с экспериментом для такой интегральной характеристики системы, как теплоемкость, говорит о разумности нашего подхода, но не является прямым доказательством его справедливости. Поэтому нами были проведены многочисленные измерения туннельного тока I между электродами из MgB_2 разломным методом (break-junction technique [2]). Две характерные зависимости дифференциальной проводимости $G(V) \equiv dI/dV$, где V – напряжение, показаны на Рис.2.

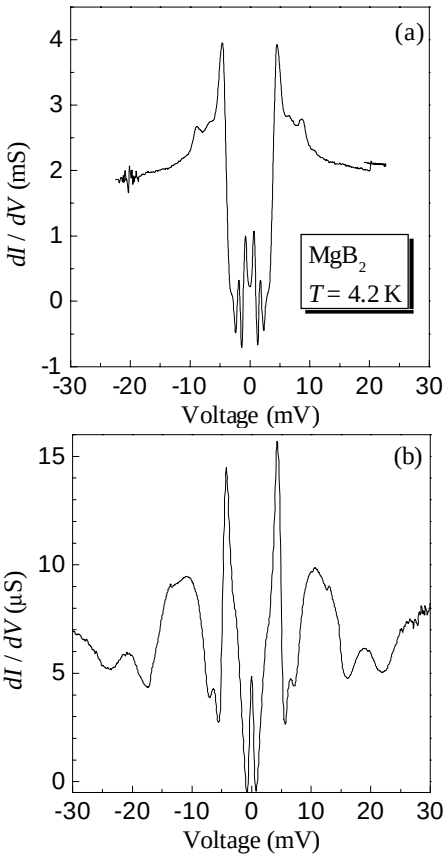


Рис. 2. Зависимости дифференциальной туннельной dI/dV проводимости от напряжения V для переходов на разломе образцов MgB_2.

Как видим, наряду с обычно наблюдаемыми особенностями щелевого типа при eV = 2÷3 и 6÷7 эВ, могут проявляться также экстремумы при 10÷11 эВ. Кроме того, для различных переходов наблюдаются и промежуточные, более слабые, особенности. Эта сложная картина подобна результатам туннельных и микроконтактных экспериментов на разломных переходах из MgB_2 [5] и $Mg_{1-x}Al_xB_2$ [6].

Дать полную интерпретацию всех особенностей в настоящее время не представляется возможным. Однако, ясно, что «классической» двухзонной сверхпроводимости здесь нет ни для двухкомпонентного соединения, ни для его производных. Промежуточные щели, скорее всего, связаны с эффектом близости, а сама сверхпроводимость носит перколяционный характер [7].

К сожалению, из-за неизбежных неточностей измерений вблизи T_c невозможно с уверенностью утверждать, закрываются ли разные особенности при общей температуре, или при разных [2,6]. А это имеет принципиальное значение в связи с различными предсказаниями в рамках двухзонной схемы и пространственно-неоднородного подхода.

Следует отметить, что результаты, полученные на поликристаллах, ни в коей мере не уступают в значимости таковым, полученным на монокристаллах. Противоположное мнение, подкрепляемое ссылкой на плохое качество поликристаллических образцов, не выдерживает критики, поскольку наличие многих щелей в «грязных» объектах является еще более удивительным

1. A. M. Gabovich, Mai Suan Li, M. Pękała et al., Physica C. 405, 187 (2004).
2. T. Takasaki, T Ekino, T Muranaka et al., Journ. Phys. Soc. Japan 73, 1902 (2004).
3. T. Soda, Y. Fukumoto, Prog. Theor. Phys. 111, 707 (2004).
4. F. Bouquet, Y, Wang, I. Sheikin, Physica C 385, 192 (2003).
5. Ya. G. Ponomarev, S. A. Kuzmichev, M. G. Mikheev et al., Solid State Commun. 129, 85 (2004).
6. Я. Г. Пономарев, С. А. Кузьмичев, Н. М. Кадомцева и др., Письма в ЖЭТФ 79, 597 (2004).
7. P. A. Sharma, N. Hur, Y. Horibe et al., Phys. Rev. Lett. 89, 167003 (2002).

Единый подход к расчету электронной структуры в *ВТСП* и манганитных материалах. Сходство и различия в спектрах квазичастиц

В.А. Гавричков, С.Г. Овчинников, Л.Е. Якимов
Институт Физики им.Л.В.Киренского, 660036 Красноярск, Россия

Представлена единая схема расчета зонной структуры оксидов марганца и меди с учетом сильных электронных корреляций и реальной орбитальной структуры материалов. Исследованы конфигурационное пространство системы, а также дисперсия и спектральная интенсивность квазичастичных состояний в обоих материалах. Расчет воспроизводит различия в поведении псевдощели и присутствие внутрищелевых состояний в этих оксидах.

Новая схема расчета электронной структуры с учетом сильных электронных корреляций - обобщенный метод сильной связи (*ОМСС*) впервые был применен к высокотемпературным сверхпроводящим (*ВТСП*) материалам [1]. Несмотря на то, что результаты вычислений хорошо соответствовали данным фотоэммисионных исследований на этих материалах [2], оставались вопросы к методу, использующему эмпирические параметры, к нахождению которых был привлечен эксперимент. Ответ мог быть получен при исследовании совершенно иных материалов, но где бы сильные электронные корреляции играли такую же важную роль в формировании основного состояния, как и в *ВТСП* соединениях. Хорошим объектом являются оксиды марганца $LaMnO_3$, для которых имеется большой объем экспериментального материала. Действительно расчеты в рамках функционала плотности (*LSDA*) [3], также как и для *ВТСП* материалов [4], воспроизводят типичную ошибку и дают основное металлическое состояние в кубической структуре $LaMnO_3$. Очевидно, что различия в физике этих двух групп соединений настолько велики, что простые изменения в параметрах модели их не воспроизводят. Для того чтобы распространить *ОМСС* расчеты на манганитные материалы необходимо учесть специфику конфигурационного пространства носителей в них. На Рис.1 приведены два конфигурационных пространства в *ВТСП* и $LaMnO_3$.

Конфигурационное пространство системы в $(La,Sr)MnO_3$ на Рис.1b имеет существенные отличия от пространства *ВТСП* материалов Рис.1a. Во-первых, в тетрагональном CuO_6 кластере *ВТСП* материалов e_g подуровни сильно расщеплены и, как следствие, не имеется орбитальных дублетов в качестве основного состояния в однодырочном секторе. Во-вторых, из-за наличия большого спина наполовину заполненной t_{2g} оболочки в двухдырочном секторе соединения $(La,Sr)MnO_3$ отсутствует конкуренция между различными спиновыми мультиплетами за основное состояние, как это имело место в *ВТСП* материалах.

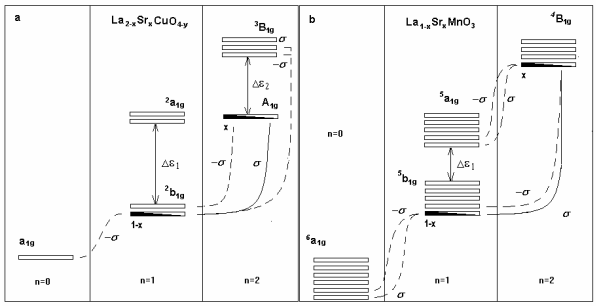


Рис.1. Конфигурационное пространство системы в *ВТСП* материалах (*a*) и в $(La,Sr)MnO_3$ (*b*). Указаны спиновые индексы для квазичастиц в переходе, где σ - проекция спина носителя по намагниченности соответствующей подрешетки (*A* или *B*).

Точная диагонализация одноячеечной части гамильтониана проводится отдельно в каждом секторе конфигурационного пространства с числом дырок $n_h = 0,1,2$. Здесь за вакуумное состояние с числом дырок $n_h = 0$ выбираем $d^5 p^6$ конфигурацию. Наличие двух конкурирующих по энергии состояний в одночастичном и двухчастичном секторах манганитных и ВТСП материалов соответственно приводит к необходимости одновременного их учета в качестве базисных состояний и невозможности дальнейшей редукции гамильтониана к эффективной однозонной модели Хаббарда. В результате точной диагонализации огдноячеечная часть гамильтониана H_c приобретает вид:

$$H_c = \sum_{pf_G\sigma}(\varepsilon_{1pG} - \mu)X^{pp}_{f_G\sigma} + \sum_{qf_G\sigma}(\varepsilon_{2qG} - 2\mu)X^{qq}_{f_G\sigma}$$ где

$$f_G = \begin{cases} f_A, f \in A \\ f_B, f \in B \end{cases} \quad (1)$$

Здесь p и q нумеруют термы в однодырочном и двухдырочном секторах гильбертова пространства. $X^{pq}_f = |p\rangle\langle q|$ - операторы Хаббарда сконструированные на собственных состояниях H_c. В новом базисе одноэлектронные операторы имеют вид:

$$c_{f\lambda\sigma} = \sum_m \gamma_{\lambda\sigma}(m) X^m_{f\sigma} \quad (2)$$

где $c_{\lambda f\sigma} = d_{xf\sigma}, d_{zf\sigma}, a_{f\sigma}, b_{f\sigma}, p_{zf\sigma}$ и m- указывает на корневой вектор $\vec{\alpha}_m(pq)$. Матричные элементы $\gamma_{\lambda\sigma}(m)$, соответствующие этим корневым векторам вычисляются непосредственно и показывают долю

базисных состояний в данном спиновом мультиплете.

Для вычислений с частью гамильтониана, соответствующей межячеечным переходам, использован метод функции Грина $D^{mn}_{k\sigma}$, построенной на операторах Хаббарда. Уравнения движения решены в приближении Хаббард 1.

Основные отличия нашего дисперсионного уравнения от соответствующего уравнения в методе сильной связи (*МСС*) касаются одночастичных энергий, определенных как резонансы между многоэлектронными состояниями с учетом сильных корреляций и факторов заполнения $F^G_\sigma(m) = \left\langle X^{pp}_{f_c\sigma} \right\rangle + \left\langle X^{qq}_{f_c\sigma} \right\rangle$, приводящих к концентрационной зависимости зонной структуры квазичастиц. В *ОМСС* число зон равно количеству всех возможных переходов между различными секторами конфигурационного пространства системы, а не количеству орбиталей на элементарную ячейку, как это имеет место в *МСС*.

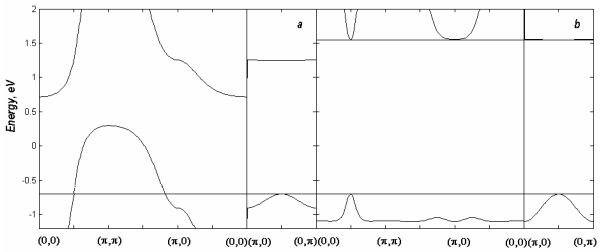


Рис.2 Дисперсия квазичастиц в CuO_2 плоскости в парафазе (*a*) и антиферрофазе (*b*)

Сравнивая спектры для *ВТСП* материалов и манганитов на Рис.2 и Рис.3, мы в обоих случаях обнаруживаем внутрищелевые состояния, спектральная интенсивность которых, развивается с допированием, а также энергетическую псевдощель между ними и потолком валентной зоны.

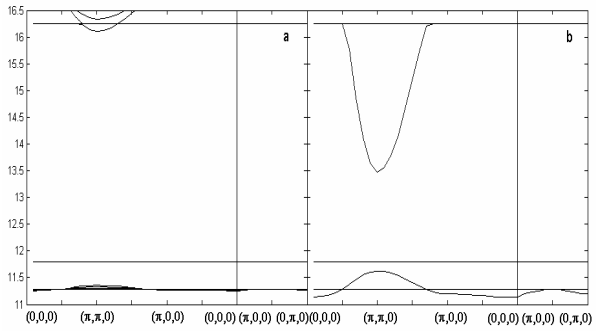


Рис.3 Дисперсия квазичастиц в недопированных манганитах в парафазе (*ПМ*) (a) и антиферрофазе (*АФМ*) (b).

Если в *ВТСП* материалах эти состояния появляются благодаря переходам с участием только возбужденной компоненты спинового дублета, то в манганитах еще и благодаря переходам с участием возбужденной компоненты орбитального дублета в однодырочном секторе конфигурационного пространства. Механизм формирования первых был исследован в [1], а последних в [5]. Соответственно и энергетическая псевдощель имеет различную природу. Действительно, согласно нашим результатам, если в *ВТСП* материалах псевдощель формируется в условиях *АФМ* упорядочения с понижением температуры, то в манганитных материалах щель появляется, наоборот, в *ПМ* фазе, причем только при наличии дисторсий. Таким образом, основной причиной ее появления в этих материалах является полный спиновый беспорядок при наличии структурного упорядочения дисторсий.

Вычисления спектральной интенсивности квазичастичных состояний по формуле:

$$A_\sigma(\vec{k},E) = \left(-\frac{1}{\pi}\right)\sum_\lambda \mathrm{Im}\left(G^{\lambda\lambda}_{k\sigma}\right) = \left(-\frac{1}{\pi}\right)\sum_{\lambda mn}\gamma_{\lambda\sigma}(m)\gamma^+_{\lambda\sigma}(n)\,\mathrm{Im}\left(D^{mn}_{k\sigma}(AA) + D^{mn}_{k\sigma}(BB)\right)$$

показывает, что её величина зависит от уровня допирования и для состояний, которым соответствуют переходы, обозначенные пунктиром на Рис.1 равна нулю в недопированных материалах. Следовательно, такие состояния могут просто отсутствовать в *ARPES* спектрах таких материалов. Это хорошо видно на Рис.4, где отсутствует квазичастичный пик в спектральной интенсивности, соответствующий состоянию на самом потолке валентной зоны *ВТСП* материалов (Рис.2(b)).

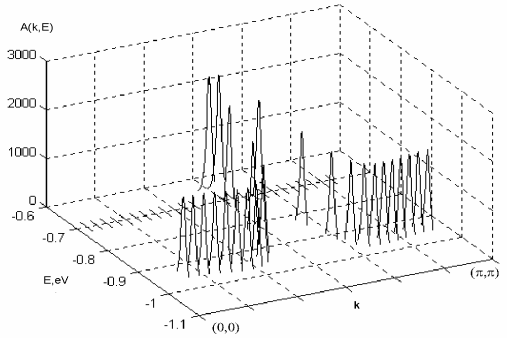


Рис.4 Спектральная интенсивность квазичастичного состояния на потолке валентной зоны CuO_2 слоя в *АФМ* – фазе.

Авторы благодарят *ОФН* “Сильные электронные корреляции” и *РФФИ*, грант 030216124.

1. V.A.Gavrichkov, S.G.Ovchinnikov, A.A.Borisov, and E.G.Goryachev, JETP, 91, 369 (2000).
2. V.A.Goryachev, A.A.Borisov, S.G.Ovchinnikov, Phys.Rev.B64, 235124 (2001).
3. W.E.Pickett and D.J.Singh, Phys.Rev.B53, 1146 (1996).
4. W.E.Pickett, H.Krakauer, R.E.Cohen, and D.Singh, Physica C.162-164, 1419 (1989).
5. С.Г.Овчинников, ЖЭТФ, 102, 534 (1992).

Петли намагничивания ВТСП $Bi_{1.8}Pb_{0.3}Sr_2Ca_2Cu_3O_x$ с микроструктурой пены

М.И. Петров [*], Д.А. Балаев[*], К.А. Шайхутдинов[*], Д.М. Гохфельд[*], С.И. Попков[*,**], С.А. Сацук[*]
[*]*Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, 660036 Красноярск, Россия*
[**]*Сибирский государственный аэрокосмический университет им. М.Ф. Решетнева, 660014 Красноярск, Россия*

Представлены результаты исследования магнитных свойств ВТСП $Bi_{1.8}Pb_{0.3}Sr_2Ca_2Cu_3O_x$ низкой плотности с микроструктурой пены.

Сверхпроводники с микроструктурой пены являются новым классом материалов, представляющим интерес в плане фундаментальных исследований и перспективным для прикладных применений в различных отраслях. Особый интерес представляет исследование процессов пиннинга и течения вихрей в таких пористых средах и их связь с реализующейся фрактальной размерностью среды.

В нашей предыдущей работе [1] были представлены первые результаты структурных и транспортных исследований пористого материала, полученного на основе ВТСП $Bi_{1.8}Pb_{0.3}Sr_2Ca_2Cu_3O_x$. Здесь мы приводим результаты магнитных измерений пористого $Bi_{1.8}Pb_{0.3}Sr_2Ca_2Cu_3O_x$. Измерения полевых зависимостей намагниченности M(H) в полях до 60 кЭ проводились на вибрационном магнитометре с сверхпроводящим соленоидом [2]. Образцы имели цилиндрическую форму с высотой ~4 мм и диаметром ~1 мм, магнитное поле параллельно оси цилиндра.

На рис. 1 представлены зависимости M(H) пористого $Bi_{1.8}Pb_{0.3}Sr_2Ca_2Cu_3O_x$ низкой плотности (квадраты) и «реперного» поликристаллического ВТСП $Bi_{1.8}Pb_{0.3}Sr_2Ca_2Cu_3O_x$ (кружки). «Репер» $Bi_{1.8}Pb_{0.3}Sr_2Ca_2Cu_3O_x$ был синтезирован из материала пористого ВТСП по стандартной керамической технологии. Плотность «реперного» ВТСП составила 0.95 от теоретической для ВТСП Bi-2223, в отличие от 0.38 для пористого материала.

Форма петель намагниченности на рис.1 одинакова для пористого и «реперного» ВТСП. Однако абсолютная величина диамагнитного отклика больше в 2.4 раза в случае пористого материала (в единицах эме/г). Массы образцов объемного ВТСП (0.0264 г) и пористого ВТСП (0.0179 г) отличаются в 1.48 раз. Таким образом, диамагнитный отклик образца из пористого ВТСП больше в 1.63 раза, чем в случае поликристаллического ВТСП.

Для описания зависимостей M(H) и оценки величины критического тока часто используется модель Бина [3]. Недостатком модели Бина является то, что она учитывает только внутригранульные токи. При расчете петель намагниченности поликристаллических ВТСП важен учёт влияния межгранульных токов.

Для описания экспериментальных данных мы использовали теорию Валькова-Хрусталева [4], учитывающую гранулированность сверхпроводящей среды. Также теория [4] учитывает наличие функции распределения размеров сверхпроводящих гранул. Основными подгоночными параметрами в теории [4] являются плотность критического тока j_c и средний размер гранул d. Из данных сканирующей электронной микроскопии [1] мы оценили средний размер гранул 1.5 мкм для объемного Bi-ВТСП и 10 мкм для пористого Bi-ВТСП. Удовлетворительное согласие вычисленных кривых с экспериментальными петлями намагничивания поликристаллического ВТСП и пористого ВТСП достигается при использовании значений $j_c = 16\times10^6$ А/см^2 и 6×10^6 А/см^2 соответственно.

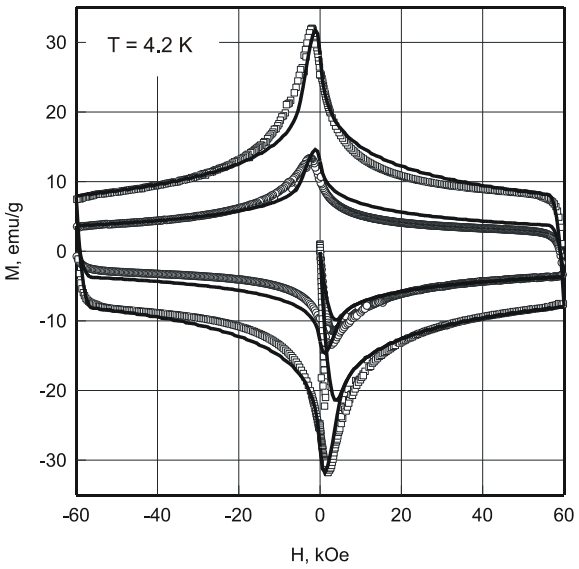


Рис. 1. Петли намагничивания ВТСП. Экспериментальные M(H) для поликристаллического $Bi_{1.8}Pb_{0.3}Sr_2Ca_2Cu_3O_x$ (кружки) и пористого $Bi_{1.8}Pb_{0.3}Sr_2Ca_2Cu_3O_x$ (квадраты). Сплошная линия – результат вычисления зависимостей M(H) по теории [6].

Таким образом, в ВТСП $Bi_{1.8}Pb_{0.3}Sr_2Ca_2Cu_3O_x$ с микроструктурой пены наблюдается увеличение диамагнитного отклика по сравнению с поликристаллическим ВТСП. Пористая структура материала обеспечивает хороший теплообмен с хладагентом. Это делает такие материалы перспективными для возможного практического применения.

Работа поддержана грантом МК 1682.2004.2 программы по поддержке молодых ученых Президента Российской Федерации и Красноярским краевым фондом науки (ККФН), грант 12F0033C, а

также частично поддержана грантом ККФН 14G025.

1. М.И. Петров, Т.Н. Тетюева, Л.И. Квеглис и др. Письма в ЖТФ 29, 40 (2003).
2. А.Д. Балаев, Ю.В. Бояршинов, М.М. Карпенко. ПТЭ 3, 167 (1985).
3. C.P. Bean. Rev. Mod. Phys. 36, 31 (1964).
4. В.В. Вальков, Б.П. Хрусталев. ЖЭТФ 107, 1221 (1995).

Роль атомного беспорядка в формировании не Ферми жидкостных состояний

А. Е. Карькин, А. С. Кривощеков, Ю. Н. Акшенцев, Б. Н. Гощицкий
Институт физики металлов, 620219, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

Наблюдаемую в ВТСП-соединениях в нормальном состоянии аномальную (линейную) температурную зависимость электросопротивления $\rho \sim T$ вместо ожидаемой для Ферми жидкости (FL) квадратичной $\rho \sim T^2$, связывают [1] с не Ферми жидкостным (NFL) поведением, возникающем в относительно узком интервале фазовой диаграммы между областями антиферромагнитного (AFM) упорядочения и FL. Похожее поведение часто наблюдается также в соединениях с тяжелыми фермионами на основе Ce и U, но с более узкой NFL областью, в окрестности т. н. квантовой критической точки (QCP) [2]. Чтобы выяснить роль упорядоченного расположения магнитоактивных ионов в узлах кристаллической решетки (решетка Кондо) в формировании NFL состояний, мы исследовали влияние индуцированного нейтронным облучением атомного разупорядочения на свойства нескольких типов соединений: (1) AFM упорядоченные соединения $CeCu_2Ge_2$, $CePd_2Ge_2$ и $CePd_2Si_2$; (2) FL система $CeCu_6$; (3) соединения с NFL поведением $CeNi_2Ge_2$ и $CeCu_2Si_2$.

Облучение быстрыми нейтронами как метод создания атомного беспорядка (радиационных дефектов) замечателен тем, что позволяет дозированно (практически с любым шагом по концентрации дефектов) создавать однородно распределенные по объему образца (монокристалла) дефекты без изменения стехиометрического состава. Радиационное разупорядочение является обратимым в том смысле, что неравновесное разупорядоченное состояние образца можно постепенно сдвигать в сторону большего порядка последовательными высокотемпературными отжигами вплоть до полного восстановления исходного (упорядоченного) состояния.

В [2] предположили, что NFL состояние возникает в QCP, где AFM подавляется или появляется ($T_N = 0$) при внешнем воздействии (допинг, высокое давление, магнитное поле). Поэтому можно было ожидать, что атомное разупорядочение приведет к переходам типа AFM – NFL или FL – NFL в соединениях типа (1) и (2) или, наоборот, к переходу типа NFL – FL в системах типа (3).

Мы исследовали гальваномагнитные свойства поликристаллических ($CePd_2Si_2$, $CeCu_2Ge_2$, $CePd_2Ge_2$ и $CeCu_6$) и монокристаллических ($CePd_2Si_2$, $CeNi_2Ge_2$, $CeCuSi_2$) образцов после облучения флюенсом $\Phi = (2 – 6)*10^{19}$ см$^{-2}$ и последующих отжигов в интервале температур (100 – 700)^{o}C. После облучения кристаллическая структура образцов сохранялась, но возрастали статические смещения атомов до величин, сравнимых с тепловыми смещениями при комнатной температуре.

Облучение приводит к значительным изменениям $\rho(T)$ и коэффициента Холла $R_H(T)$ при низких T, тогда как при высоких T изменения $\rho(T)$ и $R_H(T)$ намного меньше. Например, в $CeCuSi_2$ (рис.1) облучение приводит лишь к незначительным изменениям $\rho(T)$ при $T > 10$ K из-за того, что в высокотемпературной области магнитное рассеяние Кондо типа дает основной вклад в $\rho(T)$ и $R_H(T)$, существенно превышающий примесное и другие типы рассеяния. При низких температурах наблюдали практически полное подавление состояний, соответствующих тяжелым носителям (рис. 1). Качественно похожее поведение при облучении наблюдали и в других исследованных здесь соединениях: подавление состояний NFL типа в $CeNi_2Ge_2$ и подавление состояний FL-типа (тяжелые фермионы) в $CeCu_6$. В $CeCu_2Ge_2$ и $CePd_2Ge_2$ точка Нееля $T_N \approx 4$ K уменьшается незначительно, тогда как в $CePd_2Si_2$ ($T_N \approx 10$ K) AFM упорядочение значительно подавляется (рис. 2). FL состояния в $CePd_2Si_2$ при $T > T_N$, также значительно подавляются (рис. 2).

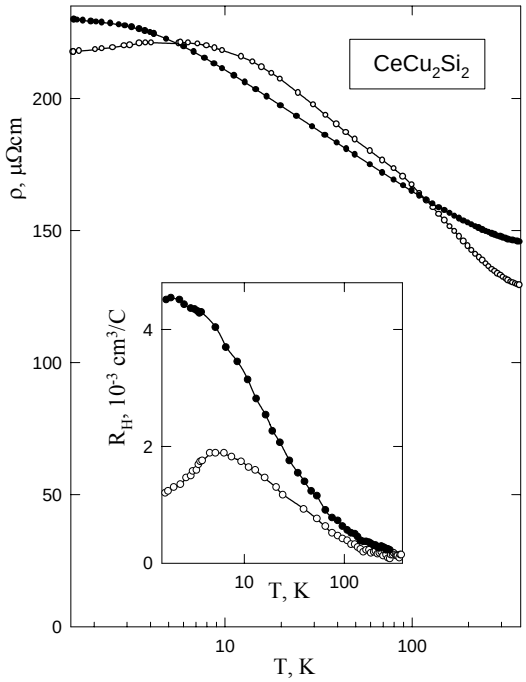


Рис. 1. Зависимости $\rho(T)$ и $R_H(T)$ исходного (○) и облученного (●) монокристалла $CeCuSi_2$.

Отжиг облученных образцов при температурах (300 – 500)^{o}C практически полностью восстанавливает исходные значения $\rho(T)$ и $R_H(T)$.

Экспериментальные зависимости $\rho(T)$ и $R_H(T)$ как исходных, так и разупорядоченных образцов исследованных здесь систем удается описать с по-

мощью двух каналов проводимости (1 и 2), соответствующих двум группам носителей (тяжелые фермионы и все другие «обычные» электроны с относительно малой массой):

$$1/\rho(T) = 1/\rho_1 + 1/\rho_2,$$

$$R_H(T) = (R_{H1}/(\rho_1)^2 + R_{H2}/(\rho_2)^2)/(1/\rho_1 + 1/\rho_2)^2.$$

Для тяжелых носителей:

$$\rho_1(T) = \rho_{01} + A_1 T^m,$$

где $m \approx 2$ для FL систем, $m \approx 1$ для NFL систем.

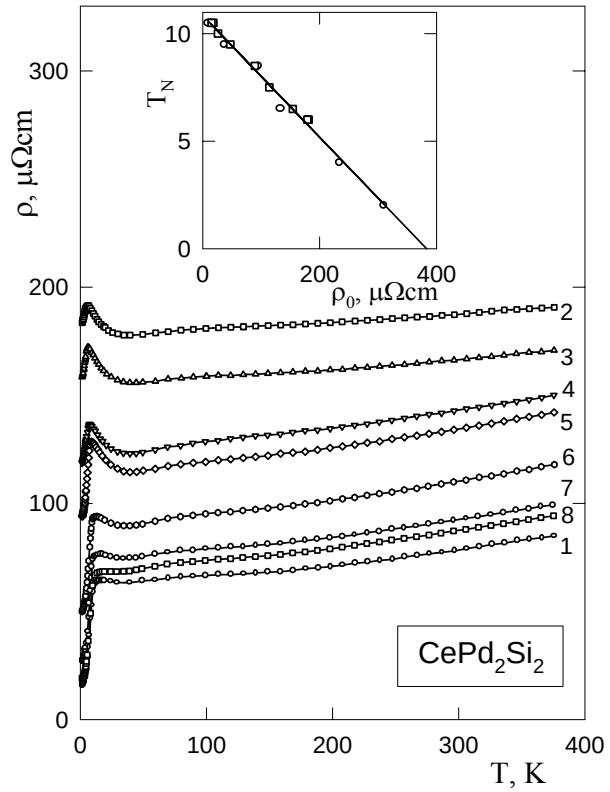


Рис. 2. Зависимости ρ(T) для исходного (1), облученного (2) и отожженного при (100-700)°C (кривые 3-8) монокристалла $CePd_2Si_2$. На вставке показана температура Нееля T_N как функция остаточного электросопротивления ρ_0.

Для легких носителей:

$$\rho_2(T) = \rho_{02} + A_2 T^2 - B_2 \ln T,$$

где ρ_{01}, ρ_{02} описывают примесное рассеяние, $A_1 T^m$, $A_2 T^2$– электрон-электронное, $A_1 >> A_2$, $B_2 \ln T$ – магнитное рассеяние типа Кондо. Первый тип носителей дает основной вклад в транспорт при низких T, второй – при высоких. В этой очень простой модели существенно то, что в низкотемпературной области предполагается одновременное участие в транспорте как тяжелых, так и легких носителей, имеющих качественно различные температурные зависимости $\rho(T)$ с преобладающими членами $A_1 T^m$ и $- B_2 \ln T$, соответственно. Это приводит, в частности, к сильным температурным зависимостям $R_H(T)$, нехарактерным для обычных металлов, и немонотонным зависимостям $\rho(T)$.

В рамках этой модели деградация состояний тяжелых фермионов соответствует уменьшению концентрации носителей данного типа, тогда как для легких носителей наблюдается лишь относительно небольшое увеличение ρ_{02} без заметного изменения $A_2 T^2$. Скорость уменьшения концентрации тяжелых носителей показывает прямую корреляцию с величиной параметра A_1, пропорционального квадрату массы носителей: чем больше A_1, тем быстрее при разупорядочении подавляются эти состояния. Причем показатель m в члене, описывающем электрон-электронное рассеяние, остается практически неизменным в образцах с промежуточной степенью разупорядочения (облученных и отожженных): $m \approx 2$ в $CeCu_6$ при низких T и в $CeCu_2Ge_2$, $CePd_2Ge_2$, $CePd_2Si_2$ при $T > T_N$; $m \approx 1$ в $CeNi_2Ge_2$ и $CeCu_2Si_2$. Таким образом, тип электронных состояний (FL или NFL) остается неизменным при атомном разупорядочении. Подавление этих состояний (уменьшение их концентрации) приводит к «проявлению» низкотемпературного поведения легких носителей, где основной вклад в $\rho(T)$ и $R_H(T)$ дает логарифмический член (рис. 1). Отметим, что качественно похожее поведение $\rho(T)$ и $R_H(T)$ при радиационном разупорядочении наблюдали ранее для ВТСП-соединений [3], где деградация T_C сопровождалась уменьшением «металлического» ($\rho \sim T$) вклада в транспорт и появлением «полупроводникового» ($d\rho/dT < 0$).

В заключение, мы показали, что кристаллический порядок и, следовательно, упорядоченное расположение f-узлов (решетка Кондо) играют важную роль в формировании состояний с тяжелыми фермионами, также как и состояний с не-Ферми жидкостным поведением. Радиационное разупорядочение приводит к деградации состояний этого типа, которое в рамках модели с двумя каналами проводимости можно описать как уменьшение их концентрации. Отсутствие ожидаемых при атомном разупорядочении переходов типа AFM – NFL, FL – NFL или NFL –FL (устойчивость типа состояний) ставит под сомнение применимость концепции квантовой критической точки к данным системам.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минпромнауки РФ (Гос. Контракты № 40.012.1.1.1150, № 40.012.1.1.1356/Договор № 12/04), Программы государственной поддержки ведущих научных школ РФ (Проект № НШ-639.2003.2), РФФИ (Проект № 04-2 -16053) и Программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Квантовая макрофизика» (Гос. Контракт № 1000-251/П-03/040-348-11054-269, Проект № 3 УрО РАН).

1. T. M. Rice, Physica C 282-287, XIX (1997).
2. G. R. Stewart, Rev. of Mod. Phys. 73, 797 (2001).
3. Б. А. Алексашин и др., ЖЭТФ 95, 678 (1989).

Фазовый переход в MgB_2 с очень низкой плотностью

В.А. Гриненко, Е.П. Красноперов, В.А. Столяров,
РНЦ Курчатовский Институт, 123182 Москва
А.А. Буш,
МИРЭА, Москва
Б.П. Михайлов
ИМЕТ, Москва

Кристаллиты диборида магния (MgB_2), разделенные металлическим магнием, после термообработки замыкаются сверхпроводящими перемычками, у которых критическая температура на 4-6 К ниже, чем у кристаллитов. У образцов этой фазы средняя плотность $d \approx 0.7$ г/см^3 в 4 раза меньше рентгеновской, а критический ток $J_c > 5*10^3$ А/см^2 при 20 К в нулевом поле.

В керамических высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП) Джозефсоновская природа межгранульных контактов серьезно ограничивает критический ток [1]. В дибориде магния также наблюдалось высокое межгранульное сопротивление [2], но в условиях «горячего» сжатия оно существенно снижалось [3]. Твердость кристаллитов MgB_2 препятствует образованию междугранульной связи в процессе волочения, что ограничивает критический ток проводов и лент [4] по сравнению с образцами, синтезированными под давлением. Природа межгранульных контактов в MgB_2 остается малоизученной. Было замечено, что дополнительный магний, добавленный к порошку диборида магния, увеличивает критический ток [5] и способствует зарастанию дефектов, образовавшихся после механической обработки.

В данной работе синтезированы образцы низкой плотности с искусственно созданными межгранульными связями. Исследованы их магнитные свойства, фазовый состав и структура.

Образцы приготавливались из смеси рентгеновски однофазных порошков MgB_2 чистоты 99.9% с размером гранул менее 10 мкм и магния чистоты 99.9% с размером гранул менее 100 мкм. Исходное соотношение масс MgB_2:Mg варьировалось от чистого диборида магния до 1:2.7. Порошки перемешивались и прессовались усилием 3 т в таблетки диаметром 5.0 мм и высотой 1.5 мм. После чего образцы помещались в нержавеющий стакан, прикрытый стальной пробкой и термообрабатывались при 900^{0}С в атмосфере Не с давлением 1.5-1.7 атм. Таблетки отжигались по одной и, для предотвращения возможных поверхностных эффектов, укладывались в стопку по трое. Для измерений брался средний образец. Время отжига изменялось от 0.5 до 3 часов.

Было изготовлено несколько таблеток с исходным соотношением масс MgB_2:Mg≈1:1.6. После термообработки отдельных таблеток в течение 2-х часов практически весь добавленный магний из них испарялся, но размеры оставались неизменными. Сохранились даже такие элементы формы как облой после прессования таблеток. Измеренная средняя плотность образцов оказалась примерно в 4 раза меньше рентгеновской плотности и составляла около 0.7 г/см^3. На электронограммах разлома пористых образцов хорошо видны полости продолговатой формы, которые возникли после испарения магния. Рентгеновский анализ показал присутствие до 5% Mg, после 2-х часов термообработки, и появление дои 10-15% фазы MgB_4 при более длительных отжигах.

После термообработки трех таблеток, уложенных в стопку в малом объеме, в течение 3-х часов в средней таблетке оставалось около 40% магния (к массе образца), а плотность MgB_2 по образцу составляла около 0.7 г/см^3. Размеры и форма также сохранялись.

Методом Холловской диагностики исследованы диамагнитные (сверхпроводящие) свойства MgB_2 низкой плотности. На рис.1 приведены результаты измерений намагниченности образцов при отогреве в постоянном поле после ZFC процесса.

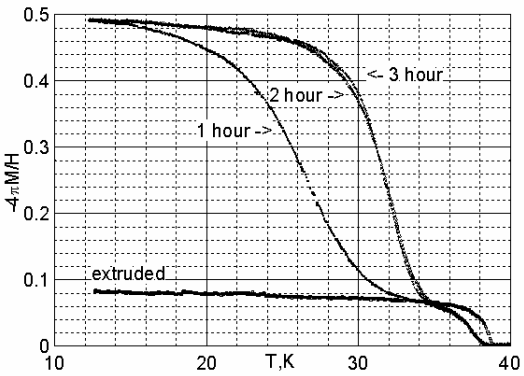


Рис. 1 Средняя восприимчивость $-4\pi M/H$ образцов (таблеток) в зависимости от температуры в поле H=3 Э после ZFC процесса. Обозначения: extruded – исходный образец со средней плотностью MgB_2 $d \approx 0.7$ г/см^3, 1 hour – термообработка 1 час, 2 hour – термообработка 2 часа, 3 hour – термообработка 3 часа

Диамагнитный момент исходного образца – мал, поскольку изначально в спрессованной таблетке частицы MgB_2 изолированы друг от друга несверхпроводящим магнием. После термообработки между кристаллитами возникает сетка сверхпроводя-

щих мостиков, и момент резко возрастает. В частности, при T= 4.2 К момент пористого образца на порядок больше, чем у исходного.

Излом на зависимостях $M(T)$ указывает на существование двух фаз с различными критическими температурами: высоко температурная фаза с T_{c1} = 38 К таким же, как для исходных кристаллитов, и низко температурная фаза с $T_{c2} \approx 34$ К для системы сеток.

Из измерений петель гистерезиса намагниченности (образец 3 hour, на рис.1) оценено значение критического тока в рамках модели Бина [6]. На рис.2 изображена зависимость критического тока от температуры в нулевом поле.

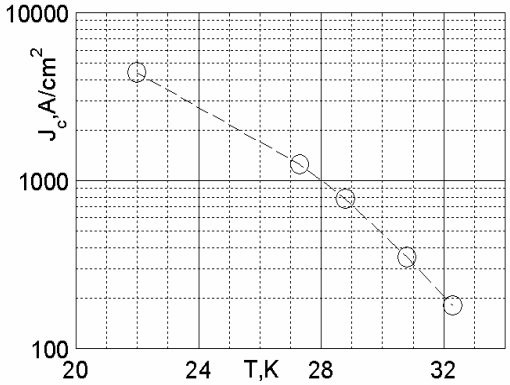


Рис. 2. Критическая плотность тока J_c в зависимости от температуры T в нулевом поле (образец 3 hour, на рис.1).

С учетом того, что MgB_2 занимает около 25% объема образца, величина плотности критического тока уступает менее чем на порядок величине J_c в проводах [6, 7].

Были изготовлены образцы с исходным составом MgB_2:Mg ≈ 1:2.7 со средней плотностью MgB_2 около 0.45 г/см^3. После отжига стопки в течение 2-х часов в среднем образце осталось около 60% магния (к массе образца). На рис.3 приведены измерения намагниченности этого образца в поле 4 Э после ZFC.

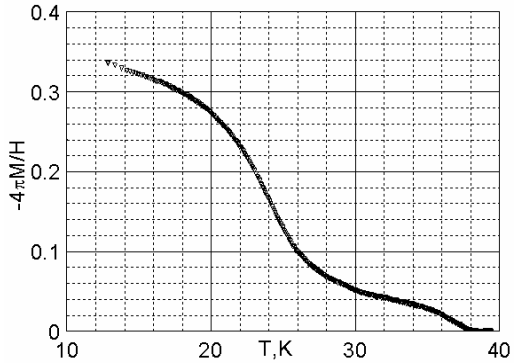


Рис 3. Температурная зависимость средней восприимчивости образца с плотностью MgB_2 около 0.45 г/см^3.

Видно, что этот образец также является двух фазным, но межкристаллические сетки имеют $T_c \approx$ 28 К на 10К ниже, чем у плотно кристаллической фазы.

Формирование системы сеток является следствием твердофазной реакции, по которой образуется MgB_2. При избытке магния возникают фрактальные связи (нити) между кристаллитами. Фрактальная структура имеет большое число дефектов (вакансий), что, по-видимому, объясняет ее низкую критическую температуру [8]. С другой стороны, система сеток имеет высокие критические токи, которые замкнуты по всему сечению образца, что обеспечивает большой диамагнитный момент, по сравнению с изолированными кристаллитами.

1. Miu L et al., J. Superconductivity, 3, 391 (1990).
2. S. X. Dou et al., Physica C, 361, 79 (2001).
3. T. C. Shields et al., Supercond. Sci. Technol., 15, 202 (2002).
4. G. Grasso et al., Appl. Phys. Lett., 79, 202 (2001).
5. A. Serquis et al., Appl. Phys. Lett. 82, 1754 (2003).
6. S. Soltanian et al., Physica C 382, 187 (2002).
7. B. A. Glowacki et al., Physica C 372–376, 1254 (2002).
8. A. Gurevich et. al., cond-mat/0305474.

Анизотропные обменные взаимодействия в $CuTe_2O_5$

Р.М. Еремина
Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН, 420029 Казань, Россия
J.Deisenhofer, A. Loidl, H.-A. Krug von Nidda
Experimentalphysik V, Institute for Physics, Augsburg University, D-86135 Germany

Проведены исследования спектров ЭПР в $CuTe_2O_5$. Из анализа угловой зависимости спектров ЭПР было установлено, что величина обменного взаимодействия между димерами меди в двадцать раз меньше, чем внутри димера.

Наблюдение спин-Пайерлсовского перехода в $CuGeO_3$ [1] стимулировало интенсивные исследования низкоразмерных веществ. Так в $CuTe_2O_5$ наблюдалось также как и в $CuGeO_3$, падение восприимчивости с уменьшением температуры вдоль трех кристаллографических направлений [2]. Магнитная восприимчивость $CuTe_2O_5$ имеет максимум при температуре 56.6К и сильно падает с уменьшением температуры. Температурная зависимость восприимчивости описывается моделью димеров с величиной обменной взаимодействия внутри димера *J=90K* [2]. Аппроксимация хода температурной зависимости восприимчивости при высоких температурах определяет температуру Кюри θ=41К.

Кристаллическая структура $CuTe_2O_5$ определена в работе [3] при комнатной температуре. Пространственная группа P21/c. Элементарная ячейка включает четыре формульные единицы, ее размеры a=6.871Å, b=9.322Å, c=7.602Å, β=109,08^0. Кристаллическая структура $CuTe_2O_5$ приведена на рисунке 1.

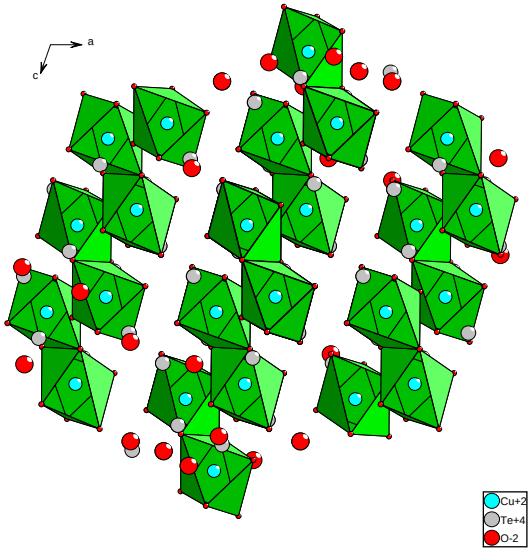


Рисунок 1. Кристаллическая структура $CuTe_2O_5$.

Ионы меди окружены шестью атомами кислорода, которые формируют сильно искаженный октаэдр. Два, соединенных общей гранью, октаэдра определяют магнитные свойства вещества. Расстояние между соседними ионами меди в паре составляет 3.18Å. Катион Te^{4+} изолирует пары меди друг от друга.

Для изучения природы обменных взаимодействий в $CuTe_2O_5$ были проведены измерения спектров ЭПР и их анализ. Образец представлял собой монокристалл 0.2×1×1 мм, прозрачный, цвета морской волны. Образец был предоставлен P.Lemmens (Штутгарт, Германия). Экспериментальное исследование спектров ЭПР проводилось на спектрометре Bruker ELEXSYS E500 CW в X- и Q- диапазонах в температурной области от 5К до 300К. При температурах от 25К до 300К спектр ЭПР $CuTe_2O_5$ состоит из одной Лоренцевой линии. При понижении температуры интенсивность линии следует температурному ходу восприимчивости. В районе 25К линия расщепляется на несколько компонент. Температурная зависимость ширины линии ЭПР приведена на рисунке 2.

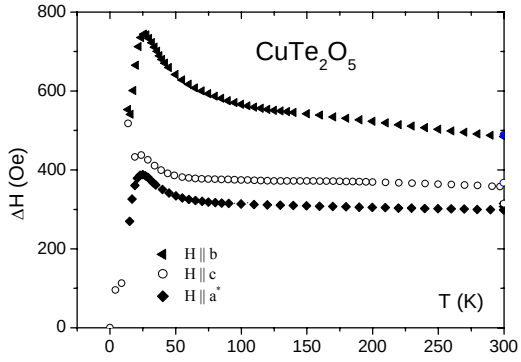


Рисунок 2. Температурная зависимость ширины линии ЭПР в $CuTe_2O_5$ вдоль осей кристалла *b* и *c* и перпендикулярной им оси a^*.

Ширина линии ЭПР выше 50К практически не зависит от температуры вдоль осей *c* и *a**. Вдоль оси *b* ширина линии выше 150К незначительно уменьшается.

Мы исследовали угловую зависимость ширины и резонансного значения поля линии ЭПР при температуре 300К. Анализ угловой зависимости ширины линии ЭПР был проведен аналогично, как в работе [4].

Мы полагаем, что основной вклад в ширину линии ЭПР дают два вида взаимодействий: первое анизотропное обменное - между спинами ионов меди внутри димера $J^i_{\alpha\beta}$ и диполь-дипольные взаимодействия между спинами ионов меди из соседних

димеров $J_{\alpha\beta}^{inter}$. Величина диполь-дипольных взаимодействий рассчитывалась по формуле:

$$H_{dd} = \frac{(g_i S_i)(g_j S_j)\mu_B^2}{R_i^3} - \frac{3(g_i S_i R_i)(g_j S_j R_i)\mu_B^2}{R_i^5}$$

где R_i – расстояние между соседними спинами меди, определенное из работы [3]. Гамильтониан анизотропного обменного взаимодействия между соседними спинами меди внутри димера имеет вид:

$H_{ex} = J_{xx}^{inter} S_x^i S_x^j + J_{yy}^{inter} S_y^i S_y^j + J_{zz}^{inter} S_z^i S_z^j$, где

$J_{xx}^{inter} + J_{yy}^{inter} + J_{zz}^{inter} = 0$.

Ширина линии ЭПР определяется выражением:

$$\Delta H = \frac{\hbar}{g\mu_B} \frac{\left(M_2(J_{\alpha\beta}^i) + C_1 \cdot M_2\left(J_{\alpha\beta}^{inter}\right)\right)}{\omega_{ex}}$$

где $\hbar$ - постоянная Планка, μ_B- магнетон Бора, M_2 – второй момент, связанный с анизотропными обменными взаимодействиями и обменная частота $\omega_{ex} \approx J/\hbar$. C_1 – константа, определяемая из эксперимента, которая равна отношению величин обменных взаимодействий внутри димера и между соседними димерами. Из анализа угловой зависимости ширины линии ЭПР при температурах 50К, 200К и 300К было установлено, что величина обменного взаимодействия между спинами ионов меди из соседних димеров примерно в двадцать раз меньше, чем величина обменного взаимодействия внутри димера ($C_1 \approx 20$). Вклады в ширину линии ЭПР, связанные с диполь-дипольными взаимодействиями между димерами и анизотропными обменными взаимодействиями внутри димера продемонстрированы на рисунке 3, где сплошной линией показан вклад в ширину линии ЭПР анизотропных обменных взаимодействий внутри димера. Пунктирной линией – вклады в ширину линии связанные с диполь-дипольными взаимодействиями.

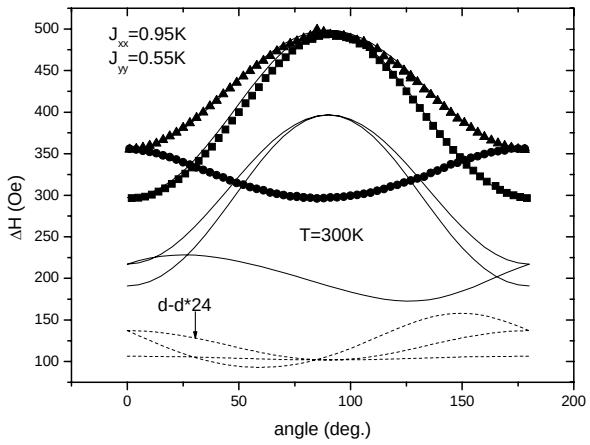


Рисунок 3. Угловая зависимость ширины линии ЭПР в $CuTe_2O_5$ при температуре 300К

Работа выполнена при поддержке «Фонда содействия отечественной науке».

1. M.Hase, I.Terasaki, and K.Uchinokura, Phys.Rev.Lett. 70, 3651 (1993)
2. P.Lemmens, G.Guntherodt, C.Gros, Physics Reports 375 (2003)
3. K.Hanke, V.Kupcik, O.Lindqvist, Acta Cryst. B29, (1973), 963
4. M.Heinrich et. al, Phys.Rev.B 67, 224418 (2003)

Сверхпроводящий ток в полимерных каналах в структурах сверхпроводник - полимер - сверхпроводник

А.Н. Ионов
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт Петербург, Россия
М.Н. Николаева, В.М. Светличный
Институт Высокомолекулярных соединений РАН, 199004 Санкт Петербург, Россия
R. Rentzsch
Institut für Experimentalphysik, Freie Universität Berlin, 14195 Berlin, Germany

В настоящем сообщении мы хотим обратить внимание на некоторые высокомолекулярные полимерные соединения с размерным эффектом проводимости, возникающим только в том случае, если полимер находится между металлическими электродами. При определенных условиях через полимер (P) толщиной более одного микрона может протекать сверхпроводящий ток в структурах Сверхпроводник – Полимер - Сверхпроводник (S –P –S).

Насколько нам известно, первое наблюдение переключения в высоко проводящее (On) состояние при $E < E_c$ (здесь E_c поле пробоя полимерного материала) у недопированных, несопряженных тонких (порядка одного микрона) полимерных пленок было опубликовано в [1]. Эффект переключения наблюдался в отдельных точках поверхности полипропиленовой пленки, нанесенной на металлический электрод при тестировании тонким металлическим зондом в условиях небольшого внешнего давления. Позднее аналогичный эффект был также обнаружен в ряде других полимерных материалов [2 - 5]. В этих работах подтверждалось, что проводящее состояние в полимере имеет канальную природу, при этом с ростом величины тока росло как поперечное сечение проводящего канала, так и их число [5, 6]. Наименьшее регистрируемое сечение составляло порядка 10^{-10} cm^2. Оцененное максимальное значение проводимости было порядка 10^{12} S/cm при температуре кипения жидкого гелия. Более того, при определенных условиях, в случае если электроды переходили в сверхпроводящее состояние, сверхпроводящий ток протекал через полимерную пленку толщиной более чем один микрон [3, 6-8]. При этом в слабом магнитном поле, перпендикулярном направлению тока, наблюдались джозефсоновские осцилляции напряжения при $I \geq I_c$, которые дополнительно подтверждали многоканальную природу проводимости [6-8]. В настоящем сообщении приводятся новые экспериментальные результаты, которые могут быть полезны для понимания механизма возникновения эффекта размерной металлической проводимости в полимерных пленках.

Эксперимент показал, что в тонких полимерных пленках имеется два типа переключения: i) обратимое, которое наблюдается в условиях импульсного напряжения при $E < E_c$ и толщине пленки $d < 1.5$-$2.0\ d_c$; ii) с эффектом памяти (импульсное или постоянное напряжения) при $d \leq d_c$ (здесь d_c критическая толщина пленки, когда переключение происходит практически без приложения внешнего электрического поля E [7].

Абсолютная величина проводимости у структур Металл –Полимер – Металл зависит типа переключения (обратимый или необратимый), от металла электрода, площади контакта металл/полимер, полимера, его состояния (аморфное или кристаллическое, его микротвердости). Так, например: i) при комнатной температуре проводимость у структуры с эффектом памяти много больше, чем у структуры в ON состоянии с обратимым эффектом проводимости; ii) проводимость сополимера (co-poly[4,4'-*bis*(4"-N-phenoxy) diphenyl-sulfone–α,ω-*bis* (γ-amino propyl)oligodimethylsiloxane]imide of 1,3-*bis*(3',4 - dicarboxyphenoxy)benzene] при одинаковой температуре у структуры Sn-P-Sn много больше, чем у Nb-P-Nb или Sn-P-Nb. При этом для двух последних структур вблизи T_c критический ток $I_c \approx (1 - T/T_c)^2$, что характерно для наведенной сверхпроводимости. Тогда как для Sn-P-Sn труктуры $I_c \approx (1 - T/T_c)$, что характерно для точечного контакта двух сверхпроводников iii) В аморфном состоянии полимерной пленки эффект проводимости необратимо исчезает выше 180-190 ^{0}C. Однако при переходе из аморфного в кристаллическое состояние в температурном интервале 260-290 ^{0}C проводимость вновь появляется у кристаллизующего полимера Poly-[4,4′-*bis*(4"-N-phenoxy)diphenyl] amic acid of 1,3-*bis*(3',4-dicarboxyphenoxy)benzene (PAA(R-BAPB)). Проводимость исчезает с дальнейшим нагревом выше 320 ^{0}C когда происходит переход из кристаллического в аморфное состояние. Исследование поверхности с помощью атомно-силового микроскопа показало, что в отличие от аморфного состояния, где поверхность достаточно ровная, в кристаллическом случае поверхность имеет большую шероховатость. При этом абсолютная величина проводимости очень чувствительна к слабому (относительно давления, изменяющую молекулярную структуру полимера) приложенному к электроду одностороннему давлению. Так, например, при относительно слабом давлении не наблюдается сверхпроводящий ток в S-P-S структуре, в то время как с увеличением давления сопротивление у структуры исчезает (рис.1). Исследование сопро-

тивления растекания с помощью проводящего зонда атомно-силового микроскопа (площадь контакта порядка 40 nm^2) показало отсутствие проводимости у приведенных выше полимеров. В то же время в пленках полиамидина, находящихся в кристаллическом состоянии при той же площади зондирующего контакта отчетливо фиксировалась канальная проводимость(рис.2а,б).

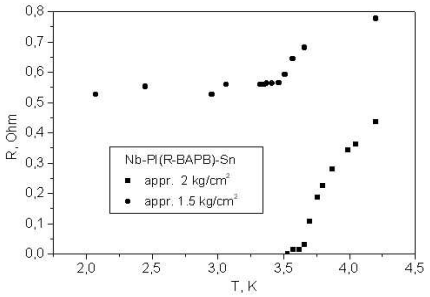


Рис.1. Температурная зависимость сопротивления S-P-S структуры при различных внешних давлениях.

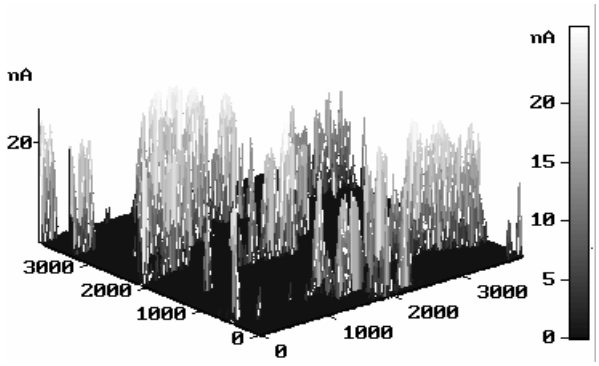


Рис.2а. Распределения тока растекания, снятое AFM микроскопом на поверхности полиамидина (3000x3000nm^2)

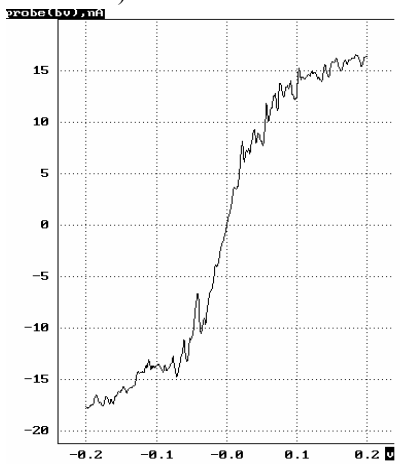


Рис.2б. Вольт-амперная характерисика AFM зонд/полимер в локальном месте.

Таким образом, можно сделать вывод, что для наблюдения эффекта размерной проводимости необходимо, чтобы площадь металлического контакта превышала некоторую критическую.

Электризация полимеров при контакте с металлами, т.е. перенос заряда через интерфейс хорошо изученное явление [9]. Было показано, что величина заряда, захватываемого полимером из металла, зависит от контактирующего металла, полимера, способа электризации (внешнее до пробойное электрическое поле, скольжение электрода по поверхности, поворот). Энергетические состояния в полимере, на которые перетекает заряд, очень близки к работе выхода электрона в вакуум для многих металлов, т.е. вблизи 4 eV. Глубина проникновения заряда может достигать 3 микрон. Расположенный в локальных областях полимера заряд создает сильные внутренние электрические поля.

Мы предполагаем, что при достижении критической величины заряда происходит модификация запрещенной энергетической зоны отдельной макромолекулы в результате чего образуется проводящий полимерный канал с характерной длиной совпадающей с глубиной электризации, поскольку при достаточно плотной упаковке макромолекул возможен туннельный перенос заряда с одной макромолекулы на другую.

Настоящая работа была частично поддержана программой “Низкоразмерные квантовые структуры”.

Мы выражаем благодарность М.С. Дунаевскому за AFM измерения.

1. N.S.Enikopopyan, S.G.Grusdeva, N.M. Galashina, E.I. Shkljarova, L.N. Grigorov. Dokl. AN USSR**,** 283, 1404 (1985**)**.

2. N.S.Enikolopyan, L.N.Grigorov, and S.G.Smirnova. Pis’ma Zh. Exsp. Teor. Fiz., 49, 326 (1989) [JETP Lett., 49, 371(1989**)**]

3. V. M. Arkhangorodskii, A.N.Ionov, V.M. Tuchkevich, and I.S. Shlimak. Pis’ma Zh. Exsp. Teor. Fiz., 51, 56 (1990)[JETP Lett., 51, 67 (1990**)**].

4. M. Iwamoto, T.Kubota, M.Nakagawa**.** Japanese Journal of Applied Physics, *29*, 116 (1990).

5. O. A. Scaldin, A.Yu. Zherebov, A.N. Lachinov, A.N. Chuvyrov, and V.A. Delev. Pis’ma Zh. Exsp. Teor. Fiz., 51, 141(1990).

6. A.N. Ionov, A.N. Lachinov, and R. Rentzsch**.** Pis’ma Zh. Tekh. Fiz., 28, 69 (2002)[Tech. Phys. Lett., 28, 608 (2002)].

7. A.N. Ionov, V.A. Zakrevskii, and I.M. Lazebnik. Pis’ma Zh. Tekh. Fiz., 25, 36 (1999)[Tech. Phys. Lett., 25, 691 (1999)]

8. A.N. Ionov and V.A. Zakrevskii. Pis’ma Zh. Tekh. Fiz., 26, 34 (2000)[Tech. Phys. Lett**.**, 26, 910 (2000)].

9. J. Lowel, A.C. Rose-Innes, Adv. Phys. **29** 947 (1980) and references therein

Транспортные свойства атомно-разупорядоченных соединений с тяжелыми фермионами CeT_2X_2 (T=Ni, Cu, Pd; X=Si, Ge) и $CeCu_6$

Карькин А. Е., Кривощеков А. С., Бергер И. Ф., Воронин В. И., Акшенцев Ю. Н., Гощицкий Б. Н.
Институт Физики металлов, 620219, Екатеринбург, ГСП-170

В системах с тяжелыми фермионами (ТФ) с упорядоченно расположенными атомами *f*-элементов (решетка Кондо) при низких температурах *T* образуется Ферми-жидкостное (ФЖ) состояние, соответствующее когерентному движению носителей заряда аномально большой массы. При повышении температуры это состояние распадается на две независимые системы: локализованные f-электроны с хорошо определенным магнитным моментом и легкие электроны проводимости [1].

Чтобы изучить роль упорядоченного расположения атомов в решетке Кондо в формировании ФЖ состояния, мы исследовали влияние атомного разупорядочения на электросопротивление $\rho(T)$ и постоянную Холла $R_H(T)$ в ряде ТФ соединений. Соединения $CeCu_2Ge_2$, $CePd_2Ge_2$ и $CePd_2Si_2$ являются антиферромагнетиками с $T_N \approx 4.0$, 4.5 и 10.5 K, соответственно; $CeNi_2Ge_2$ и $CeCu_2Si_2$, показывают не Ферми-жидкостное (НФЖ) поведение с линейным низкотемпературным $\rho(T)$ вместо квадратичного в ФЖ системах. Для соединения $CeCu_6$, имеющего большую эффективную массу электронов, также была изучена кристаллическая структура методом нейтронной дифракции и проведены измерения намагниченности.

Все соединения были облучены быстрыми нейтронами (флюенс $\Phi = 2\cdot10^{19}$ см$^{-2}$) при температуре 330 K.

После облучения соединения $CeCu_6$ тип кристаллической структуры (группа Pnma), сохраняется, при этом параметры *a* и *c* увеличились на 0.2% и 0.7%, соответственно, а параметр *b* уменьшился на 0.5%; в то же самое время, среднеквадратичные смещения $\langle u^2\rangle$ увеличились от 0.008 A^{-2} до 0.014 A^{-2}. Числа заполнения для атомов Ce и Cu не меняются с точностью 0.01.

Температура АФМ перехода в облученных образцах $CeCu_2Ge_2$ и $CePd_2Ge_2$ немного уменьшилась, в то время как в $CePd_2Si_2$ АФМ переход подавляется. Остаточное электросопротивление в этих соединениях увеличивается от 5-10 мОм*см до 100-300 мОм*см, в то время как низкотемпературный квадратичный вклад уменьшается.

Высокотемпературный отжиг образцов приводит к восстановлению начальных свойств.

На Рис. 1. показаны температурные зависимости электросопротивления $\rho(T)$ и постоянной Холла $R_H(T)$ (вставка) для $CeCu_6$. Кривая 1 – исходный образец, кривая 2 – облученный. Чтобы объяснить такой вид зависимости $R_H(T)$, мы предполагаем, что существуют, по крайней мере, три типа носителей зарядов в исходном образце: легкие и тяжелые электроны, и легкие дырки (многозонная модель) с различными температурными зависимостями электросопротивления.

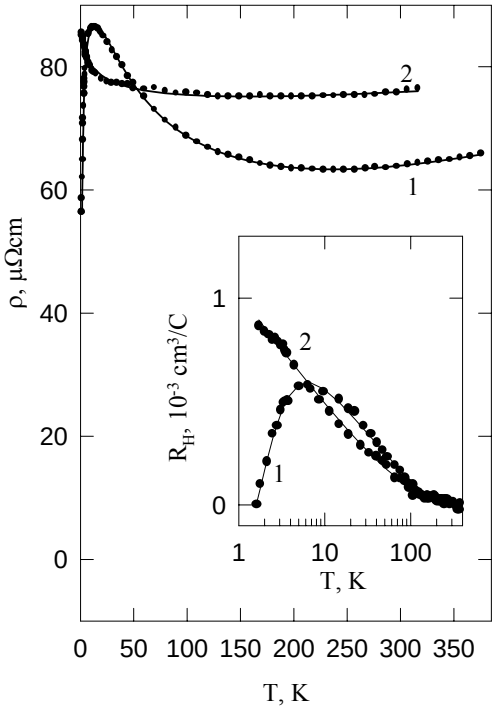


Рис. 1 Температурные зависимости электросопротивления $\rho(T)$ и постоянной Холла $R_H(T)$ для $CeCu_6$. Кривые 1 и 2 – начальное и облученное состояния, соответственно.

В высокотемпературной области зависимости $R_H(T)$ наблюдается практически полная компенсация электронного и дырочного вкладов. При уменьшении температуры происходит увеличение дырочного вклада, который достигает максимума при $T \approx 5$ K, а в дальнейшем вновь уменьшается из-за компенсации тяжелыми электронами. Легкие электроны испытывают сильное магнитное рассеяние (эффект Кондо), что приводит к появлению в $\rho(T)$ и $R_H(T)$ логарифмического члена (вставка, рис. 1). Облучение приводит к исчезновению ТФ канала проводимости, так что логарифмическая низкотемпературная зависимость $\rho(T)$ и $R_H(T)$ становиться видимой. Очевидно, подобная многозонная модель может применяться также и к другим соединениям с тяжелыми фермионами.

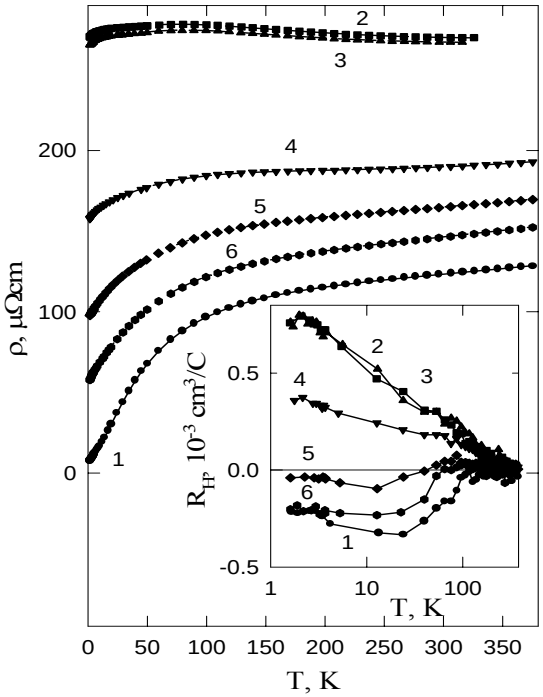


Рис. 2. электросопротивление $\rho(T)$ для исходного (1), облученного (2), и отожженных при T=100ºC (3), 200ºC (4), 300ºC (5) и 400ºC (6) монокристаллического образца $CeNi_2Ge_2$. На вставке – $R_H(T)$ в полулогарифмическом масштабе ($H \parallel c$).

Подобное поведение транспорта наблюдается и в соединениях CeT_2X_2 (T=Ni, Cu, Pd; X=Si, Ge), но в НФЖ соединениях $CeNi_2Ge_2$ и $CeCu_2Si_2$ (Рис. 2) вклады тяжелых и легких носителей в электронные транспортные свойства отличаются от рассмотренных вкладов для ФЖ соединений. После облучения соединение $CeNi_2Ge_2$ не проявляет ФЖ поведения, так как после облучения все еще наблюдается линейная низкотемпературная зависимость в $\rho(T)$. Анизотропия электросопротивления ρ_c/ρ_{ab} меняется от 3.6 при низкой температуре до 0.6 при высокой температуре в исходном образце. Облучение нейтронами приводит к тому, что ρ_c/ρ_{ab} становится независимым от температуры.

На Рис. 3 показаны температурные зависимости намагниченности M и обратной восприимчивости для начального и облученного состояния (кривые 1 и 2, соответственно) соединения $CeCu_6$. При уменьшении температуры от 100 K намагниченность образца медленно растет до насыщения, что характеризует ТФ состояние. В облученном образце намагниченность резко возрастает при 1.8 K из-за присутствия локализованных состояний, демонстрируя зависимость типа Кюри-Вейсса (вставка, рис. 3).

В заключение нами было показано, что атомное разупорядочение приводит к практически полному подавлению ТФ состояния в изученных соединениях, что соответствует сильному (на два порядка) уменьшению концентрации тяжелых носителей зарядов, при этом изменения параметров легких носителей малы.

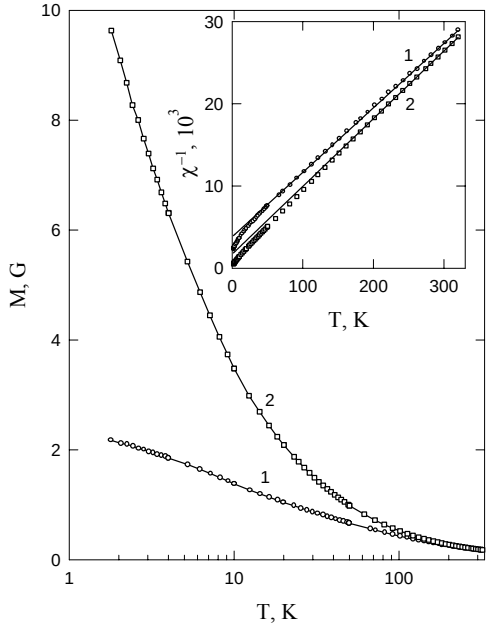


Рис. 3. Температурные зависимости намагниченности M и обратной магнитной восприимчивости χ в поле H = 0.5 Тл для $CeCu_6$. Кривые 1 и 2 соответствуют начальному и облученному состоянию.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минпромнауки РФ (Гос. Контракты № 40.012.1.1.1150, № 40.012.1.1.1356/Договор № 12/04), Программы государственной поддержки ведущих научных школ РФ (Проект № НШ-639.2003.2), РФФИ (Проект № 04-2 -16053) и Программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Квантовая макрофизика» (Гос. Контракт № 1000-251/П-03/040-348-11054-269, Проект № 3 УрО РАН).

[1] G. R. Stewart, Rev. of Mod. Phys.

Влияние давления и магнитного поля на процессы переноса заряда в плотных слоях ориентированных углеродных нанотрубок

З.Я.Косаковская[1], И.А.Чабан[2], B. Sundqvist[3], Bingbing Liu[3], Г.Г.Косаковский
[1)] *Институт радиотехники и электроники РАН, 125009, Москва, Россия*
[2)] *Акустический институт им. ак.Н.Н.Андреева, 117036, Москва, Россия*
[3)] *Department of Experimental Physics, Umea University, 901 87 Umea , Sweden*

Приводятся результаты измерения электрического сопротивления вдоль плотного слоя углеродных нанотрубок, ориентированных нормально к подложке, как функции температуры при атмосферном давлении и гидростатическом давлении 0,7 ГПа. При давлении 0,7 ГПа в образцах с однослойными нанотрубками наблюдалось резкое падение сопротивления на 6 - 7 порядков в интервале температур 250-330К. Эти результаты интерпретируются как возникновение сверхпроводимости вдоль слоя, связанной с существованием кольцевых токов вокруг нанотрубок. Приводятся результаты измерения сопротивления нанотрубного слоя в магнитном поле как функции угла между магнитной индукцией и нормалью к слою, подтверждающие существование таких токов.

Более десяти лет свойства углеродных нанотруб, являющихся квазиодномерными полыми цилиндрическими молекулами нанометрового диаметра и длиной до нескольких микрон, вызывают повышенный интерес исследователей. Значительная часть теоретических и экспериментальных работ связана с исследованием электропереноса вдоль индивидуальной нанотрубки или жгута нанотрубок. Наиболее интересным экспериментальным результатом является обнаружение бездиссипативного характера электронного транспорта вдоль нанотрубки длиной в несколько микрон, наблюдаемого при низких температурах [1,2].

Известно много работ по исследованию электронного транспорта на межмолекулярном уровне в пленках из ориентированных нанотрубок и прессованных образцах с произвольной ориентацией нанотрубок. Исследовалось влияние температуры, магнитного поля, давления на перенос заряда между нанотрубками [3,4]. Однако эти исследования проводились на образцах с низкой плотностью нанотрубок, когда расстояние между стенками соседних нанотрубок значительно превосходило их радиус. Поскольку взаимодействие между нанотрубками в таких образцах сравнительно слабое (ван-дер-ваальсовское), то проводимость в них имела прыжковый характер. В экспериментальной работе [6] авторами наблюдался захват магнитного потока в многосвязанной структуре из углеродных нанотрубок, который авторы связывают с существованием кольцевых токов. О возможности бездиссипативного движения делокализованных электронов в плоскости перпендикулярной оси нанотрубки по кольцевым орбитам, либо спиральным орбитам (для хиральных нанотрубок) сообщалось в теоретических работах [7,8].

Предметом нашего сообщения являются результаты исследования проводимости плёнок с высокой плотностью ориентированных углеродных нанотруб при воздействии на них давления и магнитного поля. Исследованные нами плёнки из углеродных нанотрубок толщиной 0,28 мкм были синтезированы на кварцевой подложке электронно-лучевым методом [5]. Структура полученных образцов изучалась методом сканирующей туннельной микроскопии. Плёнки имели высокую плотность однослойных нанотрубок диаметром 1.1нм, нормально ориентированных к подложке и объединенных в жгуты диаметром 3-5нм. Расстояние между стенками нанотрубок в жгутах 0,16 - 0,18 нм и расстояние между жгутами 1 - 2 нм.

Если допустить существование кольцевых токов вокруг нанотрубки, то на внешних поверхностях плотных жгутов нанотрубок π-электроны не израсходованы и в результате перескоков π-электронов по связям могут образовываться кольцевые токи, которые можно рассматривать, как результат сложения кольцевых токов отдельных нанотрубок расположенных близко друг к другу. Для того, чтобы эти перескоки были достаточно эффективными, температура должна быть достаточно высокой. Эти кольцевые орбиты квантованы, и каждая может содержать не более двух электронов. Появление кольцевых токов не только может увеличить проводимость в направлении, перпендикулярном к трубкам, но и увеличить магнитные моменты нанотрубок. При существовании кольцевых токов должен появиться гистерезис в результате захвата магнитного потока кольцевыми токами. Роль этих кольцевых токов может оказаться и более значительной. Возможно, что при определённых условиях (например, под давлением) происходит перекрытие кольцевых орбит жгутов, имеющих по одному электрону, и электронам будет выгоднее оказаться на одной орбите с противоположно направленными спинами. В результате появится набор двухуровневых систем. Эти уровни образуют две узкие полосы (узость связана со слабостью перекрытия). Расстояние между полосами равно энергии разрыва пары. При достаточно низких температурах нижняя полоса будет заполненной, а верхняя пустой. Резонансное движение пар, возможное благодаря узости полосы, и наличие щели между этими двумя полосами приведёт к сверхпроводимости при перекрытии орбит двухуровневых систем, превышающем порог протекания. Движение пар будет носить кооперативный характер. Критическая температура будет определяться следующим выражением:

$$T_к = b\, k_Б^{-1} [\, E_2 - E_1 + 0{,}5\, (W_1 + W_2)\,],$$

где E_1 и E_2 – энергии, соответствующие серединам этих полос, W_1 и W_2 - ширины этих полос, $k_Б$ - постоянная Больцмана, b - постоянная порядка единицы. Сверхпроводимость будет иметь место при $T<T_к$.

Нами были проведены измерения сопротивления плёнок при атмосферном давлении и комнатной температуре в магнитном поле 0.9 Тл как функции угла между магнитной индукцией и нормалью к слою (Рис.1).

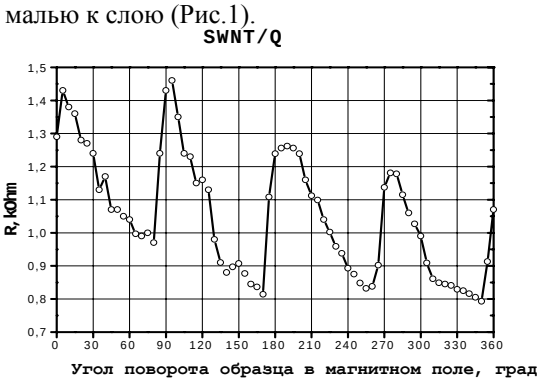


Рис 1.

Вращение образца производилось с постоянной угловой скоростью ω. Как видно из рис.1, при φ≅90, 180, 270 и 360° наблюдались максимумы сопротивления. Подъём сопротивления до максимального значения происходил резко, а последующий спад медленно, так что и минимумы сопротивления находились вблизи 90, 180 ,270 и 360°. После одного оборота сопротивление пленок уменьшилось на 17%. После снятие магнитного поля возвращение сопротивления к первоначальному значению происходило через несколько десятков часов.

Полученные данные можно интерпретировать следующим образом. Из-за слабой связи π-электронов с трубкой под действием силы Лоренца $F_л$ происходит их отрыв от трубки. Отрыв π-электронов от трубки в результате их закручивания будет происходить независимо от того, в какую сторону направлена скорость π-электронов. При максимальной F (φ=0,180 и 360°) максимальное количество π-электронов разорвёт связь с нанотрубкой, что приведёт к уменьшению R. Минимумы сопротивления вблизи 90 и 270° можно объяснить возникновением вихревых электрических полей при изменении магнитного поля или, что то же, в возникновении эдс индукции, которая усиливает токи, текущие либо в одну, либо в другую сторону, и является дополнительной причиной, отрывающей π-электроны от трубки. Это приводит к уменьшению сопротивления, но уже при 90 и 270°. Рассмотренный эффект существенен лишь для орбит с достаточно большой площадью, которые мы и рассматриваем. Поскольку притяжение π-электронов к трубкам слабое, то при снятии магнитного поля оторвавшиеся от трубок и ушедшие достаточно далеко π-электроны очень медленно возвращаются в состояние, связанное с трубками. В экспериментах с магнитным полем в слоях из однослойных нанотрубок несмотря на существование кольцевых токов, сверхпроводимость не возникала, поскольку из-за большого расстояния между жгутами нанотрубок перекрытие кольцевых токов было недостаточным.

Были проведены измерения температурной зависимости сопротивления нанотрубной плёнки в интервале температур 125–450 К при атмосферном давлении и при гидростатическом давлении 0,7 ГПа (Рис.2).

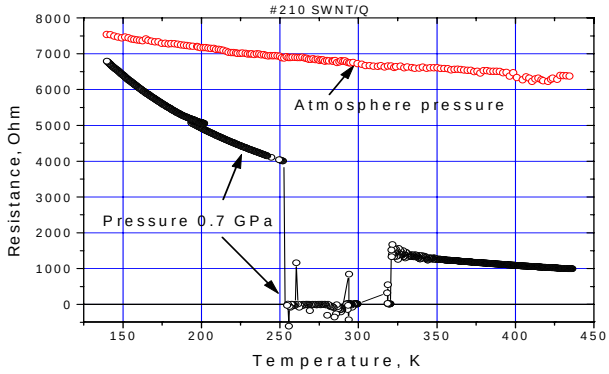


Рис.2.

Температурная зависимость сопротивления при атмосферном давлении и давлении 0.7 ГПа имеет активационный характер. При давлении 0.7 ГПа в интервале температур 250–330К наблюдалось резкое падение сопротивления на 6–7 порядков. Можно предположить, что под давлением возникшие при достаточно высоких температурах кольцевые орбиты, содержащие по одному электрону, перекрываются, что приводит к синглетному спариванию электронов при $T_к$≅330 К и возникновению двухуровневых систем, описанных ранее. Понижение температуры ниже $T_к$ приводит к появлению сверхпроводимости, для возникновения которой достаточно существования резонансного движения пар, обусловленного узостью полосы, достаточного перекрытия орбит и наличия щели. Температура 250 К – температура исчезновения кольцевых токов.

Результаты экспериментов, приведенные выше, являются доказательством существования кольцевых токов. Если мы правы, то в приведённых экспериментах впервые наблюдалась сверхпроводимость на межмолекулярном уровне в плотных структурах из ориентированных нанотруб при комнатной температуре и выше комнатной под давлением.

Авторы благодарны Российскому фонду фундаментальных исследований за поддержку грантами № 04-02-16897 и № 03-02-17499

Bockrath M. et al., Nature (London) 397, 598 (1999).

Stefan Frank et al., Science 280 1744 (1998).

D.S. Tang, Z.X. Bao, L.J. Wang et.al. J. Physics and Chemistry of Solids 61, 1175 (2000).

Bingbing Liu , B. Sundqvist , O. Andersson et al.Solid State Communications 118, 31 (2001)

З.Я. Косаковская, Л.А. Чернозатонский, В.А. Фёдоров. Письма ЖЭТФ, 56 (1),26 (1992).

В.И. Цебро, О.Е. Емельяновский. УФН, 170(8) , 906 (2000).

M. Lisovski, E. Zipper and M. Stebelski. Phys. Rev. B, 59(12), 8305 (1999).

Влияние индуцированного нейтронным облучением разупорядочения на свойства нормального и сверхпроводящего состояний в соединениях $PrOs_4Sb_{12}$ и $LaRu_4Sb_{12}$

А. С. Кривощеков, А. Е. Карькин С. В. Наумов, Н. В. Костромитина, Б. Н. Гощицкий
Институт Физики металлов, 620219, Екатеринбург, ГСП-170

Считается, что основное состояние систем с тяжелыми фермионами (ТФ) возникает при непрерывном переходе от высокотемпературной фазы, в которой *f*-электроны выглядят как локализованные и имеют определенный магнитный момент, к низкотемпературной Ферми-жидкостной фазе, в которой *f*-электроны выглядят как делокализованные и имеют большую эффективную массу m^*. В низкотемпературной области электросопротивление имеет вид $\rho_1(T) = \rho_{01} + AT^2$ с большим коэффициентом A, отвечающим за электрон-электронное рассеяние, в то время как в области высоких температур $\rho(T)$ обычно принимает вид $\rho_2(T) = \rho_{02} - B\ln(T)$, где последний член описывает магнитное рассеяние Кондо типа. На самом деле легкие носители также могут давать существенный вклад в проводимость при низких температурах. Для того чтобы выявить особенности электронных транспортных свойств ТФ соединений, мы изучили влияние атомного разупорядочения, индуцированного нейтронным облучением, на $\rho(T)$ и постоянную Холла R_H монокристаллов $PrOs_4Sb_{12}$ с $m^* \sim 50m_e$, которое представляет интерес из-за сверхпроводимости, наблюдаемой при $T_C = 1.85$ K [1], и $LaRu_4Sb_{12}$ с относительно более низкой массой и более высокой $T_C \approx 3.5$ K.

Монокристаллы $PrOs_4Sb_{12}$ и $LaRu_4Sb_{12}$ выращивали из раствора расплавленной сурьмы [1]. Исходные компоненты были помещены в графитовый контейнер, который, в свою очередь, был помещен в откачанную кварцевую трубку. Трубка была медленно (~20 часов) нагрета до 950˚C, выдержанна при этой температуре в течение 3-5 часов, а затем охлаждена до 640˚C со скоростью (2-5)˚C/час. Кристаллы имели кубическую структуру [2] с параметрами решетки $a_0 = 9.301$ Å для $PrOs_4Sb_{12}$ и $a_0 = 9.270$ Å для $LaRu_4Sb_{12}$, и относительно маленькими величинами $\rho_0 \sim 5$ мкОм*см. Сверхпроводимость наблюдали при $T_C = 1.8$ K в $PrOs_4Sb_{12}$ и 3.35 K в $LaRu_4Sb_{12}$. Кристаллы размерами 1.0·0.6·0.1 мм^3 были облучены быстрыми нейтронами (флюенс $\Phi = 2\cdot10^{19}$ см$^{-2}$ и $5\cdot10^{18}$ см$^{-2}$ для $PrOs_4Sb_{12}$ и $LaRu_4Sb_{12}$, соответственно) при $T_{irr} = (330\pm10)$ K. Облученные образцы были изохронно (20 мин.) отожжены при температурах от 100 до 450˚C.

Исходный образец $PrOs_4Sb_{12}$ демонстрирует очень сложную температурную зависимость $\rho(T)$ (рис. 1). В области $T < 5$ K $\rho(T)$ имеет приблизительно линейную температурную зависимость вместо ожидаемой квадратичной, кроме того, $\rho(T)$ сильно меняется под действием магнитного поля. При $T = (10 - 50)$ K $\rho(T)$ демонстрирует квадратичную зависимость, в то время как при $T > 200$ K она вновь линейна. Радиационное разупорядочение приводят к значительной модификации транспортных свойств как $PrOs_4Sb_{12}$, так и $LaRu_4Sb_{12}$. В $PrOs_4Sb_{12}$ наклон $\rho(T)$ в области высоких температур изменяется от $d\rho/dT > 0$ в исходном состоянии до $d\rho/dT < 0$ в облученном, и восстанавливается после высокотемпературного отжига при T_{ann} = 200ºC. В области низких температур происходит увеличение остаточного электросопротивления. Магнитное поле H приводит к качественным изменениям зависимости $\rho(T)$: от линейной в области низких температур при $H = 0$ к логарифмической при $H = 13.6$ T (Рис. 1).

Постоянная Холла $R_H(T)$ также демонстрирует существенные изменения при облучении (рис. 2), число Холла $n_H = 1/(R_H e)$ при низкой температуре уменьшается от 2.8 до $0.46\cdot10^{21}$ см$^{-3}$.

Исходные значения $\rho(T)$ и $R_H(T)$ практически полностью восстанавливаются после отжига при температуре 450ºC, однако, сверхпроводимость не появляется при $T > 1.45$ K.

Аналогичные эффекты мы наблюдали в монокристалле $LaRu_4Sb_{12}$.

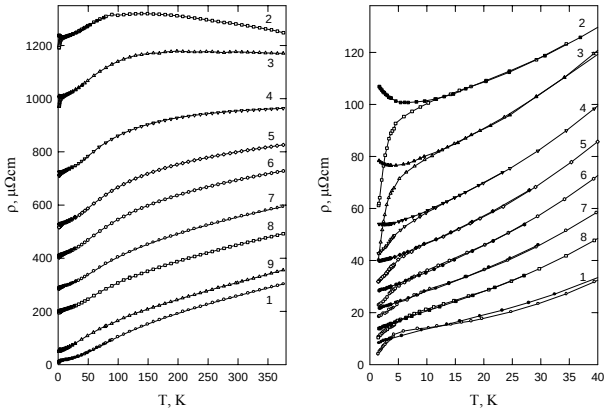


Рис. 1. Электросопротивление $\rho(T)$ для исходного (1), облученного и отожженного при T_{ann} = 100ºC (2), 150ºC (3), 200ºC (4), 250ºC (5), 300ºC (6), 350ºC (7), 400ºC (8) и 450ºC (9) монокристалла $PrOs_4Sb_{12}$ в магнитном поле $H = 0$ (светлые символы) и $H = 13.6$ T (темные символы).

Очевидно, сильная температурная зависимость $R_H(T)$ появляется из-за многозонной природы электронного транспорта с двумя, по крайней мере, типами свободных носителей зарядов (тяжелые и легкие дырки) с качественно различными температурными зависимостями электросопротивлений. Для описания температурной зависимости $R_H(T)$ в поле

H = 13.6 T электросопротивление и R_H могут быть представлены в форме:

$\rho_1 = \rho_{01} + A_1T^2$,

$\rho_2 = \rho_{02} + A_2T - B\ln(T)$,

$R_H = (R_{H1}/(\rho_1)^2 + R_{H2}/(\rho_2)^2)/(1/\rho_1+1/\rho_2)^2$,

где индексы 1 и 2 связаны с дырками двух типов (тяжелые и легкие).

Подгонка (сплошные линии на рис. 2) показывает, что величина R_{H2} остается приблизительно постоянной, в то время как R_{H1} возрастает, то есть концентрация тяжелых дырок $n_{H1} = 1/R_{H1}$ уменьшается при облучении.

Удовлетворительное описание $\rho(T)$ в поле H = 13.6 T (рис. 1) может быть достигнуто при использовании для проводимости выражения $1/\rho = 1/\rho_1+1/\rho_2$. Кривые в нулевом поле не могут быть описаны моделью с двумя типами носителей заряда из-за особенностей электросопротивления в низкотемпературной области T < 5 K (рис. 1).

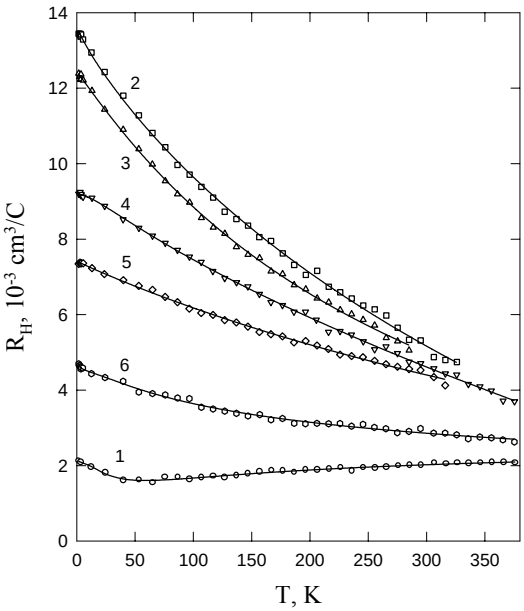


Рис. 2. Постоянная Холла $R_H(T)$ для исходного (1), облученного (2) и отожженного при T_{ann} = 100ºC (3), 200ºC (4), 300ºC (5) и 400ºC (6) монокристалла $PrOs_4Sb_{12}$ в магнитном поле H = 13.6 T.

Для объяснения большой величины положительного магнетосопротивления мы оценили величину обратной подвижности μ^{-1}, так как «обычное» магнетосопротивление (связанное с искажением электронных траекторий) определяется параметром $(H/\mu^{-1})^2$. Используя низкотемпературные значения $\rho \approx 1200$ мОм*см и $R_H \approx 14$ см^3/C для облученного образца, мы получаем $\mu^{-1} \approx 10^3$ T, поэтому этим эффектом можно пренебречь в полях до 13.6 T. Природа влияния H на низкотемпературную область $\rho(T)$ (также называемой упорядочивающейся фазой, возникающей в больших полях), наблюдаемого на кривых с разным беспорядком (рис. 1), обусловлена Зеемановским расщеплением уровней атомов Pr^{3+} $J=4$, возникающим из-за взаимодействия между 4-f электронами и электронами проводимости [3].

В заключение мы показали, что атомное разупорядочение соединений $PrOs_4Sb_{12}$ и $LaRu_4Sb_{12}$ приводит к существенной перестройке электронной структуры, при этом происходит подавление сверхпроводимости и уменьшение концентрации тяжелых носителей заряда. Положительное магнетосопротивление, наблюдаемое в кристаллах с различной степенью беспорядка только при низкой температуре – это свидетельство воздействия магнитного поля на зону электронов проводимости. Электронные транспортные свойства в соединениях $PrOs_4Sb_{12}$ и $LaRu_4Sb_{12}$ могут быть описаны двухзонной моделью с двумя типами носителей зарядов: тяжелыми и легкими дырками.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минпромнауки РФ (Гос. Контракты № 40.012.1.1.1150, № 40.012.1.1.1356/Договор № 12/04), Программы государственной поддержки ведущих научных школ РФ (Проект № НШ-639.2003.2), РФФИ (Проект № 04-2-16053) и Программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Квантовая макрофизика» (Гос. Контракт № 1000-251/П-03/040-348-11054-269, Проект № 3 УрО РАН).

1. E. D. Bauer et al., Phys. Rev. B **65** (2002) 100506(R).

2. W. Jeitscho et al., Acta Crystallogr. B **33** (1977) 3401.

3. P.-C. Ho et al., Phys. Rev. B **67** (2003) 180508(R).

Многощелевая сверхпроводимость и леггетовские плазменные резонансы в $Mg_{1-x}Al_xB_2$

С.А. Кузьмичев, Я.Г. Пономарев, М.Г. Михеев, М.В. Судакова, С.Н. Чесноков,
Физический факультет, МГУ им. М.В. Ломоносова, 119899 Москва, Россия
Е.Г. Максимов, С.И. Красносвободцев, А.В. Варлашкин,
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия
Л.Г. Севастьянова, О.В. Кравченко, К.П. Бурдина, Б.М. Булычев
Химический факультет, МГУ им. М.В. Ломоносова, 119899 Москва, Россия

На поликристаллических образцах $Mg_{1-x}Al_xB_2$ ($0 \le \mathbf{x} \le 0.45$) с помощью техники "break-junction" нами были получены и исследованы микроконтакты (SnS) и контакты туннельного типа (SIS). Оба вида контактов на $Mg_{1-x}Al_xB_2$ продемонстрировали наличие двух различных сверхпроводящих щелей [1, 2] так же, как и образцы MgB_2, об исследовании которых нами было доложено ранее [3].

С помощью туннельной и андреевской спектроскопии получены температурные зависимости для сверхпроводящих щелей Δ_σ и Δ_π. Было обнаружено, что обе щели в $Mg_{1-x}Al_xB_2$ закрываются при одной критической температуре T_c, которая сильно зависит от концентрации алюминия **x**.

Также было установлено, что в исследованном нами диапазоне критических температур $6.5K \le T_c \le 40.5K$ изменение большой щели $\Delta_\sigma(T)$ от температуры близко к стандартной БКШ- зависимости. В то же время температурная зависимость малой щели $\Delta_\pi(T)$ значительно отличается от БКШ- модели, что указывает на сильное влияние 2D σ- зон на сверхпроводящие свойства 3D π- зон за счет внутреннего эффекта близости (эффект близости в **k**-пространстве).

У исследованных образцов $Mg_{1-x}Al_xB_2$ обнаружен скейлинг большой щели Δ_σ и критической температуры T_c. Отношение $2\Delta_\sigma / kT_c = 5.7\pm0.3$ близко по величине к аналогичному отношению у сверхпроводящих купратов. Значение же малой щели Δ_π не изменяется в пределах ошибки измерений в температурном интервале $20K \le T_c \le 40.5K$, а при дальнейшем уменьшении T_c малая щель начинает монотонно убывать. Отношение $2\Delta_\pi / kT_c$ достигает значения БКШ ≈ 3.5 при $T_c \to 0$.

На высококачественных андреевских контактах SnS- типа в $Mg_{1-x}Al_xB_2$ при T = 4.2K нами наблюдалось воспроизводящееся расщепление особенностей, составляющих субгармоническую структуру обеих щелей Δ_σ и Δ_π. По-видимому, такое расщепление может происходить из-за существования в MgB_2 двух σ- зон и двух π- зон и соответствующих им двум парам сверхпроводящих щелей, как это было предсказано в работе [1].

Один из самых интригующих вкладов в теоретическое изучение многозонных сверхпроводников был сделан Леггетом [4]. Он показал, что в двухщелевых сверхпроводниках может существовать особый тип коллективных возбуждений, связанный с небольшими флуктуациями фазы в двух разных сверхпроводящих конденсатах. Открытие двухзонной сверхпроводимости в MgB_2 возобновило интерес к леггетовским коллективным модам [5, 6]. Результаты экспериментальных исследований низкочастотных леггетовских плазменных резонансов в MgB_2 были недавно опубликованы в статье [3].

В настоящей работе мы изучали особенности на первой производной вольтамперных характеристик (ВАХ) наших $Mg_{1-x}Al_xB_2$- контактов на микротрещине связанные с влиянием вызванным леггетовскими коллективными модами. Для андреевских контактов SnS- типа мы наблюдали воспроизводящуюся субгармоническую щелевую структуру вида: $V_{n,m} = (2\Delta_\sigma + m\omega_0) / en$, где ω_0- энергия плазмона. Здесь обычная пороговая энергия $2\Delta_\sigma$ заменяется на $(2\Delta_\sigma + m\omega_0)$ из-за резонансной эмиссии m леггетовских плазмонов в процессе многократных андреевских отражений в микроконтакте.

Из положения особенностей субгармонической щелевой структуры относящейся к большой щели $\Delta_\sigma(\mathbf{x})$ была выведена величина энергии возбуждения $\omega_0(\mathbf{x})$ низкочастотных леггетовских плазменных мод в двухщелевой $Mg_{1-x}Al_xB_2$ ($0 \le \mathbf{x} \le 0.45$) системе. Впервые для образцов $Mg_{1-x}Al_xB_2$ в диапазоне критических температур $6.5K \le T_c \le 40.5K$ была получена зависимость энергии возбуждения ω_0 от величин большой Δ_σ и малой Δ_π щелей. Полученные нами результаты находятся в качественном соответствии с теоретическими предсказаниями, сделанными в работах [4, 5].

1. H. J. Choi, D. Roundy, H. Sun et al., Nature 418 (2002) 758.
2. C. Buzea and T. Yamashita, Supercond. Sci. Technol. 14 (2001) R115.
3. Ya. G. Ponomarev, S. A. Kuzmichev et al., Sol. State Commun. 129 (2004) 85.
4. A. J. Leggett, Prog. Theor. Phys. 36 (1966) 901.
5. S. G. Sharapov, V. P. Gusynin and H. Becle, arXiv: cond-mat/0205131 v1.
6. D. F. Agterberg, E. Demler and B. Janko, arXiv: cond-mat/0201376 v1.

СТРУКТУРА КЕРАМИК $Tl_2Ba_2CaCu_2O_yF_{2x}$ $(0 \le x \le 0,3)$

А.И. Акимов, С.А. Лебедев
Институт физики твердого тела и полупроводников НАН Беларуси

В некоторых случаях сложные оксофториды меди имеют значения критической температуры перехода в сверхпроводящее состояние (T_c) выше [1,4], чем их кислородные аналоги. Сложные слоистые оксофториды меди можно рассматривать как перспективный класс соединений, на основе которых возможно создание высокотемпературных сверхпроводящих материалов.

Фторирование не только повышает значение T_c Tl-содержащих ВТСП, но и способствует получению некоторых однослойных Tl-вых ВТСП (в частности Tl-1223) без частичного замещения Tl на Pb [2–3]. В [5] показано, что добавка фтора к несверхпроводящему Tl-1212 соединению делает его сверхпроводящим.

Целью работы является изучение процессов фазообразования, микроструктуры, структурных особенностей системы $Tl_2Ba_2CaCu_2O_yF_{2x}(0 \le x \le 0,3)$.

Керамические образцы $Tl_2Ba_2CaCu_2O_yF_{2x}$ $(0 \le x \le 0,3)$ (Tl-2212) ВТСП приготавливались с помощью синтеза на воздухе, используя метод твердофазных реакций. Для компенсации потерь таллия дополнительно вводилось 10 мас.% оксида таллия. Образцы прессовались в диски диаметром 18 мм при давлении 100 МПа. Синтез проводился при температуре 840˚С с выдержкой 4 часа.

Для всех полученных образцов были измерены параметры сверхпроводящего перехода резистивным методом на переменном токе (размер образцов $3\times3\times6$ мм^3). Значения температур перехода в сверхпроводящее состояние для синтезированных образцов находились в пределах 96-106 К (удельное сопротивление при комнатной температуре составляет порядка $4,5\times10^{-3}$ Ом м). Отмечен рост T_c от 100,2 К до 105,3 К (для $0 \le x \le 0,2$). Для $x>0,2$ наблюдается спад T_c до 102,4 К.

Для исследования фазового состава применялся количественный рентгенофазовый анализ (дифрактометр ДРОН-4, шаг 0,02˚, выдержка в каждой точке 10 сек). Для определения параметров кристаллической структуры дифрактограммы снимали при комнатной температуре (линии (0 0 2) и (1 1 12) прописаны с шагом 0,001˚ и выдержкой 14 секунд).

Микрорентгеноспектральные исследования проводили на естественных сколах образцов.

Анализ дифрактограмм показал, что образцы кристаллизуются в тетрагональной структуре, причём структура остается тетрагональной во всем изученном интервале концентраций x. Образцы с содержанием $x \le 0,15$ являются однофазными (фаза Tl-2212, возможно присутствие следов фазы $BaCO_3$ (на уровне фона)). Образцы с $x>0,15$ являются многофазными и в качестве примесных фаз содержат BaF_2, $BaCO_3$, CuO , причем доля указанных фаз увеличивается с ростом содержания фтора.

Получены зависимости параметров тетрагональной решётки и объема элементарной ячейки от концентрации фтора для $0 \le x \le 0,25$. С ростом содержания фтора происходит монотонное увеличение периода ***a*** и увеличение периода ***c***. Диапазон изменения параметров a и c составляет 3,864-3,866 Å и 29,266-29,327 Å, соответственно. Рост параметра ***c*** с увеличением содержания фтора можно интерпретировать как результат внедрения фтора в структуру (фтор не только замещает кислород, но и внедряется в структуру, занимая междоузельное пространство). Рост решетки возможен также по причине смены валентности меди от Cu^{2+} до Cu^{+} (из-за зарядовой компенсации при замещении кислорода фтором).

Исследования микроструктуры показало, что полученные образцы представляют собой конгломерат хаотически ориентированных микрокристалликов фазы 2212 пластинчатой формы со средним размером $2\times4\times8$ мкм. По данным рентгеноспектрального анализа элементный состав образцов согласуется с фазами, которые фиксируются на дифрактограмме. Сканирование вдоль зерен (для определения поэлементного содержания) показало, что содержание элементов Tl, Ba, Ca, Cu, O и F в зерне практически не изменяется для каждого из образцов. Для образцов с $x>0,15$ сканирование межзеренной границы выявило различие в содержании основных элементов в зерне и граничной области. На границе отмечено большее содержание меди, чем в зерне. Что может свидетельствовать в пользу образования медьсодержащей фазы (CuO) в межзеренном пространстве. Рентгенофазовый анализ подтверждает наличие не прореагировавших исходных компонентов (CuO). Кроме этого поэлементный анализ позволил выявить наличие корреляций между содержанием таллия и кислорода (меньшему содержанию таллия соответствует меньшее содержание кислорода).

1. C. F. Sun, Y. Xin, D. F. Lu et al., Solid State Communications 101, 849-853 (1997).
2. A. Kikuchi, K. Inoue, K. Tachikawa, Physica C, 337, 180-186 (2000).
3. A. Kikuchi, T. Kinosita, N. Nishikawa, Jpn. J. Appl. Phys. 27, L167 (1995).
4. N. M. Hamdan, Kh. A. Ziq, A. S. Al-Harthi, Physica C 314, 125-132 (1999).
5. Y. Xin, K. W. Wong, G. F. Sun, D. F. Lu, Solid State communications 87, 1065 (1993).

Захват магнитного потока и ядерная спин-решеточная релаксация в углеродных образцах с нанотрубными структурами

О. Е. Омельяновский, А. В. Садаков, В. И. Цебро
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия
Е. Г. Николаев
Институт физических проблем им. П.Л. Капицы, 119334 Москва, Россия

Исследованы магнитные свойства углеродных катодных депозитов, содержащих многосвязную структуру из многослойных нанотрубок. В этих образцах обнаружено сильное влияние термомагнитной предыстории на величину остаточной намагниченности, а также на характер ядерной спин-решеточной релаксации ^{13}C при 4.2 К. Кроме этого установлено, что зависимость остаточной намагниченности от времени при комнатной температуре удовлетворительно описывается логарифмическим законом.

Ранее [1,2] сообщалось об экспериментальном наблюдении захвата магнитного потока в образцах катодных депозитов, содержащих многосвязную структуру из многослойных углеродных нанотрубок. В данной работе основное внимание уделялось исследованию поведения остаточной намагниченности $M_г$ образцов при их охлаждении из области высоких температур до 4.2 К в режимах охлаждения в магнитном поле и без поля (т.н. “field cooling” (FC) и “zero-field cooling” (ZFC)). Кроме того представляло интерес измерить кривые релаксации $M_г(t)$ при высоких (комнатных) температурах, поскольку ранее (см. [1]) была сделана только оценка характерного времени релаксации захваченного магнитного потока. Для получения дополнительной информации о причинах захвата потока в этих образцах были проведены эксперименты ЯМР, и в частности исследовано влияние режимов охлаждения образца (FC и ZFC) на характер спин-решеточной релаксации ядер ^{13}C при 4.2 К.

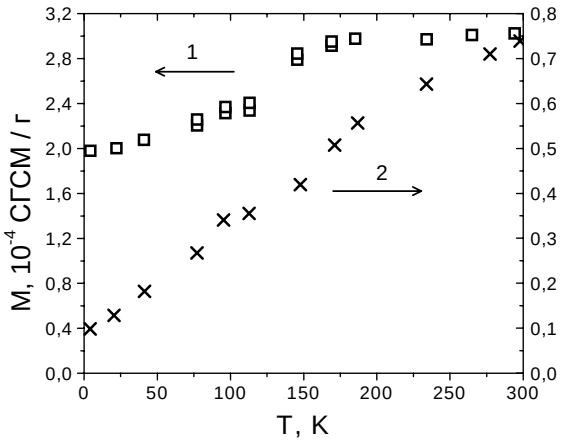


Рис.1. Зависимость остаточной намагниченности $M_г$ от температуры начала охлаждения образца в магнитном поле 500 Э (режим FC, см. текст) для образцов №1 и №2.

Также как и в [1], измерения намагниченности проводились на СКВИД-магнитометре в полях до 500 Э. Образцы представляли собой набор из углеродных колонок внутренней части катодного депозита с содержанием многослойных нанотрубок порядка 30 (об.) %. Однако в отличие от предыдущих исследований, где углеродные колонки общей массой от одного до нескольких миллиграмм были собраны вместе и ориентированы, в новых экспериментах измерения проводились на образцах массой от 40 до 80 мг, состоящих из хаотически ориентированных отдельных колонок или их связок. Сравнение результатов измерений при $T = 4.2$ К намагниченности образцов, приготовленных как из различных частей одного депозита, так и из разных депозитов, показало, что при общем примерном равенстве магнитной восприимчивости гистерезис кривых намагничивания $M(H)$ имеет место практически во всех случаях – меняется только величина остаточного намагниченности $M_г$, причем от образца к образцу в очень широких пределах.

На рис.1 в качестве примера показаны результаты измерения величины $M_г$ в зависимости от температуры начала охлаждения (режим FC) для двух образцов с сильно отличающейся величиной остаточной намагниченности. Левые крайние точки при 4.2 К соответствуют значениям $M_г$, полученным после охлаждения образца в нулевом магнитном поле (режим ZFC) и последующего ввода и вывода поля. Остальные точки получены следующим образом: образец нагревался до температуры T, затем вводилось поле 500 Э, а после охлаждения до 4.2 К поле выводилось и измерялась остаточная намагниченность. Из приведенных данных видно, что охлаждение в поле приводит к существенному росту остаточного момента с увеличением температуры начала охлаждения образца. Причем для образца с малым значением остаточной намагниченности этот рост оказывается куда более сильным – примерно на порядок величины при увеличении температуры начала охлаждения от 4.2 до 300 К (см. кривую для образца №2 на рис.1).

Были проведены также измерения зависимости остаточной намагниченности от времени при длительной выдержке образцов при комнатной температуре. Оказалось, что релаксационные зависимости $M_г(t)$ удовлетворительно описываются логарифмическим законом, характерным для явления термически активированного крипа потока в сверхпроводниках II рода, при этом остаточная намагни-

ченность уменьшалась примерно на 10 % величины при увеличении времени выдержки в 10 раз.

Эксперименты ЯМР на образцах с более сильным эффектом захвата магнитного потока обнаружили сильную зависимость характера спин-решеточной релаксации ^{13}C при температуре 4.2 К от термомагнитной предыстории. На рис.2 показаны фрагменты кривых восстановления продольной намагниченности ядер углерода для образца №1. Данные, обозначенные белыми кружками, получены после охлаждения образца в поле 20 кЭ, а обозначенные черными кружками получены после выдержки образца в течении 15 часов при 4.2 К в нулевом магнитном поле и последующего ввода магнитного поля 20 кЭ.

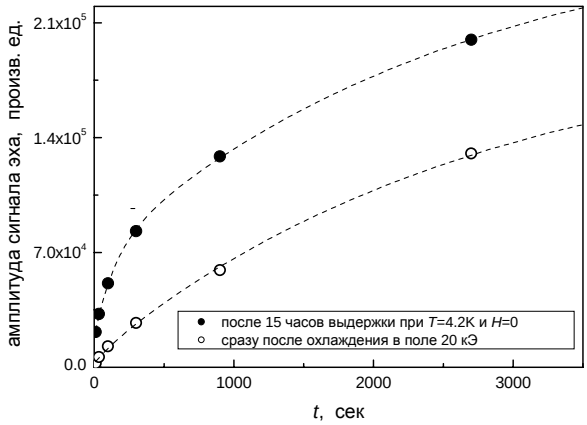


Рис. 2 Зависимости амплитуды сигнала эха ^{13}C от времени задержки после насыщающей последовательности. T=4.2 К, H=20 кЭ. Пунктирные линии – аппроксимация суммой двух экспонент.

Как видно из рисунка, релаксационные кривые достаточно хорошо аппроксимируются суммой двух экспоненциальных вкладов. В случае выдержки образца без поля времена спин-решеточной релаксации T_1 для этих вкладов равны 140 и 2700 сек, при этом доля более быстрого вклада составляет около 20%. Охлаждение образца в этом поле приводило к уменьшению быстрого вклада примерно в десять раз, при этом более медленный вклад не претерпевал заметных изменений. Следует также отметить, что в обоих случаях длительная выдержка образцов в поле 20 кЭ при 4.2 К не приводила к сколько-нибудь заметному изменению характера релаксации. Повторение этих экспериментов через год показало, что качественно эффект сохранился, однако стал менее ярко выраженным, а именно, для наблюдения изменения характера релаксации образец пришлось выдерживать при низкой температуре без поля существенно дольше (около двух суток). Кроме этого заметно увеличилась доля быстрого вклада в релаксацию после охлаждения образца в поле.

Существенное уменьшение быстрого вклада в релаксацию после охлаждения в поле можно рассматривать как результат сильного уширения спектра ЯМР областей, ответственных за этот вклад, из-за чего сигнал от них становится ненаблюдаемым. Такое уширение спектра можно естественным образом связать с локальной неоднородностью намагниченности в этих областях, возникающей при охлаждении в силу тех же причин, что и наблюдаемый в магнитных измерениях остаточный момент. Уменьшение эффекта со временем также коррелирует с ранее проведенными с интервалом в год измерениями намагниченности, которые показали значительное уменьшение остаточного момента за это время. Пока непонятными остаются причины, по которым длительная выдержка образца при гелиевой температуре без поля приводит к росту быстрого вклада в релаксацию. Отметим, что магнитные измерения не обнаружили заметного затухания остаточного момента при 4.2 К.

Обсуждая возможные причины происхождения остаточной намагниченности и необычного поведения спин-решеточной релаксации ^{13}C в исследованных образцах углеродных катодных депозитов можно рассмотреть два основных сценария. Первый сценарий предполагает захват потока в многосвязной сетке из углеродных нанотрубок, что подразумевает существование в этой сетке сверхпроводимости с достаточно высокой температурой перехода или бездиссипативного электронного транспорта иной природы. Другое объяснение связано возможностью ферромагнитного упорядочения в различных углеродных модификациях при высоких температурах [3]. Полученные нами результаты пока не позволяют сделать однозначный выбор в пользу одного из этих сценариев. Большинство фактов (захват потока, увеличение остаточной намагниченности при охлаждении в поле, релаксация остаточной намагниченности) могут быть объяснены как с точки зрения сверхпроводимости, так и ферромагнетизма. Уменьшение сигнала ЯМР при охлаждении в поле (FC), свидетельствующее о возникновении заметной неоднородности намагниченности, является аргументом скорее в пользу ферромагнетизма (сверхпроводящее состояние обычно более однородно после FC, чем после ZFC и ввода поля). Вместе с тем рост быстрого вклада в релаксацию ^{13}C только после длительной выдержки при гелиевой температуре без поля пока вообще не имеет объяснения. Таким образом для окончательного выбора между упомянутыми двумя возможностями необходимы дальнейшие исследования.

Авторы благодарны А.П. Моравскому за изготовление образцов катодных депозитов.

Работа поддержана РФФИ (грант №03-02-17445) и Федеральным агентством по науке РФ (контракты №541-02 и №40.012.1.1.1357).

1. В.И. Цебро, О.Е. Омельяновский, А.П. Моравский, Письма в ЖЭТФ 70, 457 (1999).

2. В.И. Цебро, О.Е. Омельяновский, УФН 170, 906 (2000).

3. Т.Л. Макарова, ФТП 38, 641 (2004).

О возможности проявления ВТСП с повышенными T_C в интерфейсах CuO - Cu и $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ - Cu

В.В.Осипов, С.В.Наумов
Институт физики металлов УрО РАН,620219, Екатеринбург,Россия.

Исследованы температурные зависимости электропроводности и вольт-амперные характеристики (ВАХ) образцов, представляющих собой монокристаллы CuO, на естественные грани которых нанесена термическим испарением в вакууме или электролизом пленка Cu. Показано, что на ряде образцов после электротермического или термического отжига электропроводность, отнесенная к пленкам Cu, возрастает в десятки, сотни и даже более чем в 150 тысяч раз по сравнению с контрольными пленками Cu на ситалле. Полученные результаты объясняются образованием между CuO и Cu интерфейсного слоя, природа высокой электропроводности которого в настоящее время неясна. Предполагается, что связанная с этим слоем гигантская электропроводность, ее ВТСП-подобное изменение с температурой и нелинейность ВАХ могут быть обусловлены формированием сверхпроводящих областей с Тс значительно превышающими 400К

С целью выяснения предварительной возможности создания полевого транзистора в структурах типа ВТСП-изолятор-металл и CuO-изолятор-Cu исследовано экранирование радиочастотного магнитного поля более простыми контактными структурами - интерфейсами $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$-Cu и CuO-Cu, не обладающими эффектом гигантской электропроводности, при пропускании тока через них перпендикулярно плоскости контакта. Образцы изготавливались из монокристаллов CuO и $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ на естественные грани которых термическим испарением в вакууме наносилась пленка Cu. Получены следующие основные результаты. При приложении к контакту отрицательных импульсов электрического поля перпендикулярно его плоскости обнаружено возникновение магнитного экранирования радиочастотного магнитного поля при создании обогащенного носителями заряда слоя вблизи контакта. При противоположной полярности импульсов (создание обедненного слоя) никаких изменений в экранировании обнаружено не было. При этом вольт-амперая характеристика обладала выпрямляющими свойствами (диод Шоттки). Начало возникновения экранирования в обоих случаях сдвигалось в сторону комнатной температуры и выше при увеличении амплитуды импульсов электрического поля.

Исследованы электрические и магнитоэкранирующие свойства интерфейсов CuO-Cu и $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ - Cu. Образцы изготавливались из монокристаллов CuO и $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$, на естественные грани которых наносилась пленка Cu. На монокристаллы CuO пленка Cu наносилась как термическим испарением в вакууме, так и электролизом. На монокристаллы $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ пленка Cu наносилась термическим испарением в вакууме. Получены следующие основные результаты.

Для ряда образцов CuO-Cu показано, что после электротермического или термического отжига электропроводность, отнесенная к пленкам Cu, возрастает в десятки, сотни и даже более чем в 150 тысяч раз по сравнению с контрольными пленками Cu на ситалле. Полученные результаты объясняются образованием между CuO и Cu интерфейсного слоя высокой электропроводности, шунтирующего пленку Cu. Так, для одного из образцов CuO-Cu электропроводность интерфейса превышала электропроводность Cu более, чем в 6×10^6 раз при T=293 K. Для других образцов это соотношение было меньше. Толщина интерфейсного слоя, оцененная из диффузионных экспериментов, составляла около 10 нм и менее. Природа высокой электропроводности интерфейсного слоя в настоящее время неясна. Предполагается, что связанная с этим слоем гигантская электропроводность, ее ВТСП-подобное изменение с температурой и нелинейность ВАХ (измеряемая величина криттока, плотность которого могла составлять до 10^8 А/см^2 и менее) могут быть обусловлены формированием в интерфейсе сверхпроводящих областей с T_c, значительно превышающими 400К [1,2]. В частности, величина резкого увеличения электропроводности при понижении температуры достигала 10^5. Отметим, что никакого сигнала, связанного с эффектом Мейснера, на образцах CuO - Cu, обнаружено не было, что, по-видимому, свидетельствует о малой толщине слоя сверхпроводящей фазы (≈10 нм), меньшей глубины проникновения магнитного поля, если сверхпроводящая фаза все же существует. Эксперименты по электрохимическому наращиванию и стравливанию пленки Cu на поверхность монокристалла CuO показали, что интерфейс может представлять собой отдельную химическую фазу, в которой атомы Cu связаны сильнее, чем в металле Cu, но слабее, чем в CuO. Теория ВТСП в купратах с $T_c \leq 1200$К была предложена в [3]. На образцах $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ - Cu аналогичного эффекта увеличения электропроводности обнаружено не было.

Имеется также ряд теоретических работ, предсказывающих, что в структуре тонкая пленка ВТСП - изолятор - металл (подобной структуре полевого транзистора) при подаче на металлический электрод (затвор) электрического потенциала за счет туннельного тока через тонкий слой изолятора возможно создание обогащенной или обедненной концентрации носителей заряда в пленке ВТСП. Такое изменение концентрации носителей заряда в пленке ВТСП должно приводить, согласно теории, к изменению характеристик основного состояния носителей в ВТСП и, следовательно, к рассчитанному авторами увеличению температуры T_C в ВТСП. В этих работах предлагалось использовать такие структуры в качестве полевых транзисторов со сверхпроводящим ВТСП каналом. В обзоре теоретических и экспериментальных работ по этой теме [4], и, в частности, в [5], отмечается, что в такой структуре на основе пленки $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ обнаружено увеличение T_c до 30К при обогащении $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ носителями заряда. С другой стороны, обогащение носителями заряда возможно также и в более простой структуре типа полупроводник-металл (диод Шоттки).

Поэтому другая серия экспериментов по экранированию радиочастотного магнитного поля под воздействием импульсов электрического поля была проведена на образцах $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ - Cu и CuO - Cu не имеющих какого- либо аналогичного описанному выше заметного падения электросопротивления пленки Cu за счет интерфейса. Образец располагался между приемной и передающей катушками. Радиочастотное магнитное и электрическое поля прикладывались перпендикулярно плоскости интерфейса. Для интерфейсов обеих видов было обнаружено возникновение магнитного экранирования при полярностях электрического поля, соответствующих созданию обогащенного носителями заряда слоя вблизи контакта полупроводник р-типа-металл. Начало возникновения магнитного экранирования сдвигалось, по мере увеличения амплитуды импульсов, до 300К и выше. Относительная величина эффекта экранирования составляла 10^{-3} – 10^{-2}. Необходимо отметить, что заметного перколяционного изменения электропроводности в системе «пленка Cu + интерфейс», связанного с возникновением сверхпроводящего канала вблизи контакта во время действия импульса, обнаружено не было.

Эта работа была поддержана программой 40.012.1.1.1153 "Магнитоелектроника", и программой Президиума РАН «Квантовая макрофизика».

1. В.В. Осипов, А.А. Самохвалов, Физ.мет. и металловед. **89**, 43 (2000).

2. В.В. Осипов, И.В. Кочев, С.В.Наумов, ЖЭТФ, **120**, 1246 (2001).

3. A. V. Mitin, Proc. of the XIV Ural Int. Winter School on the Physics of Semiconductors, (Ekaterinburg, 18-22 Febr. 2002), L10

4. P. Konsin and B. Sorkin, Phys. Rev. B **58**, 5795 (1998).

5. J. Mannhart, J. Strobel, J. G. Bednorz, and Ch. Gerber, Appl.Phys. Lett. **62**, 630 (1993)

ЯМР исследование квазиодномерных купратов $Sr_{14-x}Ca_xCu_{24}O_{41}$ под высоким гидростатическим давлением

Ю.В.Пискунов[1),2)], Д.Жером[2)], П.Обан-Сензье[2)], П.Зьетек[2)]
[1)] *Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург 620219, Россия*
[2)] *Лаборатория физики твердого тела, 91405 г.Орсэ, Франция.*

В последнее десятилетие резко возрос интерес к квазиодномерным дырочно допированным купратам с лестничной структурой (спин-лэддерам), к классу которых относится оксид $Sr_{14-x}Ca_xCu_{24}O_{41}$. Повышенное внимание к этим объектам обусловлено существованием в них спиновой щели и сверхпроводящих корреляций, предсказанных в начале теоретически, а затем обнаруженных экспериментально в составах с четным числом медь-кислородных цепочек в лэддерных Cu_2O_3 плоскостях. Наличие щели в спектре спиновых возбуждений, а также открытие под высоким гидростатическим давлением сверхпроводимости с d-симметрией сверхпроводящего параметра порядка в спин-лэддерах $Sr_{14-x}Ca_xCu_{24}O_{41}$ [1] сближает последние с ВТСП купратами, в которых флуктуации антиферромагнитного ближнего порядка, по-видимому, во многом определяют неустойчивость электронного спектра зоны проводимости. Природа энергетической щели (или псевдощели), возникающая в медь-кислородном слое слабодопированных дырочных сверхпроводящих оксидов до конца не ясна. В то же время, спиновая щель в лэддерах хорошо интерпретируется в антиферромагнитной S=1/2 модели Гейзенберга как энергия синглет–триплетного возбуждения (Δ_s). Низкая размерность лэддеров позволяет применять к ним более простые, чем к 2D системам, теоретические модели для анализа спиновых и зарядовых возбуждений в соединениях со спиновой щелью. Тем самым, спин-лэддеры являются естественными модельными объектами при переходе к анализу электронного строения 2D ВТСП купратов с более сложно выраженной иерархией обменных взаимодействий в системе проводящих медь-кислородных слоев. Ожидалось, что спиновая щель является устойчивой ко всякого рода возмущениям. Однако ЯМР ^{63}Cu и ^{17}O измерения сдвига Найта показали, что спиновая щель зависит как от степени допирования, так и от гидростатического давления [2]-[5]. Оксиды $Sr_{14-x}Ca_xCu_{24}O_{41}$ являются дырочно допированными проводниками с 6 дырками на формульную единицу. Распределение носителей заряда в этих купратах является неоднородным. Оно зависит от температуры, содержания Ca в соединении, силы гидростатического сжатия образца и является одним из важнейших факторов, управляющим физическими свойствами спин-лэддера.

В течение последних пяти лет нами были выполнены ^{63}Cu, ^{17}O ЯМР измерения на серии монокристаллов $Sr_{14-x}Ca_xCu_{24}O_{41}$ ($0 \le x \le 12$) при давлениях от нормального до P=36 kbar, при котором соединение $Sr_2Ca_{12}Cu_{24}O_{41}$ является сверхпроводящим с T_c=6.7 K [2]-[6]. Проведено детальное исследование влияния Ca-Sr замещения и высокого гидростатического давления на эволюцию величины щели в спектре спиновых возбуждений и на перераспределение дырок между CuO_2 цепочками и Cu_2O_3 лэддерными слоями. Обнаружено, что увеличение содержания Ca в соединении и высокое давление приводят к значительному подавлению спиновой щели с возникновением низкоэнергетических бесщелевых спиновых возбуждений при давлениях больше критического $P \ge P_c$=30 kbar, при котором наблюдается фазовый переход оксидов в сверхпроводящее состояние (рис.1)

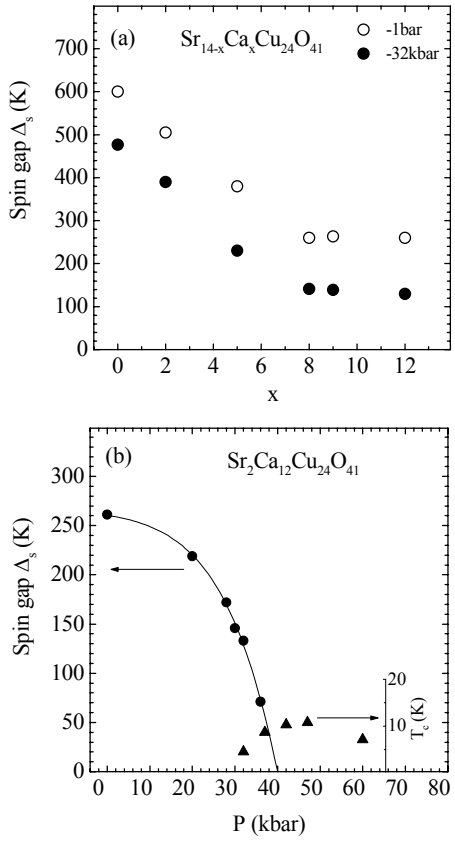


Рис. 1. (a) – зависимость величины спиновой щели от содержания Ca в образце. (b) – зависимость величины спиновой щели от давления в $Sr_2Ca_{12}Cu_{24}O_{41}$.

В составах $Sr_{14}Cu_{24}O_{41}$ и $Sr_2Ca_{12}Cu_{24}O_{41}$ нами было исследовано поведение квадрупольных частот $^{17,63}\nu_{Q,\alpha}$ (α=a,b,c) ядер меди и кислорода в Cu_2O_3 слоях [6]. Изменения в $^{17,63}\nu_{Q,\alpha}$ меди Cu1 и двух кристаллографически неэквивалентных позиций кислорода O1 и O2 были связаны с изменением эффективной концентрации дырок в лэддерных слоях. Это позволило экспериментально определить влияние температуры, Ca-Sr замещения и давления на перераспределение дырок между слоями CuO_2 и Cu_2O_3. Полученные результаты суммированы на рис. 2.

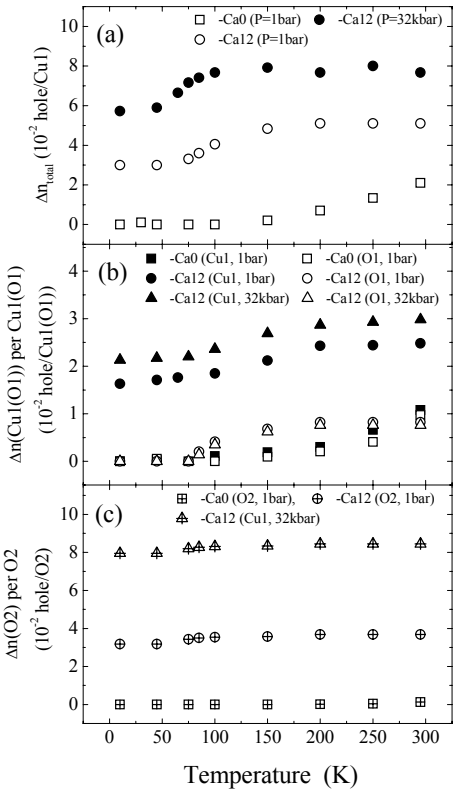


Рис. 2. (a) T зависимость концентрации дырок, перенесенных из CuO_2 цепочек в лэддерные Cu_2O_3 слои. Распределение перенесенных дырок по орбиталям атомов Cu1, O1 - (b) and O2 - (c).

Набор данных, представленный на рис. 2, позволяет сделать следующие выводы.

Концентрация дырок в лэддерных Cu_2O_3 слоях возрастает как с увеличением содержания кальция в образце, так и при повышении температуры и давления.

При возрастании температуры дырки, переносимые из цепочек заселяют главным образом Cu $3d_{a^2-c^2}$ - и O $2p_c$- орбитали ионов Cu1 и O1. Замещение Sr на атомы Ca приводит к переносу дырок в орбитали Cu $3d_{a^2-c^2}$ - и O $2p_a$- ионов Cu1 и O2, в то время как под воздействием внешнего давления дырки заселяют в основном $2p_a$- орбитали ионов O2.

Увеличение содержания Ca в $Sr_{14-x}Ca_xCu_{24}O_{41}$ лэддере от 0 до 12 атомов на формульную единицу повышает концентрацию носителей в Cu_2O_3 слое всего лишь на Δn_h=0.03 hole/Cu. При этом лэддерный слой остается слабо допированным. Недостаток дырок в проводящей Cu_2O_3 плоскости, возможно, является одной из причин, почему оксид $Sr_2Ca_{12}Cu_{24}O_{41}$ не переходит в сверхпроводящее состояние при нормальном атмосферном давлении.

Важным результатом исследования явилось экспериментальное наблюдение значительного возрастания числа дырок в лэддерном слое при сильном гидростатическом сжатии образца $Sr_2Ca_{12}Cu_{24}O_{41}$. Мы полагаем, что важная роль давления в реализации сверхпроводимости в этом соединении состоит в дополнительном допировании слоя Cu_2O_3.

Уменьшение под давлением величины спиновой щели также может являться результатом повышения концентрации дырочных носителей в лэддерном слое.

Основываясь на данных эксперимента было предположено, что причиной появления низкоэнергетических бесщелевых спиновых возбуждений, которые, как предполагается, участвуют в формировании сверхпроводящего отклика купрата является индуцированная давлением делокализация и частичная диссоциация дырочных пар в лэддере.

Работа выполнена в рамках Государственного контракта № 40.012.1.1.1356 от 22 апреля 2003 г. Минпромнауки России и поддержана «Фондом содействия отечественной науки».

1. M. Uehara et al., J Phys. Soc. Jpn 65, 2764 (1996).
2. H. Mayaffre et al., Science 279, 345 (1998).
3. Yu.Piskunov et al., Eur. Phys. J. B 13, 417 (2000).
4. Yu. Piskunov et al., Eur. Phys. J. B 24, 443 (2001)
5. Yu. Piskunov et al., Phys. Rev. B 69, 014510 (2004).
6. Yu. Piskunov et al., to be published in Phys. Rev. B.

Фазовое расслоение на границе сверхпроводящей, антиферромагнитной и парамагнитной фаз в квазиодномерном соединении $(TMTSF)_2PF_6$

А. В. Корнилов, А. С. Кириченко, А. В. Мальгинов, В М. Пудалов
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Экспериментально изучалась фазовая диаграмма состояний и характер фазовых переходов в квазиодномерном органическом соединении $(TMTSF)_2PF_6$ в окрестности границ между фазами парамагнитного "металла", антиферромагнитного изолятора и сверхпроводника. Обнаружено, что при пересечениии фазовой границы путем развертки магнитного поля возникают эффекты истории: сопротивление зависит от траектории, по которой система попала в данную точку *P-B-T* фазового пространства. Эти результаты свидетельствуют о наличии макроскопически неоднородном состояния, в котором имеются пространственно разделенные включения миноритарной фазы в основную. При значительном удалении от границы восстанавливается однородное состояние.

Взаимодействие (т.е. сосуществование или конкуренция) магнитного упорядочения спинов и сверхпроводящего спаривания электронов в низкоразмерных соединениях вызывает большой интерес. Фазовая диаграмма состояний для квазиодномерного соединения $(TMTSF)_2PF_6$ весьма похожа на диаграмму для купратных сверхпроводников. В отсутствии магнитного поля имеется очень узкий диапазон давлений (~0.53-0.6 ГПа), в котором при понижении температуры возникают два электронных фазовых перехода (см. Рис. 1) [1,2]: вначале из парамагнитной металлической (PM) фазы в антиферромагнитый изолятор (AF), с образованием волны спиновой плотности, и затем, из AF в сверхпроводящее (SC) состояние. На Рис. 1 нанесена также вертикальная траектория P=0.54 ГПа, которая пересекает две фазовые границы (фазовые переходы II рода).

Пересечение границ вызывает изменение сопротивления, которое имеет "металлический" характер (dR/dT>0) в фазе PM, активационный характер [$R \propto \exp(\Delta/T)$] в фазе AF, и падает до нуля в фазе SC.

Помимо классического однофазного состояния системы вблизи фазовой границы, теоретически возможно возникновение гетерофазных состояний: например, микроскопически смешанного двухфазного состояния или макроскопически неоднородного состояния с разделением фаз. Отличить эти типы состояний можно изучая свойства системы в окрестности точки перехода.

В данной работе эта задача решена следующим способом. Из предшествующих работ [3], следует, что с ростом магнитного поля граница $T_0(P)$ между AF и PM фазами смещается в сторону более высоких температур. Ввиду плавной и монотонной зависимости границы T_0 от поля, возникает возможность управлять ее положением с помощью поля и, т.о., осуществлять пересечение границы путем изменения магнитного поля при фиксированных значениях давления P и температуры T. Такой экспериментальный подход избавляет от необходимости плавной развертки давления при низких температурах.

Монокристаллы $(TMTSF)_2PF_6$ были выращены электрохимическим способом; типичные размеры образцов составляли 2×0.8×0.3мм^3, вдоль кристаллических направлений ***a***, ***b***, и ***c***, соответственно. Образец и датчик давления помещались в немагнитную камеру высокого давления, заполненную полиэтилсилоксаном. Требуемое давление создавалось в камере при комнатной температуре, после чего камера медленно (~12ч) охлаждалась. Магнитное поле было направлено вдоль оси ***c***, а измерительный ток вдоль оси ***a*** кристалла.

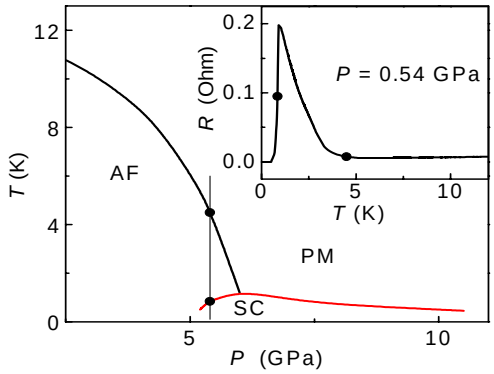


Рис. 1. Фазовая P-T диаграмма $(TMTSF)_2PF_6$ в отсутствие поля. На вставке показано изменение $R(T)$ при P=0.54 ГПа.

При выборе начальной точки P,T вблизи, но выше чем P_0, T_0,, сопротивление меняется незначительно с полем вплоть до B ~7T (Рис. 2). При дальнейшем росте поля сопротивление резко возрастает на 2-3 порядка величины, что свидетельствует о переходе из металлической PM в диэлектрическую AF фазу. На фоне растущей монотонной компоненты сопротивления, начиная с B~8T, заметны немонотонные периодические изменения сопротивления, совершенно не типичные для AF фазы.

При уменьшении ***B*** от 16 до 7T, выявляется сильный гистерезис (~50%) сопротивления (Рис. 2), а немонотонная компонента практически исчезает. Гистерезис $R(B)$, а также появление и исчезновение немонотонной компоненты зависят только от абсолютной величины поля $|\boldsymbol{B}|$, и не зависят от его направления: $R(B)=R(-B)$ при одинаковой истории

изменения |***B***|. Гистерезис увеличивается с ростом поля. При повторной развертке поля от 0 до 16T зависимость $R(B)$ полностью воспроизводится.

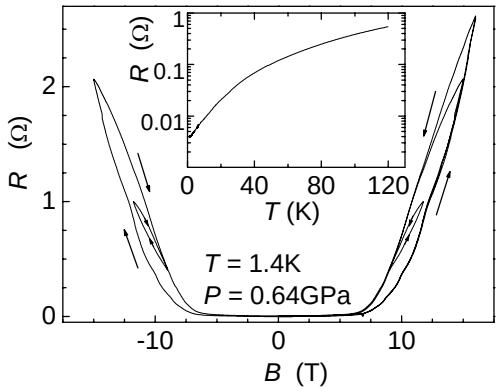


Рис. 2. Изменение сопротивления с магнитным полем в случае пересечения границы PM и AF фаз. Резкий рост $R(B)$ при $B \sim 7$ T соответствует переходу PM – AF. На вставке изображена типично-“металлическая” зависимость $R(T)$ в начальном состоянии при B=0.

Осциллирующая компонента сопротивления более отчетливо видна на производной dR/dB [4]. Важно то, что осцилляции dR/dB наблюдаются только при увеличении поля и практически исчезают при уменьшении поля от 16T. Положения пиков dR/dB хорошо совпадают с ожидаемым положением границ между фазами индуцированной магнитным полем волны спиновой плотности FISDW фаз в чисто PM состоянии [5]. Существование этих пиков было бы вполне естественно для PM состояния, но совершенно неожиданно для состояния AF. На зависимости $dR(B)/dB$ не наблюдается пик в поле $B\approx$14T, который можно было бы ожидать для PM состояния [5], что указывает на почти полное исчезновение PM фазы и восстановление гомогенного AF состояния в поле $B\sim$14T. Гистерезис в $R(B)$ исчезает также с ростом температуры.

Обсуждение результатов. Очевидно, что перечисленные результаты не соответствуют поведению, ожидаемому для микроскопически смешанного состояния с сосуществованием двух фаз. В таком состоянии эффекты гистерезиса и зависимость фазового состава от предистории не могут иметь места. Описанное поведение также не типично для однородно “переохлажденной” или “перегретой” фазы при переходах I рода. Помимо того, для перехода II рода в однородной системе, каким является переход AF-PM, гистерезис и “перегрев/переохлаждение” вообще не должны возникать. В той области фазового пространства, где должна существовать только PM (или AF) фаза, помимо ожидаемых признаков “правильной” фазы, наблюдаются признаки противоположной фазы. Таким образом, возникновение гистерезиса при переходе II рода и явные признаки наличия обеих фаз в одной и той же области фазового пространства свидетельствуют о том, что фазовый состав системы становится неоднородным. Применяя полученные результаты к сверхпроводящему переходу, можно ожидать возникновения аналогичного фазонеоднородного состояния на границе AF и SC фаз; можно также отметить интересную возможность возникновения сверхпроводящего состояния не непосредственно из антиферромагнитного изолятора (Рис. 1), а путем зарождения сверхпроводимости во включениях миноритарной металлической фазы.

Полученные результаты однозначно свидетельствует о том, что вблизи фазовой границы между фазами PM, AF возникает неоднородное состояние со включениями миноритарной фазы в основную фазу. Этот вывод основан на результатах, не зависящих от модельных предположений о пространственном устройстве неоднородного состояния, поскольку для идентификации фазового состава мы использовали качественное различие в поведении сопротивления в фазах AF и PM. Отметим, что гистерезис величины и характера изменения сопротивления не связан с неоднородностью образца, не зависит от времени и является стационарным и хорошо воспроизводимым эффектом.

Работа поддержана РФФИ, Программами “Поддержка ведущих научных школ", ФЦП “Квантовая макрофизика", “Интеграция”, ФЦНТП “Фундаментальные исследования в области физических наук", “Высокотемпературная сверхпроводимость” и Научной программой ОФН РАН “Сильно коррелированные электроны”.

1. P. M. Chaikin, J. Phys. I (France) 6, 1875 (1996).
2. T. Vuletic, P. Auban-Senzier, C. Pasquier, et al. Eur. Phys. J. B 25, 319 (2002).
3. N. Matsunaga, K. Yamashita, H. Kotani, et al. Phys. Rev. B 64, 052405 (2001).
4. A. V. Kornilov, V. M. Pudalov, Y. Kitaoka, et al. Phys. Rev. B 69, 224404 (2004).
5. A. V. Kornilov, V. M. Pudalov, Y. Kitaoka, et al. Phys. Rev. B 65, 60404, (2002).

Исследование энергетических щелей монокристаллов $Mg(B_{1-y}C_y)$ с $0.047 \leq y \leq 0.132$ методом спектроскопии андреевского отражения

В.А. Степанов[1], R.S. Gonnelli[2,3], D. Daghero[2,3], A. Calzolari[2,3], G.A. Ummarino[2,3], Valeria Dellarocca[2], S.M. Kazakov[4], J. Jun[4], and J. Karpinski[4]

[1] Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

[2] Dipartimento di Fisica and INFM, Politecnico di Torino, 10129 Torino, Italy

[3] INFM - LAMIA, Corso Perrone 24, 16152 Genova, Italy

[4] Solid State Physics Laboratory, ETH, CH-8093 Zurich, Switzerland

Представлены результаты исследований энергетических щелей σ и π зон монокристаллов $Mg(B_{1-y}C_y)_2$ с уровнем легирования $0.047 \leq y \leq 0.132$. Показано, что при увеличении y до y = 0.105 две энергетические щели, типичные для нелегированного MgB_2, сохранялись. Энергетическая щель σ зоны Δ_σ при росте y плавно уменьшалась, а энергетическая щель π зоны Δ_π немного увеличивалась. При y = 0.132 (T_c^{on} = 19 К) наблюдалась только одна энергетическая щель $\Delta \approx 3$ мэв.

Сверхпроводимость MgB_2 с критической температурой $T_c \approx 39$ K, открытая в 2001 г., продолжает привлекать большое внимание исследователей. Двухзонная модель, разработанная для описания этого соединения, показала удивительно высокую точность [1, 2]. Тем не менее ряд вопросов, связанных с изменением заселённостей зон, их взаимным влиянием, внутри и межзонным рассеянием носителей тока [3], электрон-фононным взаимодействием требуют дальнейших исследований. Легирование MgB_2 открывает возможность изучать эти вопросы. В этой связи большой интерес представляет изучение эволюции энергетических щелей σ и π зон при увеличении уровня легирования, которая отражает изменения ряда характеристик исходного материала. Теория предсказывает, что при достаточно высоком легировании межзонное рассеяние приведет к слиянию энергетических щелей σ и π зон в одну щель Δ с отношением $2\Delta/kT_c$ близким к БКШ величине [1, 4]. Однако межзонное рассеяние в MgB_2 сильно подавлено разной чётностью электронных состояний в зонах [3], поэтому не ясно, можно ли легированием добиться того, чтобы энергетические щели σ и π зон слились. К настоящему времени опубликовано несколько работ, посвящённых данным исследованиям. Измерения на керамических образцах $Mg_{1-x}Al_xB_2$ с $x \leq 0.3$ и $Mg(B_{1-y}C_y)_2$ [5-9] с $y \leq 0.1$ показали, что слияния энергетических щелей не происходит.

В нашей работе представлено исследование зависимостей энергетических щелей σ и π зон $Mg(B_{1-y}C_y)_2$ от уровня легирования y, проведенное на монокристаллах с $0.047 \leq y \leq 0.132$ методом спектроскопии андреевского отражения (САО). Высококачественные монокристаллы с типичными размерами 0.5x0.3x0.04 мм^3 были выращены в ETH (Zurich) при высоком давлении [10]. Содержание углерода оценивалось по величине параметра решетки *a*. Критическая температура (начало перехода) T_c^{on} была измерена по магнитной восприимчивости и изменялась от 35 К (y = 0.047) до 19 К (y = 0.132). Баллистический микроконтакт (БМК) нормальный металл–сверхпроводник (N/S) создавался между изучаемым образцом и каплей токопроводящего клея диаметром ≤ 50 μкм в жидком гелии, импульсом тока как и при работе с MgB_2 [11]. Капля клея наносилась на ребро монокристалла так, чтобы ток инжектировался вдоль плоскостей *ab*. С ростом уровня легирования y мы увеличивали сопротивление контактов до ~ 300 ом, чтобы сохранить баллистический режим протекания тока. Контакты этого типа имели высокую стабильность и воспроизводимость характеристик.

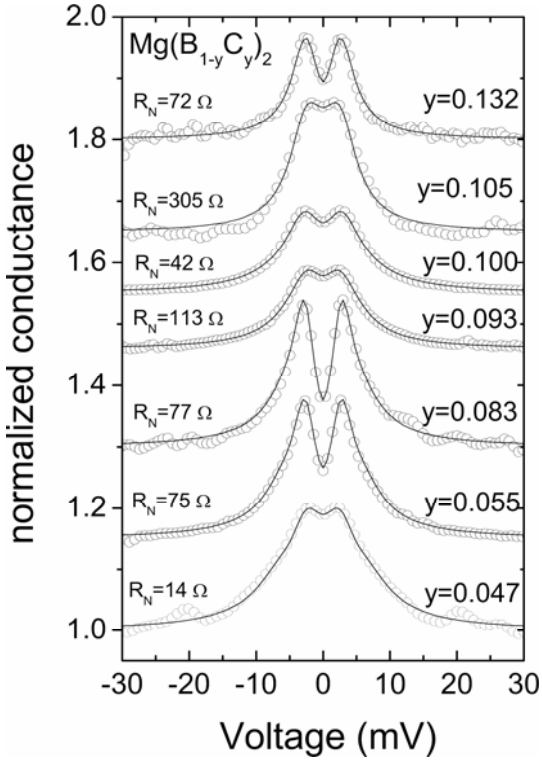


Рис. 1. Нормированные проводимости андреевских БМК (символы), записанные при T = 4.2 K, и теоретические зависимости σ(V), вычисленные с помощью двухзонной (y ≤ 0.105) и однозонной (y = 0.132) модели. Для ясности кривые сдвинуты вертикально. Уровень легирования y и сопротивление контакта R_N указаны около каждой кривой.

На Рис.1 показаны нормированные САО $\sigma(V) = \sigma_s(V)/\sigma_n(V)$, измеренные на $Mg(B_{1-y}C_y)_2$ кристаллах с различным содержанием C (символы) при T = 4.2 K, где $\sigma_s(V)$- проводимость БМК в сверхпроводящем состоянии и $\sigma_n(V)$- та же величина в нормальном состоянии. $\sigma_n(V)$ записывалась при $T > T_c$ или в отдельных случаях была получена сглаживанием $\sigma_s(V)$. Как и в [9], при $y \geq 0.047$, на зависимостях $\sigma(V)$ нам не удалось разрешить четыре пика характерных для андреевских БМК на MgB_2. Видно, что с увеличением y положение пиков на $\sigma(V)$, связанных с Δ_π, практически не изменялось, а ширина андреевской особенности, определяемая Δ_σ, напротив, уменьшалась. На этом же рисунке линиями показаны теоретические САО, вычисленные для кристаллов с $y \leq 0.1$ с помощью двухзонной модели, развитой для MgB_2, и для кристалла с y = 0.132 с помощью стандартной однозонной модели. Видно, что теоретические зависимости хорошо описывали измеренные $\sigma(V)$. В двухзонной модели нормированная проводимость андреевского контакта равна сумме проводимостей σ и π зон $\sigma=(1-w_\pi)*\sigma_\sigma+w_\pi*\sigma_\pi$, где w_π весовой множитель, определяющей вклад π зоны. Проводимость каждой зоны определялась тремя параметрами: величиной энергетической щели (Δ_σ и Δ_π), силой потенциального барьера между N и S металлами (Z_σ и Z_π) и феноменологическим параметром уширения (Γ_σ и Γ_π). Общее число параметров модели равно 7. Для чистого MgB_2 величина w_π изменялась от 0.66 до 0.99 в зависимости от угла между направлением протекания тока и плоскостью *ab* [2]. Для $Mg(B_{1-y}C_y)_2$ расчет величины w_π отсутствовал. При вычислениях $\sigma(V)$ мы брали w_π в диапазоне 0.66 – 0.8. Большое число параметров приводило к относительно большой ошибке при определении Δ_σ и Δ_π. Эту ошибку можно было существенно уменьшить, разделив вклады зон в $\sigma(V)$ при записи САО. В этом случае для вычисления $\sigma_\sigma(V)$ и $\sigma_\pi(V)$ необходимы только три параметра. Сделать это можно, как мы показали в [11], с помощью магнитного поля подходящей величины и ориентации, разрушающего сверхпроводимость в π зоне. Измерения в магнитном поле были проведены нами для всех кристаллов. Отметим, что измерения без магнитного поля, как и в магнитном поле, дали практически совпадающие величины энергетических щелей. Измерения в магнитном поле также дали дополнительное доказательство того, что при y = 0.132 энергетические щели σ и π зон $Mg(B_{1-y}C_y)_2$ имели одинаковые величины.

Зависимости величин энергетических щелей зон Δ_σ и Δ_π от уровня легирования y показаны на Рис. 2. Каждая точка получена в результате усреднения 4 ÷ 8 измерений. Отметим, что неоднородное распределение углерода на длине сравнимой с ξ [10] также ответственно за большую ошибку при определении величин Δ. При $y \approx 0.13$ зависимости $\Delta_\sigma(y)$ и $\Delta_\pi(y)$ пересекаются. В точке y = 0.132 величина энергетической щели $\Delta = (3.2 \pm 0.9)$ мэв. Для этого легирования критическая температура, найденная из температурной зависимости САО $T_c \approx 19$ K, и отношение $2\Delta/kT_c \approx 3.9$, что немного выше стандартной БКШ величины. Плавное изменение величин Δ_σ и Δ_π во всем диапазоне легирования дало дополнительное доказательство правильности полученных результатов. Измеренные зависимости $\Delta_\sigma(y)$ и

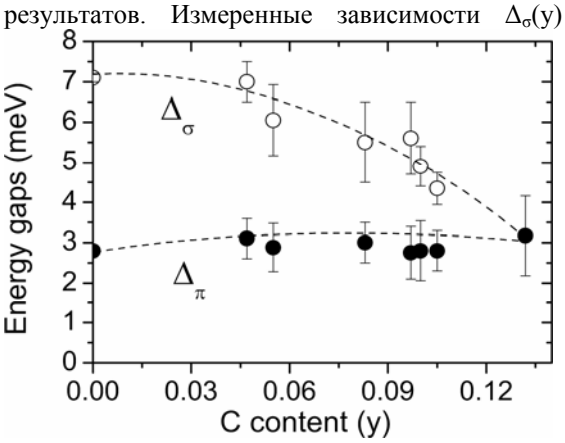


Рис. 2. Зависимости величин энергетических щелей σ и π зон Δ_σ и Δ_π от содержания углерода y.

$\Delta_\pi(y)$ могут быть объяснены в рамках теории Элиашберга для двухзонного сверхпроводника при учёте межзонного $\sigma \leftrightarrow \pi$ рассеяния [12].

Работа поддержана РФФИ (проекты 04-02-17286 и 02-02-17133), Министерством Промышленности Науки и Технологий РФ (40.012.1.1.1357) и INTAS (01-0617).

1. A. Y. Liu, I. I. Mazin, J. Kortus, Phys. Rev. Lett. **87**, 087005 (2001).

2. A. Brinkman, A. A. Golubov, H. Rogalla et al., Phys. Rev. B **65**, 180517(R) (2002).

3. S. C. Erwin, I. I. Mazin, Phys. Rev. B **68**, 132505 (2003).

4. G. A. Ummarino, R. S. Gonnelli, S. Massidda et al., cond-mat/0310284.

5. M. Putti, M. Affronte, P. Manfrinetti et al., Phys. Rev. B **68**, 094514 (2003)

6. Ya. G. Ponomarev, S. A. Kyzmichev, N. M. Kadomtseva et al., JETP Lett. **79**, 484 (2004)

7. H. Schmidt, K. E. Gray, D. G. Hinks at al., Phys. Rev. B **68**, 060508 (2003).

8. P. Samuely, Z. Holanova, P. Slabo et al., Phys. Rev. B **68**, 020505(R) (2003).

9. Z. Holanova, P. Slabo, P. Samuely et al., cond-mat/0404096.

10. S. M. Kazakov, R. Puzniak, K. Rogacki et al., cond-mat/0405060.

11. R. S. Gonnelli, D. Daghero, G. A. Ummarino et al., Phys. Rev. Lett. **89**, 247004 (2002).

12. G. A. Ummarino, D. Daghero, R. S. Gonnelli et al., cond-mat/0408702.

Электросопротивление и магнитная восприимчивость поликристаллических образцов Na_xCoO_2 с различным содержанием натрия

А.О. Ташлыков, Т.Б. Чарикова, А.И. Пономарев, А.Н. Игнатенков,
Институт физики металлов УрО РАН, 620219, Екатеринбург, Россия
В.Л. Кожевников
Институт химии твердого тела УрО РАН, 620129, Екатеринбург, Россия

Представлены результаты исследования удельного электросопротивления и магнитной восприимчивости серии образцов Na_xCoO_2 с различным содержанием натрия x = 0.6, 0.65, 0.75, 0.8, 0.85. Найдено, что увеличение степени легирования образца натрием не влияет на характер поведения сопротивления, сопротивление имеет «металлический» ход (*$d\rho/dT>0$*) и увеличивается с ростом допирования.

Негидрированный кобальтит Na_xCoO_2, так же как и сверхпроводящие купраты, имеет слоистую структуру, состоящую из слоев CoO_2 разделенных изолирующим слоем ионов Na^+, выполняющим функцию резервуара электрических зарядов. Недопированный CoO_2 является моттовским изолятором. Металлическое поведение проявляется при допировании натрием, при этом Co^{4+} со спином S = 1/2, который возникает вследствие сильного кристаллического поля [1], становится Co^{3+} ионом со спином S = 0.

Na_xCoO_2 приобретает сверхпроводящие свойства при интеркаляции молекул воды в решетку, при этом молекулы воды располагаются между слоями CoO_2 и слоями Na, приводя к существенному увеличению постоянной решетки от c = 10.81 Å для состава $Na_{0.74}CoO_2$ до c = 19.6207 Å для состава $Na_{0.35}CoO_2{\cdot}1.3H_2O$ [2]. Максимальная температура сверхпроводящего перехода $T_c \approx 4.3$ К достигается в интеркалированном водой образце при оптимальном уровне легирования натрием x ≈ 0.3. Зависимость критической температуры от степени легирования атомами металла имеет такой же колоколообразный вид, как и у купратных сверхпроводников [3].

В данной работе приведены результаты исследований сопротивления и магнитной восприимчивости на серии образцов с различной степенью легирования натрием x = 0.6, 0.65, 0.75, 0.8, 0.85. Образцы Na_xCoO_2 получены твердофазным методом на воздухе. В качестве исходных реактивов использованы карбонат натрия Na_2CoO_3 и оксид кобальта CoO_4. Спрессованные порошки нагревались до температуры синтеза (T_1 = 750°C, T_2 = 770°C) и выдерживались в течении 24 часов, затем медленно охлаждались. Таким образом была получена серия образцов с различным содержанием натрия. Подготовленные к измерению сопротивления образцы имели форму параллелепипедов с линейными размерами (1×1×8) мм^3.

На рис. 1 представлены температурные зависимости сопротивления ρ(T) для указанной серии образцов Na_xCoO_2 в интервале температур 4.2 - 300 К.

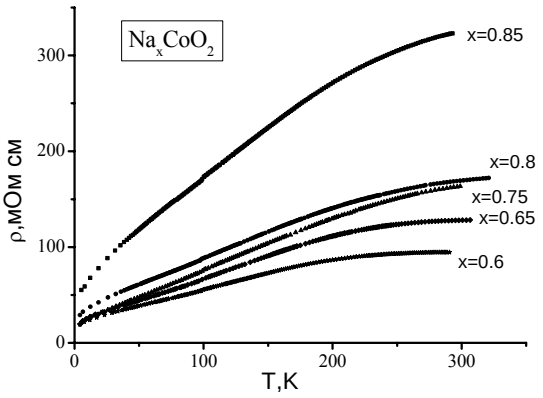


Рис. 1. Температурные зависимости сопротивления ρ(T) для серии образцов Na_xCoO_2 в интервале температур 4.2 - 300 К.

В указанном интервале температур температурная зависимость сопротивления всех образцов имеет металлический ход (*$d\rho/dT>0$*), при этом увеличение содержания натрия приводит к увеличению сопротивления образца. В интервале от 70 К до 200 К поведение сопротивления для всех образцов подчиняется зависимости $\rho \sim T^{0.3}$.

На рис. 2 представлены зависимости магнитной восприимчивости для серии образцов в диапазоне температур 2 - 300 К.

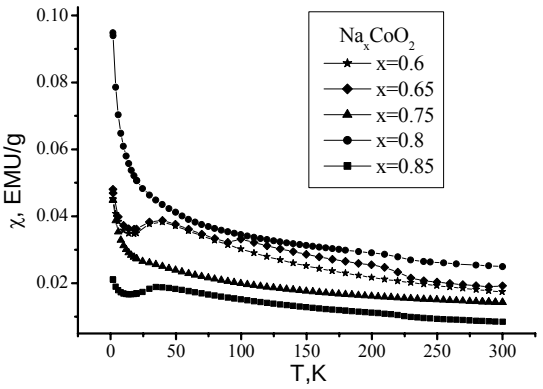


Рис. 2. Температурные зависимости магнитной восприимчивости для серии образцов Na_xCoO_2 в интервале температур 2 - 300 К.

У всех образцов наблюдается рост магнитной восприимчивости с понижением температуры. При T < (15 ÷ 20) К восприимчивость резко возрастает, что может быть связано с наличием неконтролируемых магнитных примесей в образцах. Широкий пик у образцов с уровнем допирования x = 0.6, 0.65 и 0.85 при температуре T ≈ 35 К может быть связан с квазидвумерным антиферромагнитным взаимодействием между ионами кобальта. В других работах подобный пик наблюдался у объемных монокристаллов $Na_{0.85}CoO_2$ [4], $Na_{0.82}CoO_2$ [5] и отсутствовал у монокристалла $Na_{0.75}CoO_2$ [6] и порошкового образца $Na_{0.7}CoO_2$ [7].

На рис. 3 представлены зависимости обратной магнитной восприимчивости для серии образцов Na_xCoO_2.

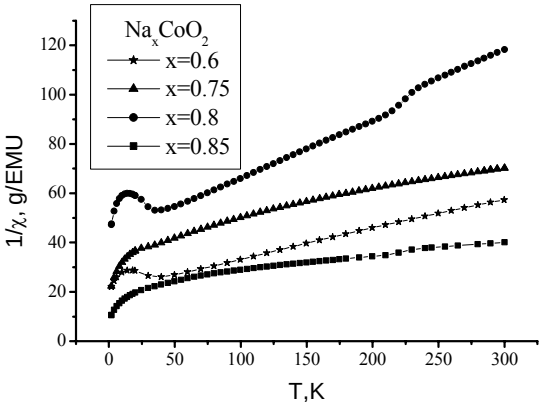


Рис. 3. Температурные зависимости обратной магнитной восприимчивости для серии образцов Na_x-CoO_2 в интервале температур 2 - 300 К.

Поведение магнитной восприимчивости для образцов с содержанием натрия x = 0.6 при T = 50 ÷ 300 К и x = 0.8 в интервале от 50 К до 200 К хорошо описывается законом Кюри-Вейса $\chi = C / (T - \theta)$. Для этих образцов парамагнитная температура Кюри–Вейса составляет θ ≈ -164 К и θ ≈ -188 К для x = 0.6 и x = 0.8 соответственно. Отрицательная величина θ говорит о сильном антиферромагнитном взаимодействии ионов кобальта.

Работа была выполнена при поддержке РФФИ-Урал № 04-02-96084 и Госконтракта № 40.012.1.1.11.46 (12/04).

1. G. Baskaran, cond-mat/0303649.
2. H. Sakurai, K. Takada, F. Izumi et al., cond-mat/0310717.
3. R.E. Schaak, T. Klimczuk, M.L. Foo, R.J. Cava, cond-mat/0305450.
4. J.L. Luo, N.L. Wang, G.T. Liu, D. Wu, X.N. Jing et al., cond-mat/0404432.
5. S. Bayrakci, C. Bernard, D.P. Chen, B. Keirner, R.K. Kremer et al., cond-mat/0312376.
6. T. Motohashi, R. Ueda, E. Naujalis, T. Tojo, I. Terasaki, T. Atake, M. Karppinen, H. Yamauchi, Phys. Rev. B67, 064406 (2003).
7. Y. Ihara, K. Ishida, C. Michioka et al., Cond-mat/0407195.

Размерные аномалии фотоэмиссионных спектров и модель сильного электрон-фононного взаимодействия

А.М. Цховребов, А.И. Головашкин, А.Н. Жерихин, Л.Н. Жерихина, Г.В. Кулешова[1]

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия
[1]Московский Инженерно-Физический Институт (Государственный Университет)

Измерены фотоэмиссионные спектры (ФЭС) висмутовых пленок в области квантующих толщин. Обнаружено снижение работы выхода по изменению их ФЭС. Наблюдаемые аномалии фотоэффекта объяснены на основе модели сильной связи. Полученные результаты демонстрируют возможность построения модели ВТСП на основе сильного электрон-фононного взаимодействия.

В настоящей работе измерены фотоэмиссионные спектры (ФЭС) тонких (7-64 нм) пленок Bi. Пленки изготавливались методом лазерного напыления [1,2]. В случае пленок квантующих толщин длина волны де Бройля электронов на поверхности Ферми λ_F соизмерима с толщиной L. При этом отражение электронов от поверхности пленки задает граничные условия для волновой функции, а движение поперек плоскости пленки оказывается квантованным. Параболоиды, описывающие закон дисперсии движения в плоскости пленки, должны в этом случае отсчитываться от уровней размерного квантования поперечного движения, энергия которых, зависит от толщины подобно уровням в потенциальной яме с бесконечными стенками $E_n(L)=\pi^2\hbar^2n^2/2m_ZL^2\sim 1/L^2$, где m_Z - эффективная масса в поперечном направлении. С уменьшением толщины все параболоиды поднимаются вверх по энергии, что приводит к снижению работы выхода. Такое снижение действительно было зарегистрировано для исследованных пленок по изменению ФЭС $A=E_0-E_F$, $E_F(L\to 0)\to E_1$ (E_F, E_0 – уровни Ферми и вакуума).

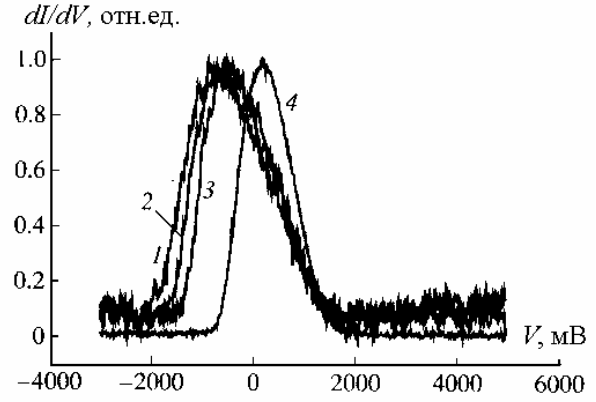


Рис.1 Фотоэмиссионные спектры тонких пленок висмута. 1 – толщина пленки L=7 нм, 2 – толщина пленки L=21 нм, 3 – толщина пленки L=64 нм, 4 – спектр массивного образца с очищенной поверхностью.

Наблюдаемые спектры показаны на рис.1 (производная фототока).

ФЭС измерялись методом сканирования задерживающего потенциала. Фототок, собранный углеродным коллектором (углерод обладает слабой вторичной эмиссией) автоматически оцифровывался и через интерфейс записывался в ОЗУ ЭВМ. Накопление сигнала при каждом мгновенном значении задерживающего потенциала позволяло подавить белый шум, а усреднение по нескольким проходам давало возможность ослабить 1/f-шум. Источником ультрафиолета (УФ) служила ксеноновая лампа, спектр излучения которой состоит из двух линий: 8.47 и 9.61 эВ (интенсивность линии 9.61эВ $I_{9.61}$ составляет примерно 1% от $I_{8.47}$). Пройдя через систему диафрагм и отверстие в коллекторе, УФ попадал на образец.

При всей простоте разрешающая способность такой фотоэмиссионной установки ($\Delta E\approx 100$meV) оказалась вполне достаточной для обнаружения сдвига работы выхода при уменьшении толщин Bi пленок в квантоворазмерной области $L<\lambda_F\approx 40$ нм. Толщине L_{fine}=7нм отвечает существенно ультраквантовая (HQ) область и тогда уменьшение работы выхода электрона из такой пленки по отношению к работе выхода электрона, покидающего толстую (L_{fat} > 40нм) пленку, должно составлять значение $E_F\lambda_F^2/L_{fine}^2 \approx 1$эВ. Однако, сдвиги ФЭС ультратонких пленок (L_{fine}=7нм) указывают на величину всего лишь - 300 *мэВ* (рис. 2).

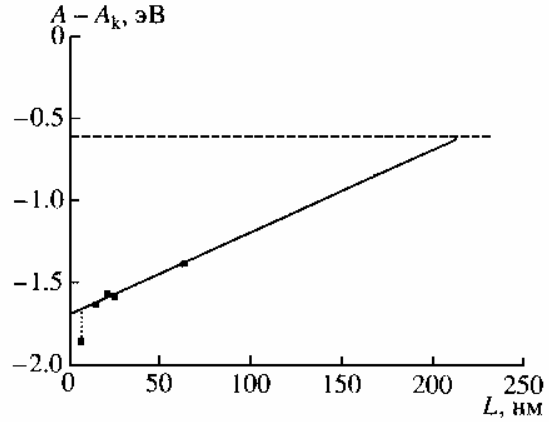


Рис.2 Зависимость работы выхода A тонких пленок висмута относительно коллектора от толщины L пленок ■- экспериментальные данные, --- - уровень, соответствующий работе выхода массивного Bi ($A_к$ – работа выхода углеродного коллектора).

Это несоответствие демонстрирует, что эффективная масса электрона m_Z в исследуемых пленках оказывается существенно (примерно втрое) больше ее значения для массивного висмута.

Наряду с достаточно резким, но небольшим по величине (300 *мэВ)* сдвигом ФЭС в HQ области наблюдается значительный сдвиг спектров пленок, когда их толщина лежит в заведомо не квантовой области (L_{fat}>40нм). Этот слабо зависящий от толщины сдвиг спектров соответствует уменьшению работы выхода в толстых пленках на 1-1.5 эВ по отношению работе выхода массивного материала. Подъем уровня Ферми на 1 эВ - эффект очень сильный и трудно объяснимый в рамках известных механизмов квантоворазмерных явлений [3].

Согласно модели сильной связи волновую функцию электрона в кристалле можно построить в виде линейной комбинации амплитуд вероятности его пребывания на соседних атомах. При малой амплитуде туннелирования рассматриваются только ближайшие соседи. Этому соответствует косинусоидальный закон дисперсии $E(p)= E_0 - H_T cos(ap/\hbar)$. Представим туннельный гамильтониан в виде $H_T = E_0\, exp(-a/L_T)$, где a - период решетки, L_T - туннельная длина, $exp(-a/L_T)$ характеризует перекрытие волновых функций электронов на соседях. Ограничиваясь квадратичным разложением получим для эффективной массы электрона $m^* = (\partial^2E/\partial p^2)^{-1} = (\hbar/a)^2E_0^{-1}exp(-a/L_T)$. Это позволяет определить зависимость $E_0=E_0(L)$, рассматривая L как физический размер, ограничивающий длину туннелирования: $L_T \le L$, $E_0=(\hbar/a)^2\, m_f^{*\,-1}\, exp(a/L_T)$, ($m_f^*$ - эффективная масса e^- в пленке). Получается, что ощутимое (1 эВ и более) изменение E_0 в толстых (L>>a) пленках при уменьшении их толщины можно ожидать лишь у металлов с малой m*, что и является специфическим свойством Bi. Возможность существенного роста E_0 в заведомо неквантоворазмерной области позволяет объяснить значительное снижение работы выхода (на 1-1.5 эВ), наблюдавшееся нами при фотоэмиссионных измерениях толстых пленок висмута. Рассмотрение аномально большой L_T в случае Bi оправдывается тем, что длина свободного пробега электронов в висмуте при комнатной температуре достигает 1 *мкм*.

Возвращаясь к поведению ФЭС спектров в HQ области, где полученные данные указывают на рост эффективной массы примерно втрое, можно также воспользоваться соображениями «туннельной длины» для качественного объяснения этого. Ограничивая L_T реальным физическим размером (толщиной пленки), мы выводим систему из соответствующего безграничному кристаллу состояния с минимальной энергией. При этом энергия системы растет, а энергия связи уменьшается, и, чтобы достаточно тонкая пленка могла сохранить устойчивость, она должна «перестроиться» так, чтобы равновесное значение L_T несколько уменьшилось, но вместе с тем, m_Z должна возрасти.

Рациональное объяснение аномалий внешнего фотоэффекта в Bi пленках, основанное на представлениях модели сильной связи, демонстрирует на конкретном примере ее применимость не только к полупроводникам, но и к системам с металлической проводимостью, что делает актуальным исследование скрытых возможностей этой модели для физики металлов и сверхпроводимости. Рассмотрим теперь случай неизменной туннельной длины и проварьируем в косинусоидальном законе дисперсии постоянную решетки a: $\delta E=(\partial E/\partial a)\delta a=((E_0/L_T)\, exp(-a/L_T)cos(ap/\hbar) - (pE_0/\hbar)exp(-a/L_T)sin(ap/\hbar))\delta a$. Далее рассмотрим проводник с малой концентрацей свободных носителей $p \approx p_F \approx 0$, и под δa будем подразумевать вторично квантованное фононное поле:

$$\delta E_{p\to 0} = \left(\frac{H_T}{L_T}\right)\delta a = \left(\frac{H_T}{L_T}\right)\left(-i\sqrt{\frac{\hbar}{2\rho_0 V\omega_k}}\sum_k\left(\hat{a}_k^+ - \hat{a}_{-k}\right)e^{-i(kr+\omega_k t)}\right)$$

Получается, что энергия свободного носителя связана с процессом рождения и уничтожения фонона и это по смыслу аналогично известной модели электрон-фононного взаимодействия Фрелиха, используемой в классических БКШ теориях. Роль деформационного потенциала здесь выполняет отношение H_T/L_T. Причем величина H_T одновременно является и шириной зоны в модели сильной связи, а следовательно имеется веское основание ожидать, что такое взаимодействие окажется сильным. В отличие от обычного электрон-фононного взаимодействия, когда энергия электрона меняется за счет небольшой вариации решеточного потенциала, здесь имеет место квантовый эффект: изменение условий туннелирования под действием поля фононной волны. Квантовый эффект может оказаться сильнее классического, т.к. он не подвержен плазменной экранировке. Кроме того, первая вариация решеточного потенциала вблизи состояния равновесия может вообще оказаться порядка нуля в силу требований устойчивости. В заключение найдем условие, отвечающие максимуму такого электрон-фононного взаимодействия, т.е. максимуму «деформационного потенциала» $H_T/L_T=E_0/L_T\, exp(-a/L_T)$: $\partial\{E_0/L_T exp(-a/L_T)\}/\partial L = -E_0/L_T^2 exp(-a/L_T) + aE_0/L_T^3 exp(-a/L_T) = 0$. Решение этого уравнения показывает, что взаимодействие наиболее сильно, когда $a = L_T$. Таким образом в системе должно быть мало свободных частиц ($p \approx p_F \approx 0$) и они должны легко туннелировать со своего узла на соседний. Подобная картина вполне реализуема в ВТСП системах.// Работа выполнена при поддержке ФЦНТП ГК № 40.012.1.1.1357, РФФИ (проект № 04-02-16455) и программы «Сильно коррелированные электроны п/п, металлах, сверхпроводниках и…»

1. А.И.Головашкин, А.Н.Жерихин, Л.Н.Жерихина и др. ЖЭТФ, №7, (2004)

2. В.Н.Буримов, А.Н.Жерихин, В.Л..Попков Квантовая электроника. Т.23. с.73 (1996).

3. А.Н.Жерихин, Г.Ю.Шубный, Л.Н.Жерихина и др. Поверхность. №6, 79-83 (2000).

Сверхпроводящие свойства упорядоченного нанокомпозита In-опал

М. С. Конончук, С.Г. Романов, А.В. Фокин, А.В. Черняев, Д.В. Шамшур
Физико-Технический Институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, Россия

Экспериментально изучена электропроводность и определены параметры сверхпроводящего (СП) перехода регулярной пространственной сети многосвязных субмикронных гранул индия, стабилизированных в полостях упорядоченной диэлектрической матрицы опала. Путем целенаправленного изменения характерных геометрических размеров полостей опала приготовлены решетки гранул с различными размерами In частиц, что позволило наблюдать количественные и качественные изменения в температурном ходе сопротивления и исследовать размерные зависимости параметров сверхпроводящего перехода нанокомпозитов.

Опал представляет собой плотную гранецентрированную кубическую (ГЦК) упаковку одинаковых силикатных шаров [1] с диаметром D порядка сотен nm, пустоты между которыми образуют регулярную решетку. Решетка пустот состоит из полостей двух видов: тетраэдрические и октаэдрические, с характерными размерами $d_O = 0.41D$ и $d_T = 0.23D$ соответственно, которые соединены между собой каналами переменного сечения с наименьшим размером $d_b = 0.15D$. Доля свободного объема в матрице опала составляет 26%.

Для приготовления нанокомпозита In-опал расплавленный металл вводился под давлением в полости образцов опала.

Изменение размеров наночастиц In достигалось за счет:

(i) использования опалов с различными размерами силикатных шаров;

(ii) осаждения оксида кремния из раствора полисиликата для достижения значительной глубины геометрической модуляции канала протекания тока, т.е. соотношения между его максимальным и минимальным сечением;

(iii) наслаивания заданного количества монослоев диоксида титана на внутреннюю поверхность опала для прецизионного изменения размеров полостей; метод молекулярного наслаивания оксидов на внутреннюю поверхность силикогеля в применении к опалу позволяет изменять размеры полостей с точностью до толщины монослоя осаждаемого оксида [2].

Размеры образцов составляли около 5x2x0.4 мм. Образцы нанокомпозитов были изучены методом электронного дисперсионного микроанализа, показавшим, что полости опала полностью заполнены металлом [3]. In в этом случае образует точную реплику полостей опала.

Измерения электрического сопротивления образцов R проводились четырехзондовым методом на постоянном токе в области температур 300 K ÷ 0.4 K и в магнитных полях до 60 kOe.

Исследованы несколько серий образцов In-опал, которые различались между собой размерами силикатных шаров: в серии N1 D=230nm, в серии N2 D=290nm. Разброс размеров силикатных шаров составлял $\Delta D / D \leq 5\%$. Образцы одной и той же серии различались количеством слоев TiO_2 в матрице (до 60 монослоев) и/или дополнительно осажденным SiO_2.

Во всех исследованных образцах нанокомпозита In-опал при понижении T наблюдается переход в СП состояние. Критические температуры T_c и критические магнитные поля H_c СП перехода для всех образцов заметно превышают (рис.1) соответствующие значения для объемного In ($T_c^{bulk} = 3.41\text{K}$ и $H_c^{bulk}(0) = 280\,\text{Oe}$ при T=0 K). Для образца N1.4 с минимальным размером мостиков d_b=10 nm критическое магнитное поле, экстраполированное к нулю температуры, превышает $H_c^{bulk}(0)$ почти на два порядка (в 70 - 80 раз), достигая величины более 20 kOe.

Прослеживается корреляция параметров СП перехода с размерами наногранул индия: уменьшение размеров гранул In, соответствующее уменьшению объемной доли индия k_{In} в образце, сопровождается монотонным увеличением T_c и H_c (рис.1). При этом удельное сопротивление в нормальной фазе увеличивается, а наклон температурной зависимости ρ(T) становится более пологим. Заметим, что в образце N1.4 с наименьшим размером мостиков d_b=10 nm температурная зависимость сопротивления приобретает неметаллический характер: $R_{300}/R_{4.2}$=0.7. Для образцов с k_{In}<16% на зависимостях R(T) и R(H) появляются ступени (рис.2).

Расчеты показывают, что изменение вида сверхпроводящего перехода сети наногранул In, а именно, появление ступеней при значительном (в 2 раза и более) уменьшении доли свободного объема связано с уменьшением длины когерентности (вплоть до размера гранул). При этом наблюдаемые критические температуры удовлетворительно описываются выражением для T_c/T_c^{bulk} в зависимости от размера частиц d, полученным авторами [4] из формулы Мак-Миллана [5], вывод которой основан на теории «сильной связи» Элиашберга [6].

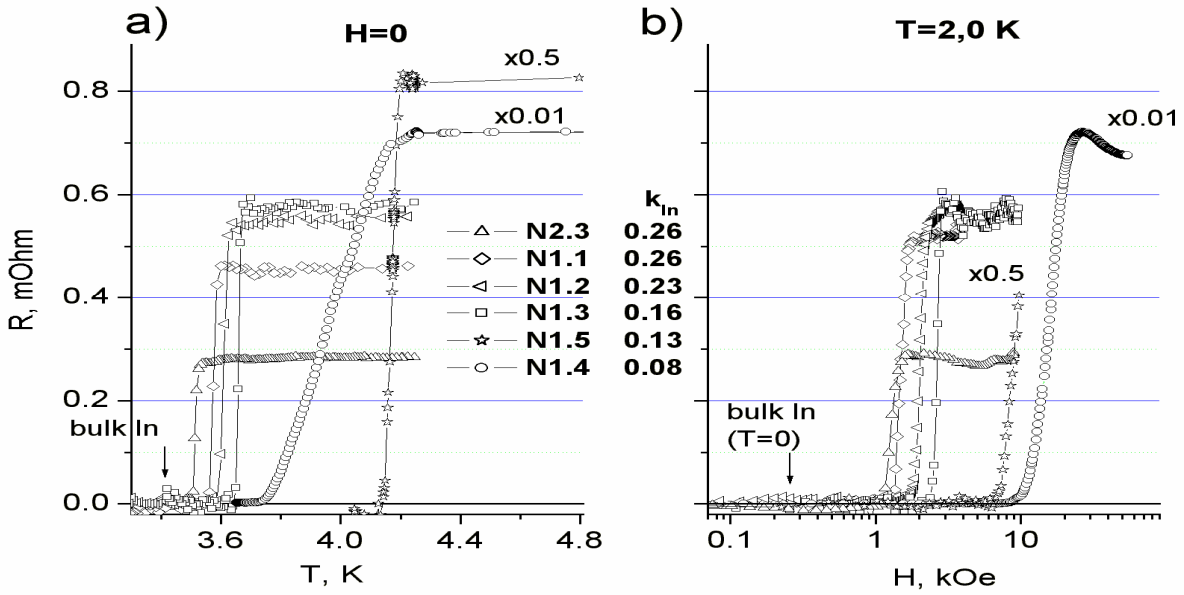


Рис.1. Сверхпроводящий переход в образцах In-опал с различной объемной долей индия: a) температурные зависимости; b) магнетополевые зависимости. Для образца N1.4 кривая R(H) приведена при T=2.48K.

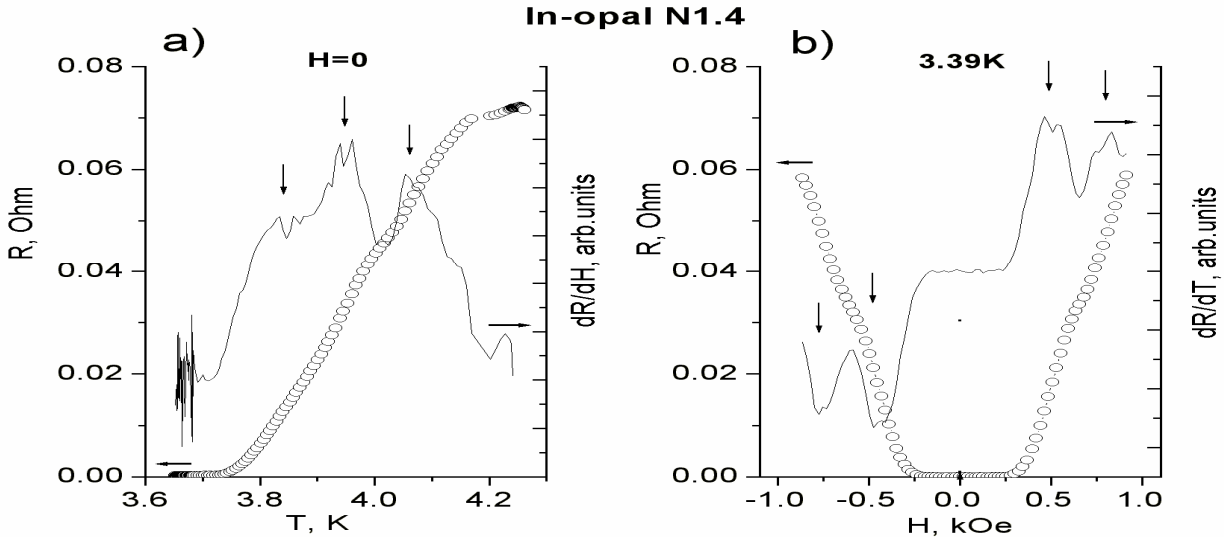


Рис2. Сверхпроводящий переход и соответствующие производные в образце N1.4: a) по температуре; b) по магнитному полю. Пики на производных соответствуют различным T_c и H_c (показаны стрелками).

Для образцов с относительно высоким значением k_{In}=16 ÷ 26% наблюдается количественное согласие H_c, измеренного на эксперименте, и среднего термодинамического критического магнитного поля $\langle H_c(T)\rangle$, рассчитанного на основе теории Гинзбурга – Ландау [7].

Таким образом, показана возможность прецизионного управления параметрами СП перехода нанокомпозита In-опал путем целенаправленного изменения размеров матрицы опала. Когда длина когерентности становится соизмеримой с размерами сверхпроводящих гранул In, проявляется ступенчатый характер сверхпроводящего перехода, связанный со сложной структурой In сетки.

Работа поддержана грантом РФФИ 02-02-17685, Президиума РАН и грантом НШ – 2200.2003.

1. В.Н. Богомолов, Л.К. Казанцева, Е.В. Колла, Ю.И. Кумзеров, *ФТТ*, **29**, 622 (1987).
2. С.Г. Романов, А.В. Фокин, К.Х. Бабамуратов, *Письма в ЖЭТФ*, **58**, 883 (1993).
3. V.V. Tretyakov, S.G. Romanov, A.V. Fokin, V.I. Alperovich, *Mikrochimica Acta*, **S15**, 211 (1998).
4. S. Matsuo et al *J. Low Temp. Phys.,* **15**, 481 (1974).
5. W.L. McMillan, *Phys. Rev.* **167**, 331 (1968).
6. Ж.М. Элиашберг, *ЖЭТФ*, **39**, 1437 (1960).
7. В.Л. Гинзбург, ЖЭТФ, 1958, Т.34, С.113.

Электрофизические свойства PbSnTe:In на границе перехода сверхпроводник-диэлектрик.

Р.В. Парфеньев, Д.В. Шамшур, Д.В. Шакура
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Россия
С.А. Немов
Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, 195251 Санкт-Петербург, Россия

В [1] была обнаружена сверхпроводимость (СП) в полупроводниковом соединений SnTe:In с критическими температурами ~ 2K. В работе [2] было показано существование СП состояния в соединениях $Pb_zSn_{1-z}Te$:In, максимальное значение T_c для которых равно 4.2K, и была отмечена существенная роль экстремумов в Σ и/или Δ точках зоны тяжелых дырок. В указанных работах СП регистрировалась по скачку сопротивления, что ставило под сомнение объемный характер явления. Недавно [3] были проведены измерения магнитной восприимчивости на образцах $Pb_zSn_{1-z}Te$:In с разным содержанием In, которые подтвердили предположения об объемном характера СП по наличию эффекта Мейсснера.

Примесь In, являясь глубоким центром, формирует состояния в SnTe:In глубоко в валентной зоне, которые размываются в примесную полосу с большим уширением, пиннингующую уровень Ферми, и расположенную на фоне зоны тяжелых дырок. За СП ответственны дырки, находящиеся в смешанных примесно-зонных состояниях. Добавление свинца к SnTe:In изменяет характеристики примесного центра, чувствительные к локальному окружению. Примесные уровни сдвигаются вверх по энергии к запрещенной зоне, выходя из зоны тяжелых дырок, уменьшается степень гибридизации зонных и примесных состояний, возникает эффективный барьер между различными зарядовыми состояниями центра, и СП исчезает. При дальнейшем увеличении количества свинца реализуется диэлектрическое состояние, когда примесные состояния находятся в запрещенной зоне. При большом содержании индия в сплавах диэлектрическое состояние может реализоваться и в случае, когда примесные состояния будут находиться около запрещенной зоны. В этой ситуации оно обусловлено эффектом слабой локализации зонных носителей [4], обнаруженным по характерным зависимостям магнитосопротивления.

Существуют две основные модели, объясняющие сверхпроводимость в этих материалах. В основе одной лежат представления о примесном центре, как о центре с отрицательной корреляционной энергией [5]. В основе другой – представления о системах со смешанной валентностью [6]. Но вопрос о том, какой модели отдать предпочтение, пока открыт.

В нашей работе для лучшего понимания происходящих при низких температурах явлений мы исследовали образцы, составы которых соответствуют переходу сверхпроводник-диэлектрик (С-Д) при больших содержаниях индия. В системах $Pb_zSn_{1-z}Te$:In с содержанием In 16ат.% переход С-Д осуществляется при количестве свинца более 60% (z>0.6) (рис. 1-а). Вольтамперная характеристика переходного образца с z=0.6 при $T < T_c$ носит нелинейный характер, а магнитное поле до 1T лишь частично разрушает низкоомное состояние. Подобное поведение объясняется существованием в материале локальных СП областей, связанных друг с другом посредством слабых связей.

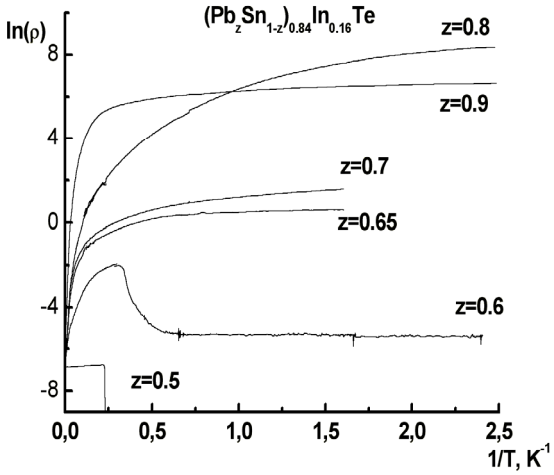


Рис.1-а.

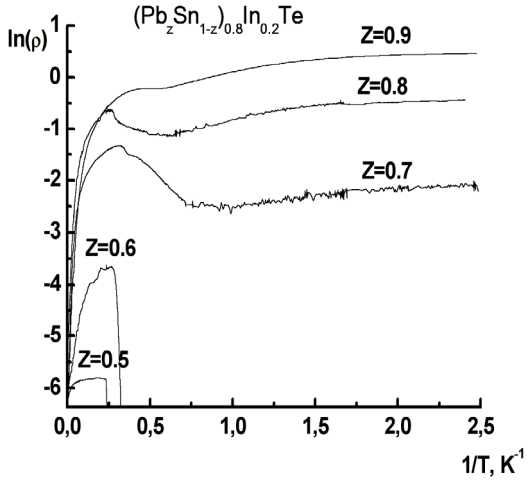


Рис.1-b.

На диэлектрической стороне перехода в образцах z = 0.65 – 0.9 наблюдается эффект слабой локализации, проявляющийся в виде отрицательных и положительных компонент магнитосопротивления [4], для объяснения которого также важно наличие флуктуаций состава.

При концентрации In в $Pb_zSn_{1-z}Te$ в 20ат.% переход С-Д имеет вид, показанный на рис. 1-b. Существование характерного спада сопротивления зависит от величины измерительного тока (рис.2, аналогичные зависимости имеют место и в случаях z = 0.7 и z = 0.9) и имеет, по всей видимости, СП природу даже в образцах с содержанием свинца z > 0.6. При увеличении тока, когда $T < T_c$, происходит переход

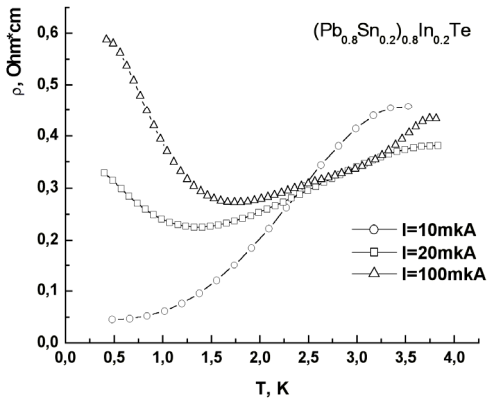


Рис. 2.

от слабой СП к слабой локализации, наблюдаемый в изменениях кривых магнитосопротивления в зависимости от тока. При больших токах рвутся слабые связи, и распространение носителей осуществляется по несверхпроводящему кластеру с рассеянием на СП областях. С понижением температуры растет величина СП щели и вместе с этим уменьшается рассеяние на ней, что, видимо, и приводит к наблюдаемому росту сопротивления.

При больших содержаниях In в материалах $Pb_zSn_{1-z}Te$ для понимания процессов переноса при низких температурах существенную роль играет наличие крупномасштабных флуктуаций состава. Одной из причин возникновения таких флуктуаций может служит спинодальный распад твердого раствора $Pb_zSn_{1-z}Te$:In. Области, в которых происходит свободный обмен носителей между примесными и зонными состояниями, являются сверхпроводящими, а для областей, где возникает эффективный барьер, препятствующий обмену, характерно интерференционное явление слабой локализации зонных носителей.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты 02-02-17685, 04-02-16638) и гранта НШ 2200.2003.

1 Nakajima T., Jsino M., Miyauchi H., Kanda E., J.Phys.Soc., v.**34**, p.282 (1973).

2 Бушмарина Г.С., Драбкин И.А., Компаниец В.В., Парфеньев Р.В., Шамшур Д.В., Шахов М.А. ФТТ, т.**28**, с. 1094 (1986); Парфеньев Р.В., Шамшур Д.В., Немов С.А., ФТТ, т.**43**, в.10 (2001).

3 M. Z. Tahar, Немов С.А., Попов Д.И., Шамшур Д.В. ФТТ, т.**45**, в.6 (2003).

4 Парфеньев Р.В., Шамшур Д.В., Шакура Д.В., Черняев А.В., VI Российская конференция по физике полупроводников 2003, с.104.

5 Драбкин И.А., Мойжес Б.Я. ФТП, т. **15**, н. 4 (1981).

6 Shelankov A.L. Sol. Stat. Comm., v. **62**, n. 5 (1987).

Двухщелевая сверхпроводимость в микроволновом отклике V_3Si

А.М. Шуваев, Ю.А. Нефёдов, М.Р. Трунин,
Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Исследования микроволновой проводимости монокристаллов V_3Si указывают на наличие в них двух сверхпроводящих щелей.

С открытием в 2001 г. сверхпроводимости в MgB_2 [1] к уже известным двум классам сверхпроводников: 1) обычным сверхпроводникам, описываемым теорией БКШ [2] и 2) высокотемпературным сверхпроводникам [3], добавился новый: 3) многощелевые сверхпроводники. Первый класс характеризуется одним изотропным параметром порядка Δ, который в случае сверхпроводника без магнитных примесей совпадает с энергетической щелью квазичастиц. Для второго класса характерен анизотропный параметр порядка, который обращается в нуль в точках или на линиях ферми-поверхности, что обуславливает многие отличительные свойства сверхпроводников этого класса. Наконец, в третьем классе материалов одновременно существует два параметра порядка, т. е. многощелевой сверхпроводник должен обладать как минимум двумя энергетическими зонами, пересекающими ферми-уровень. Этому критерию удовлетворяет большое количество сверхпроводящих материалов, но, по-видимому, лишь в немногих из них можно обнаружить проявления многощелевой сверхпроводимости. Необходимым условием ее наблюдения является существенно разные амплитуды щелей. В противном случае свойства сверхпроводника будут мало отличаться от свойств сверхпроводника с некоторой усредненной щелью. Уже из простейшей формулы [2] $\Delta=2\omega_c\exp[-1/(N(0)V)]$ где V – фурье-компонента матричного элемента электрон-фононного взаимодействия, ω_c – энергия, на которой это взаимодействие обрезается, и N(0) – плотность числа состояний на ферми-уровне, можно заключить, что амплитуды щелей будут разными, например, при сильно отличающихся плотностях состояний N(0) в разных энергетических зонах. Это имеет место в некоторых соединениях со структурой A15: V_3Si, Nb_3Sn, V_3Ga [4]. Недавняя работа [5], в которой сообщается о проявлении второй щели в температурной зависимости удельной теплоемкости Nb_3Sn, подтверждает данную гипотезу.

Мы исследовали температурные зависимости микроволнового поверхностного импеданса монокристаллов V_3Si. Образцы были выращены методом бестигельной зонной плавки в атмосфере аргона из поликристаллических заготовок, также подверженных одному проходу зонной плавки в вакууме. От большого монокристалла отрезались образцы меньших размеров, которые далее шлифовались. Применялась корундовая шлифовальная паста для грубого выравнивания поверхности и алмазная паста при полировке до зеркального блеска. Образец #1 обладал стехиометрическим составом, т.е. содержал 25% кремния, а образец #2 содержал 24% кремния. Предварительные измерения динамической магнитной восприимчивости на частоте 100 кГц демонстрировали переход образца #1 в сверхпроводящее состояние при T_c=16.5 K, а образца #2 – при T_c=12.5 K. Температурные ширины переходов были в обоих случаях меньше 0.5 K. Измерения на частоте 9.4 ГГц проводились методом “hot finger”, когда образец помещается на сапфировом теплоизолированном стержне в центр сверхпроводящего объемного резонатора [6]. Температуру стержня вместе с образцом можно менять в интервале 2<T<300 K, при этом сам резонатор находится постоянно при гелиевой температуре. Использовался ниобиевый резонатор, работающий на моде H_{011}.

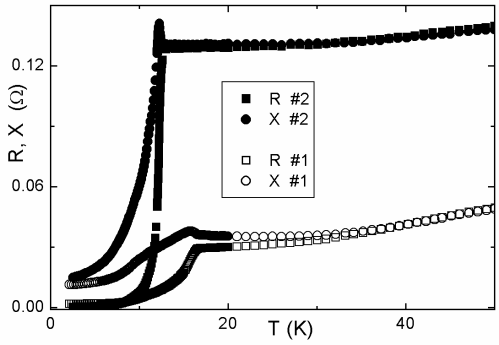


Рис. 1. Поверхностное сопротивление R(T) и реактанс X(T) монокристаллов V_3Si.

Температурные зависимости компонент поверхностного импеданса Z=R+iX обоих образцов приведены на рис. 1. Зная его, можно вычислить проводимость кристаллов в сверхпроводящем и нормальном состояниях. В частности, при $T=T_c$ мы получаем удельное сопротивление $\rho(T_c)$=2.5 мкОм·см образца #1, и $\rho(T_c)$=45 мкОм·см образца #2, а также отношения сопротивлений $\rho(250K)/\rho(T_c)$, равные 19 и 2.6 соответственно. Следовательно, образец #2 является существенно более грязным. В сверхпроводящем состоянии действительная часть проводимости σ' связана с поглощением энергии квазичастичными возбуждениями в сверхпроводнике. Мнимая часть σ'' определяет плотность сверхпроводящего конденсата. Именно температурная зависимость $\sigma''(T)$, представленная на рис. 2, содержит интересную особенность – излом при T=10 K в образце #1 и при T=8 K в образце #2. В рамках обычной однозонной модели БКШ [2] описать подобные изломы невозможно.

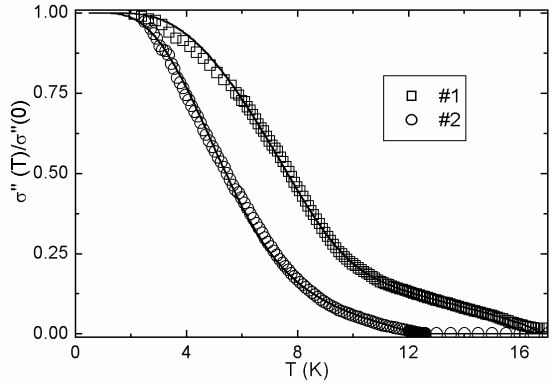


Рис.2. Зависимости σ’’(T) двух образцов V_3Si.

Вероятное объяснение подсказала работа [7], в которой похожее поведение σ’’(T) в MgB_2 рассматривалось в двухзонной модели [8], суть которой заключается в том, что сверхпроводящие щели Δ_1 и Δ_2 ($\Delta_1 < \Delta_2$) в разных слабо взаимодействующих энергетических зонах открываются независимо друг от друга при разных критических температурах, и перегиб в σ’’(T) вызван переходом в сверхпроводящее состояние электронов из энергетической зоны с меньшей щелью Δ_1. Если же взаимодействие между зонами сильное, то малая щель Δ_1 на фоне большой Δ_2 проявляется слабо. Судя по всему, в образце #1 межзонное рассеяние слабое, и излом в σ’’(T) отчетливо виден, а в образце #2 из-за более сильного межзонного рассеяния он “замывается”.

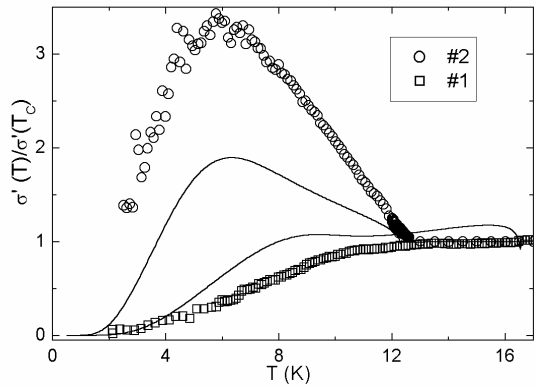


Рис. 3. Зависимости σ’(T) двух образцов V_3Si.

Температурные зависимости действительной части проводимости σ'(T), представленные на рис. 3, также имеют особенности. Известно, что в грязном пределе однощелевой модели БКШ [2], когда длина пробега l электронов меньше длины когерентности ξ, в σ'(T) имеется когерентный пик при $T \approx \Delta(T) \approx 0.85T_c$, амплитуда которого уменьшается с ростом l. В образце #1, когерентный пик отсутствует, что отвечает чистому пределу ($l > \xi$), но виден излом при T≈10 K, соответствующий открытию малой щели Δ_1, как и в σ’’(T). В образце #2 на кривой σ'(T) имеется широкий пик при $T \approx 0.5T_c$, по виду аналогичный когерентному пику. Смещение пика в область низких температур объясняется тем, что он обусловлен электронами из зоны с меньшей щелью Δ_1, и максимум достигается при меньшей температуре $T \approx \Delta_1(T)$. Предположения о том, что образец #1 отвечает чистому пределу, а образец #2 – грязному, согласуются с данными по удельному сопротивлению образцов в нормальном состоянии.

Экспериментальные данные можно описать, определив оптимальные температурные зависимости параметров порядка $\Delta_i(T)$ из уравнений самосогласования [8] и вычислив компоненты проводимости σ’(T) и σ’’(T). Найденные зависимости $\Delta_i(T)$ представлены на рис. 4.

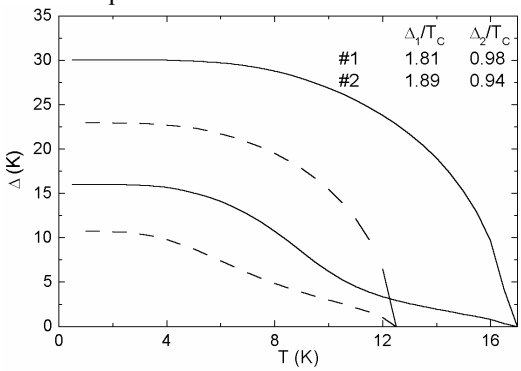


Рис. 4. Рассчитанные кривые $\Delta_i(T)$ для образца #1 (сплошные линии) и #2 (штриховые линии).

За основу расчета температурных зависимостей компонент проводимости была взята работа [9], в которой рассматривался случай единственной энергетической зоны. Общая проводимость двух зон полагалась равной сумме проводимостей каждой из них с коэффициентами, пропорциональными концентрациям электронов в соответствующих зонах. Результаты расчета приведены на рис. 2 и 3 сплошными линиями. Видно, что экспериментальные кривые σ’’(T) хорошо описываются теорией, в то время как кривые σ’(T) согласуются только качественно.

1. J. Nagamatsu, N. Nakagawa, T. Muranaka et al., Nature 410, 63 (2001).
2. J. Bardeen, L. N. Cooper, J. R. Schrieffer, Phys. Rev. 108, 1175 (1957).
3. J. G. Bednorz, K. A. Müller, Z. Phys. B 64, 189 (1986).
4. B. M. Klein, L. L. Boyer, D. A. Papaconstantopoulos et al., Phys. Rev. B 6411 (1978).
5. V. Guritanu, W. Goldacker, F. Bouquet et al., cond-mat/0403590.
6. М. Р. Трунин, УФН 168, 931 (1998).
7. A. A. Golubov, A. Brinkman, O. V. Dolgov et al., Phys. Rev. B 66, 54524 (2002).
8. В. А. Москаленко, ФММ 8, 503 (1959);
H. Suhl, B. T. Matthias, L. R. Walker, Phys. Rev. Lett. 3, 552 (1959).
9. S. B. Nam, Phys. Rev. 156, 470 (1967).

Сверхпроводимость межфазной границы двухслойных гетероструктур на основе полупроводниковых монохалькогенидов

О.И. Юзефович, М.Ю. Михайлов,
Физико-технический Институт Низких Температур им.Б.И.Веркина, 61103 Харьков, Украина
Н.Я. Фогель, Ю.В. Бомзе, Е.И. Бухштаб
Институт Твердого Тела, Технион, 32100, Хайфа, Израиль
А.Ю. Сипатов, В. Волобуев
Национальный Технический Университет ХПИ, 61002 Харьков, Украина

Впервые обнаружена сверхпроводимость двухслойных полупроводниковых монохалькогенидных гетероструктур PbTe/PbS, PbTe/PbSe, PbTe/YbS. Температура сверхпроводящего перехода изменяется в интервале 3.2 – 6К. Единичные пленки PbTe, PbS и YbS изготовленные при тех же условиях, что и двухслойные гетероструктуры не проявляют сверхпроводимости выше 0.3 K. Из сравнения экспериментальных результатов, полученных на двухслойных гетероструктурах, с результатами на тонких единичных монохалькогенидных пленках сделан вывод, что за сверхпроводимость двухслойных гетероструктур (ДГ) отвечает граница раздела двух полупроводников. Особенности, наблюдаемые на зависимостях резистивных переходов и критических магнитных полей от температуры, а также магнетосопротивления в нормальном состоянии позволяют сделать вывод о низкоразмерности сверхпроводящего слоя в исследованных структурах.

Наиболее интересные объекты современной физики – наноструктуры. Для получения наноструктур не всегда нужно применение высокоточных технологий, например, можно получить наноструктуру, правильно подобрав параметры двух полупроводников в гетероструктуре. В частности, упругие и электронные свойства трехмерных многослойных сверхрешеток (СР), полученных при эпитаксиальном росте изоморфных монохалькогенидов Pb, Sn, и редкоземельных металлов на подложке KCl изменяются на наномасштабах [1,2]. Модуляция физических характеристик в перпендикулярном к слоям направлении обеспечивается поочерёдным напылением двух полупроводников. Модуляция в плоскости слоёв происходит из-за наличия регулярной сетки краевых дислокаций несоответствия на поверхности раздела между двумя слоями.

Первые результаты по обнаружению сверхпроводимости полупроводниковых СР PbTe/PbS и PbTe/SnTe появились еще в 80-х годах [3,4], но до последнего времени существовали противоположные суждения о ее причине: формирование ультратонкой пленки свинца на интерфейсе или выделений Pb из-за интердиффузии, влияние псевдоморфных условий на границе раздела двух полупроводниковых материалов; влияние сетки дислокаций несоответствия, возникающей на границе раздела между двумя изоморфными компонентами. Последняя идея была наиболее удачной, и ее применение привело нас к открытию сверхпроводимости 5 новых сверхпроводящих СР (количество слоев менялось в интервале n = 3 – 20) (PbS/PbSe, PbTe/PbSe, PbS/YbS, PbTe/YbS, and PbSe/EuS) [1,2].

Тем временем попытки других групп создать двухслойные структуры, обладающие сверхпроводимостью, не были успешны [5,6], и авторы сделали вывод, что трехслойные структуры являются минимальными структурными блоками, проявляющими сверхпроводящие свойства. Это заключение противоречит нашей концепции о дислокационно наведенной сверхпроводимости, детально описанной в [2]. Поэтому мы сконцентрировали наши усилия на создании двухслойных гетероструктур и получили желаемый результат. Обнаружена сверхпроводимость ДГ и показано, что их сверхпроводящие свойства в многих аспектах отличаются от свойств СР из таких же соединений. Вполне вероятно, что эти отличия связаны с низкоразмерной природой сверхпроводящих межслойных слоев в ДГ.

Количество исследованных ДГ – 18. Толщины обоих слоев ДГ равные и изменялись в диапазоне 40 – 300nm. Метод приготовления ДГ детально описан в работах [2,5]. В качестве подложки использовался скол поверхности (001) монокристалла KCl. Такой выбор подложки гарантирует эпитаксиальный рост гетероструктуры и образование сетки краевых дислокаций несоответствия (КДН) на границе раздела двух полупроводников. Наличие сетки КДН подтверждается результатами электронно-микроскопических исследований ДГ, в которых верхний слой был сделан тоньше (30-50nm) для возможности TEM измерений.

Транспортные измерения проведены в температурном интервале 0.3-300K в стандартном гелиевом криостате, снабженном сверхпроводящим соленоидом (5T). Точность стабилизации температуры в указанном интервале температур не хуже 10^{-3}K. Сопротивление измерялось четырехзондовым методом. Критические магнитные поля определялись по середине резистивных переходов, где сопротивление образца достигало половины сопротивления в нормальном состоянии R_n.

Для большинства ДГ мы наблюдаем температурную зависимость сопротивления, типичную

для металлов. Соотношение $r=R_{300}/R_n$ равно 1.6-8, и все эти образца переходят в сверхпроводящее состояние (Рис.1) с температурой перехода T_c в интервале 2.6-5.6К, т.е. ниже чем для многослойных композиций из таких же материалов (5.8-6.5К). Для более тонких ДГ с $d_{1,2}$=40nm температура сверхпроводящего перехода равна 0.4К и переход не заканчивается при 0.3К. Для таких образцов dR/dT отрицательна выше T_c. В случае СР полный переход в сверхпроводящие состояние обычно наблюдается для образцов с $d_{1,2}\geq$80nm. Как следует из сравнения экспериментальных результатов для СР и ДГ, присутствие дополнительных интерфейсов служит стабилизирующим фактором для структуры слоев, отвечающих за сверхпроводимость.

Мы обнаружили, что особенности сверхпроводящего состояния двухслойных гетероструктур радикально отличаются от обычно наблюдаемых для СР. В то время как для СР наблюдается резкий переход в сверхпроводящее состояние, для всех исследованных двухслойных гетероструктур переход сильно уширен (рис.1).

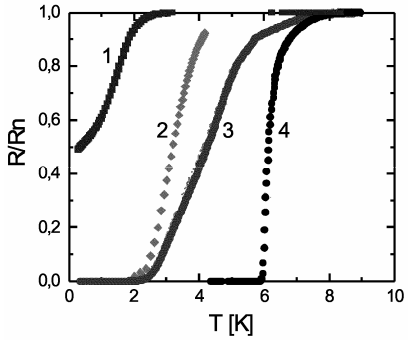


Рис.1. Нормированное сопротивление как функция температуры для 4 структур PbTe/PbS. Слева направо – три ДГ с толщинами $d_{1,2}$=40nm (1), 80nm (2) and 80nm (3), и одна СР $d_{1,2}$=120nm (4).

Ширина перехода для ДГ всегда больше, чем 2К, в то время как для СР переход резкий (несколько десятых К). Возможно, уширение резистивного перехода ДГ вызвано низкоразмерной природой сверхпроводящего слоя.

Результаты исследования критических магнитных полей (рис.2) также свидетельствуют о низкоразмерной природе сверхпроводящих слоев. Критические магнитные поля существенно более анизотропны, чем для сверхрешеток. В СР в окрестности T_c наблюдается 3D поведение параллельного критического поля $H_{c//}$ ($H_{c//} \sim (T_c - T)$), а при низких температурах наблюдается кроссовер к 2D поведению. В случае единичного интерфейса 2D поведение параллельного критического поля ($H_{c//} \sim (T_c - T)^{1/2}$)) начинается прямо с T_c. Кроме того, как видно изрис.2, для ДГ наблюдается необычная особенность (резкая расходимость верхнего критического поля $H_{c//}(T)$ при низких температурах), что может быть следствием кроссовера 2D-1D. Такой кроссовер характерен, согласно теории [7], для сверхпроводящих сеток. Аномальная положительная кривизна наблюдается и для перпендикулярного поля, что можно ожидать для сверхпроводящих сеток. Существует подтверждение двумерности ДГ также и из данных в нормальном состоянии. Магнетосопротивление (МР) для параллельной и перпендикулярной ориентации сильно отличаются (до в 2 раз в поле 5Т), т.е. МР сильно анизотропно, как и должно быть в двумерном случае (рис. 3).

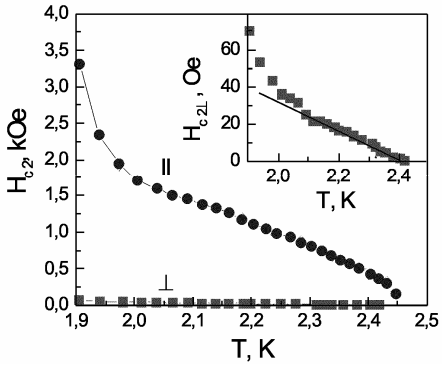


Рис.2. Верхние критические поля ДГ PbTe/YbS с толщинами слоев $d_{1,2}$=100nm.

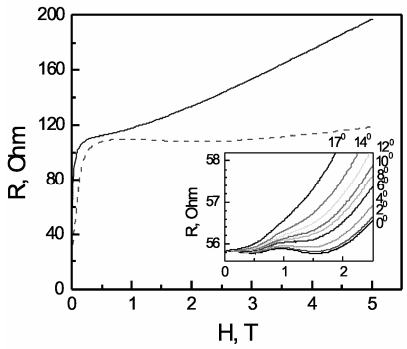


Рис.3. Магнетосопротивление при параллельной и перпендикулярной ориентации магнитного поля ДГ PbTe/PbSe с $d_{1,2}$=100nm. Вставка: МР при разных ориентациях магнитного поля.

Кроме того, в слабых магнитных полях наблюдается аномалия магнетосопротивления – немонотонная зависимость от H (Рис.3, вставка), происхождение которой может быть связано с многосвязной топологией проводящего слоя. Это требует дальнейших экспериментальных исследований.

1. N.Ya.Fogel et al, Phys.Rev.Lett. 86, 512 (2001).
2. N.Ya. Fogel et al., Phys.Rev.B66, 174513 (2002).
3. K.Murase et al., Surf. Sci. 170, 486 (1986).
4. O.A.Mironov et al., JETP Lett. 48, 106 (1988).
5. O.A.Mironov et al., JETP Lett. 50, 334, 1989.
6. A.I.Fedorenko et al., Fiz.Tverd.Tela 41, 1693 (1999).
7. L.A.Turkevich and R.A.Klemm, Phys.Rev.B19, 2520 (1979).

Секция А.
Прикладная сверхпроводимость

Оптическая система связи и управления на основе ВТСП болометра

Антоненко С.В., Коротков Д.П., Брызгунов К.В.
Московский инженерно-физический институт (государственный университет) 115409 Москва, Россия

Оптическая система связи и управления (ОССУ) на основе сверхпроводникового приемника модулированного излучения была спроектирована, разработана и создана для работы в распределенных системах управления, в том числе при наличии сильных электромагнитных помех и радиационных полей. Наиболее жесткие требования предъявляются к каналам обмена информацией между распределенными узлами систем или распределенными объектами. Достаточно обоснованным для таких систем является применение беспроводных оптических каналов связи. Одним из наиболее слабых мест этих систем являются приемные элементы, так как они являются открытой частью системы.

Определенный интерес для использования в качестве приемных элементов вызывают болометры на основе пленок высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП). По сравнению с пироэлектрическими и полупроводниковыми приемниками излучения они обладают большей устойчивостью к воздействию ионизирующих излучений. К тому же свойства ВТСП, деградировавшие после облучения, могут быть легко восстановлены при проведении термических или токовых отжигов. Еще одним преимуществом болометров является широкий спектральный диапазон чувствительности, что позволяет применять их в линиях ИК связи с длиной волны передающего излучения, изменяющейся в зависимости от свойств окружающей среды.

Однако из-за теплового механизма детектирования излучения болометры обладают достаточно большой инерционностью и при высокой чувствительности быстродействие их невелико. Поэтому, до настоящего времени, ВТСП болометры в основном применялись в качестве чувствительных датчиков обнаружения малых слабо меняющихся (несколько Гц) теплопотоков в широком спектральном диапазоне. Тем не менее, исследования показали [1], что чувствительность ВТСП болометра на основе висмута падает с увеличением частоты модуляции детектируемого излучения. При этом вплоть до 10-20 кГц сохраняется различимость коротких импульсных сигналов лазера.

В настоящей работе приведено краткое описание оптического канала связи и управления с приемным элементом на основе ВТСП болометра. Эта ОССУ разработана на основе информационно-измерительного комплекса, предназначенного для исследования свойств ВТСП болометров.

Ключевым элементом предлагаемого оптического канала связи является приемный элемент на основе пленки высокотемпературного сверхпроводника (ВТСП) $Bi_2Sr_2CaCu_2O_x$ на подложке MgO, расположенный на хладопроводе оптического криостата, охлаждаемого жидким азотом (рис. 1). Этот сверхпроводник, в отличие от ВТСП на основе соединения Y-Ba-Cu-O, химически более устойчив и не деградирует со временем. Хотелось бы отметить, что болометр, используемый в данной ОССУ работает в течение 10 лет без заметного изменения характеристик. Критическая температура используемой пленки составляла около 90К, геометрические размеры подложки – 8x8 мм^2. Для повышения чувствительности болометра в центре образца с помощью лазерной резки была сформирована меандровая структура с параметрами: 1,1x1,1 мм^2, 11 периодов, ширина реза 5 мкм. Сопротивление болометра составляло около 1 кОм в нормальном состоянии перед началом сверхпроводящего перехода. Контроль температуры обеспечивался 4-х контактным полупроводниковым термометром ТСАД, расположенным рядом с болометрическим датчиком в медной матрице. Температура хладопровода регулировалась проволочным нагревателем, установленным рядом с болометром. Сигнал с болометра снимался по стандартной четырехконтактной методике: к одной паре контактов подключался источник тока, с другой пары снималось напряжение. Результирующая чувствительность сигнала такого датчика составила S~1мкв/Вт при частоте модуляции излучения f=5 кГц.

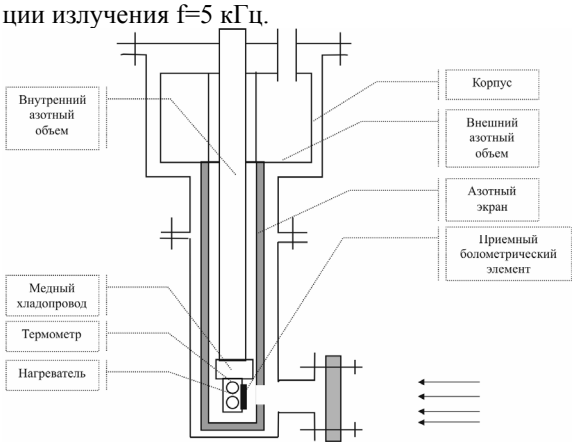


Рис.1. Схема оптического криостата

Блок-схема ОССУ, дополненная контрольно-измерительным оборудованием, приведена на рис. 2. Передающая часть состоит из последовательно соединенных: предварительного усилителя, ЧМ модулятора, генератора накачки лазера и излучающего лазерного диода. Принимающая часть состоит из находящихся в криостате термометра, нагревателя и ВТСП болометра, соединенных соответственно с источниками тока: термометра, нагревателя и болометра. К потенциальным контактам болометра последовательно подключены предварительный усилитель и демодулятор. Так как эта

ОССУ создавалась на основе информационно-измерительного комплекса, то в схеме есть дополнительное контрольно-измерительное оборудование: вольтметр для термометра, вольтметр для болометра и графопостроитель (компьютер) для контроля нахождение болометра в рабочей точке – середине сверхпроводящего перехода; цифровой осциллограф, для контроля формы отклика болометрического датчика.

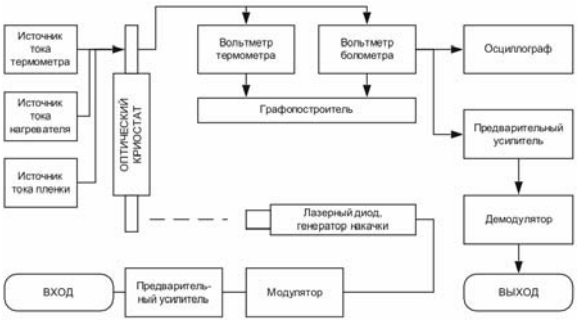


Рис.2. Блок- схема однонаправленного канала связи и управления, дополненная контрольно-измерительным оборудованием.

В качестве излучающего элемента выбран полупроводниковый лазерный диод ИЛПИ-110 (длина волны – 820 - 850 нм). Для коллимации излучения использовался объектив Юпитер-8, формирующий пучок излучения с расходимостью 2x3 градуса. Речевой сигнал с микрофона усиливается предварительным усилителем на основе микросхемы операционного усилителя К157УЛ1А и частотно модулируется с помощью генератора управляемого напряжением (ГУН). Сигнал с ГУН подается на разработанный генератор импульсов тока для накачки лазерного диода. Схема имеет вход внешнего запуска по положительному фронту сигнала с амплитудой 5-9 В для согласования ее работы со схемой модулятора. Генератор питается от источника 12 В, 1 А и формирует импульсы тока 100 А длительностью τ = 100 нс. с перестраиваемой частотой следования до 10 кГц. Габаритные размеры лазерного блока – 350x70x90 мм.

В принимающем модуле оптического канала управления сигнал с болометрического приемника усиливается предварительным усилителем до насыщения с низкочастотной фильтрацией (для подавления низкочастотных помех от ламп дневного света, солнца и т.п.), отсекается по уровню 0,5 и демодулируется.

Реализованная ОССУ сочетает в себе дальность, направленность и помехоустойчивость лазерного инфракрасного излучения с радиационной и ЭМИ устойчивостью болометрического приемника. В случае подключения к разработанному каналу управления внешних интерфейсов управляющей и управляемой системы (модемов), возможный поток информации, без учета компрессии, может составить до 10 Кб/сек.

Показана возможность использования ВТСП болометра в системах управления оптического диапазона, предназначенных для управления сложными физическими установками.

Работа выполнена с частичной поддержкой ФЦП «Интеграция» проект №Б0049.

1. С. В. Антоненко, К. В. Брызгунов, Д. П. Коротков, Приборы и системы. Управление, контроль, диагностика № 6, с. 44-46 (2001).

Магнито-оптические исследования прыжков магнитного потока в MgB_2 пленках

А.В. Бобыль[1,2], Ю.М. Гальперин[1,2], Т.Х. Йохансен[2], Д.В.Шанцев[1,2],
[1]*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН РАН, 194021 С-Петербург, Россия*
[2]*Физический факультет Университета Осло, 0316 Осло, Норвегия*

Впервые были получены магнито-оптические изображения прыжков магнитного потока СП пленок. Исследовались MgB_2 пленки в перпендикулярном магнитном поле. При медленном росте поля (~10μT/s) и T < 10 К наблюдались прыжки потока в виде овалов размером 10-20 μm, случайно расположенные вдоль фронта проникающего в пленку потока. Общее количество вихрей в одном прыжке варьируется от 20 до 10000. Одновременно наблюдаются огромные лавины потока в виде «деревьев» (дендритного типа) с размерами порядка размера исследуемых образцов (~cm) и количеством вихрей от 10^6 и до 108. Дендриты могут запускаться также импульсами транспортного тока и подавляются при контакте сверхпроводящей пленки с металлической фольгой. Предполагается, что оба типа прыжков возникают в результате термомагнитной неустойчивости. Они могут инициироваться флуктуациями электрического поля или температуры, возникающими при релаксации упругих напряжений, что особенно характерно для напряженных пленок. Для возникновения дендритной неустойчивости принципиально важно наличие большого электрического поля, при котором диффузия магнитного потока происходит быстрее, чем диффузия тепла.

Использование пленок MgB_2 в прикладных задачах затруднено в связи с наличием неустойчивости проникновения магнитного потока дендритного типа. Магнито-оптические исследования выявили, что при температурах ниже пороговых ($T_{th} \approx 10$ К) и при магнитных полях, превышающих H_{th} = 2-10 mT, поток проникает в MgB_2 пленки преимущественно лавинообразным путем, с формированием огромных дендритов (~ размера образца). Это отличает их от плавного и ровного движения фронта в других СП-ках 2-го рода с сильным пиннингом, где могут наблюдаться только малые прыжки потока (< $N_{max} \approx 100$ вихрей). В данной работе было обнаружено, что проникновение магнитного потока в пленках MgB_2 при полях < H_{th} также происходит за счет сравнительно небольших (относительно дендрита) лавин. При этом величина $N_{max} \approx 10000$, что на два порядка превышает аналогичную величину для большинства других СП-ков. [1,2]

Распределение магнитного потока пленок MgB_2, нанесенных на подложки Al_2O_3 импульсным лазерным напылением, исследовалось магниито-оптческим (МО) методом, основанным на эффекте Фарадея [3]. Пленки охлаждались в нулевом внешнем магнитном поле и помещались в перпендикулярное медленно растущее магнитное поле (1-20 μT/сек).

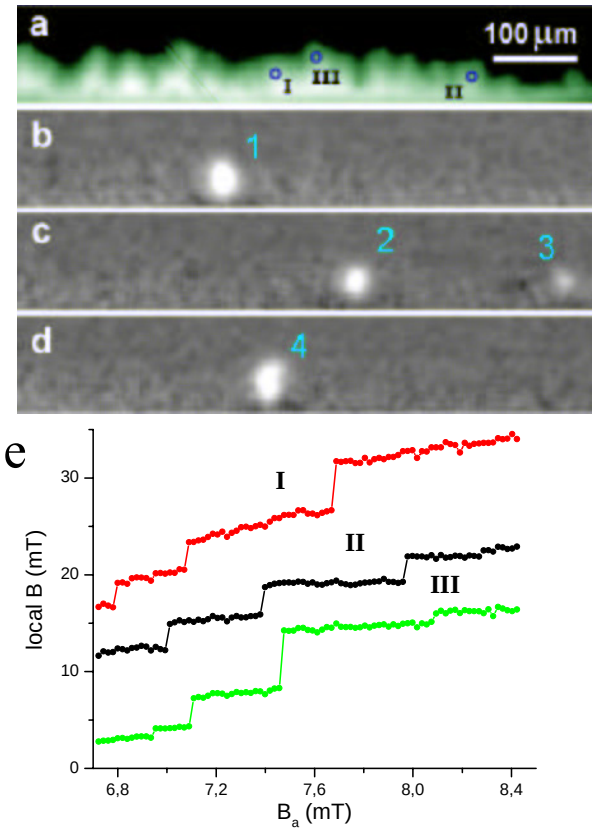


Рис.1. (a): Магнито-оптическое изображение плотности потока $B(\mathbf{r})$ вблизи края MgB_2 пленки во внешнем поле B_a=7.1 mT. (b)-(d): изменения $B(\mathbf{r})$ по мере увеличения B_a на 0.01 mT, полученные вычитанием ближайших МО изображений. Белые области соответствуют прыжкам потока. Количество вихрей определяется интегрированием $B(\mathbf{r})$ по площади и равняется 1900, 1200, 300 и 2100 Φ_0 для прыжков 1-4, соответственно. (e): зависимость локального потока от B_a для трех областей размером 10x10 μm^2, отмеченных кружками на МО изображении (a); ступеньки на $B(B_a)$ соответствуют отдельным прыжкам.

На Рис.1(a) видно, что фронт магнитного потока (светлая область) является неоднородным. Визуально в микроскопе вблизи фронта наблюдается появление большого количества малых и быстрых прыжков (<0.1 s). Для количественного описания статистики прыжков были зарегистрированы 2200 изображений с интервалом 0.01 mT. Появление прыжков анализировалось на изображениях, полу-

чаемых вычитанием двух ближайших. На Рис.1(b) показано разностное изображение, полученное путем вычитания изображений при $B(\mathbf{r}, 7.11\ \mathrm{mT})$ и $B(\mathbf{r}, 7.10\ \mathrm{mT})$. Серый фон соответствует отсутствию изменений, а овальное пятно – появлению микролавины вихрей. На следующих изображениях Рис.1(c,d) видны прыжки в других местах фронта потока. На Рис.1(e) показана зависимость локальной плотности потока от внешнего поля. Видно, что накопление вихрей в пленке происходит в основном за счет прыжков. Неоднократные повторения этих экспериментов показали, что хотя зависимость суммарного количества проникших вихрей от внешнего поля и воспроизводится, но момент появления конкретного прыжка или дендрита непредсказуем.

Минимальный прыжок размером 20 вихрей зарегистрирован при 3.3 mT. (см. Рис.2).

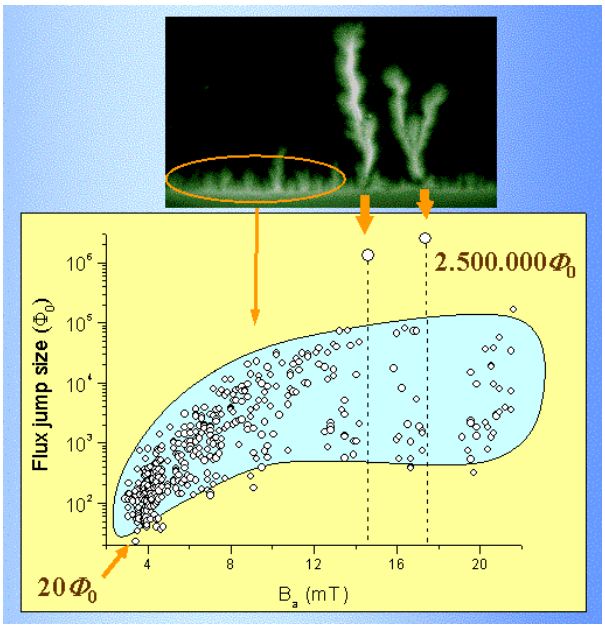


Рис.1. Распределение размера лавин (прыжков) в зависимости от внешнего магнитного поля B_a. При больших полях размеры прыжков постепенно увеличивается в среднем до 10000 вихрей. При 15 mT появляется первый дендрит размером более миллиона вихрей. В верхней части показано МО изображение края образца в поле 22 mT.

Заметим, что в области больших полей B_a.> 14 mT малые прыжки продолжают появляться одновременно с большими дендритами. Однако сразу после появления дендрита имеется некая «мертвая» область, где малые прыжки отсутствуют (справа от вертикальной пунктирной линии на Рис.2).

Два типа различных по размеру лавин (прыжков) ранее наблюдались в Nb пленках [4]. Был сделан вывод, что они имеют различную физический природу. В наших исследованиях оба типа лавин исчезают выше некоторой пороговой температуры 10 К. Это предполагает, что оба типа лавин имеют единую термо-магнитную природу – исчезают при высоких T за счет роста удельной теплоемкости. Существование двух типов лавин может быть связано с сильным размагничивающим фактором тонких пленок. Когда прыжок превышает некий критический размер, линии огибающего тока вокруг области прыжка увеличивают локальное поле и таким образом ускоряют развитие прыжка. В этом случае величина последнего ограничивается только размерами исследуемого образца. Другая возможная причина – стабилизирующая роль теплопроводности, которая наиболее эффективно подавляет только малые прыжки. Аналогичный стабилизирующий эффект возникает также из-за быстрого роста теплоемкости с ростом температуры в момент прыжка. Наконец, сравнение статистики прыжков для пленок с разным количеством краевых дефектов показывает, что неоднородности СП-ка также оказывают большое влияние на функцию их распределения по величине.

Другой принципиальный вопрос, какие факторы определяет ширину дендрита? Был проведен линейный анализ термо-магнитной неустойчивости, основанный на уравнениях Максвелла и нелинейности ВАХ СП-ка. Оказалось, что чем меньше ширина дендрит, тем меньше перераспределение тока и тем быстрее возникает неустойчивость. Однако узкие дендриты подавляются диффузией тепла. Условие равенства выделяемой энергии за счет джоулевого нагрева, jE, и скорости ее термической диффузии, $\kappa V^2 T$, где κ - коэффициент теплопроводности, приводит к появлению критерию оптимальной ширины дендрита, порядка $\sqrt{\kappa(\partial J_c/\partial T)^{-1}/E}$ [5].

Таким образом, проникновение магнитного потока в пленки MgB_2 ниже 10 К происходит путем быстрых лавин (прыжков) различных пространственных масштабов – от μm до sm. Термическая природа лавин означает, что плотность критического тока определяется здесь величинами таких термических параметров, как удельная теплоемкость, а не величиной силы пиннинга.

[1] M. Baziljevich, A.V. Bobyl, D.V. Shantsev, T.H. Johansen and S.I. Lee. Physica C **369**, 93-96 (2002).

[2] A.V. Bobyl, D.V. Shantsev, T.H. Johansen, W.N. Kang, H.J. Kim, E.M. Choi, S.I. Lee. Appl. Phys. Lett. **80**, 4588-4590 (2002).

[3] A.V. Bobyl, T.H.Johansen, D.V. Shantsev. Magneto-opical imaging. NATO conference. Kluver, 205 (2004).

[4] E.R. Nowak, O.W. Taylor, Li Liu, H.M. Jaeger, T.I. Selinder, Phys.Rev. B **55**, 11702(1997).

[5] A.L. Rakhmanov, D.V. Shantsev, Y.M. Galperin, T.H. Johansen, cond-mat/0405446.

Особенности локального управляемого намагничивания высокотемпературного сверхпроводника

С.И. Бондаренко, А.А. Шабло, П.П. Павлов,
Физико-технический институт низких температур НАНУ, Харьков, Украина

Известно явление замораживания магнитного поля в низкотемпературных и высокотемпературных сверхпроводниках (НТСП и ВТСП). Это явление , в частности, лежит в основе принципа действия современных ВТСП электрических машин [1].

Меньше изучено замораживание заранее заданного по величине и по направлению локального (например, квазиточечного) магнитного поля в ВТСП [2], хотя такое поле может быть удобным модельным объектом для изучения локальных статических и кинетических свойств современных ВТСП, а также основой новых сверхпроводниковых электронных устройств и магнитной записи на сверхпроводниковых носителях.

В частности, благодаря этому подходу, представляется возможным" конструировать" вихревые решетки замороженного магнитного потока различного типа и исследовать их свойства , исключая краевые эффекты.

Нами разработаны миниатюрные генераторы локального магнитного поля, с помощью которых были сформированы "точечные" замороженные поля (ТЗП) в заданных местах плоских образцов соединения YBa2Cu3O7-x .С помощью сканирующего несилового магнитного микроскопа [3] установлена временная стабильность параметров одиночных и множественных ТЗП.

Начата подготовка к исследованию их кинетических свойств при пропускании постоянного транспортного тока через образец.

На рисунке 1 – вверху - схема экспериментального исследования замороженного в образце (1) керамики ВТСП магнитного поля (H), создаваемого системой четырех микросоленоидов (2,4) с током I. Внизу - распределение замороженного поля над поверхностью образца, перемещаемого вдоль направления X-X $_1$ под детектором ММ (3) после удаления микросоленоидов (2).

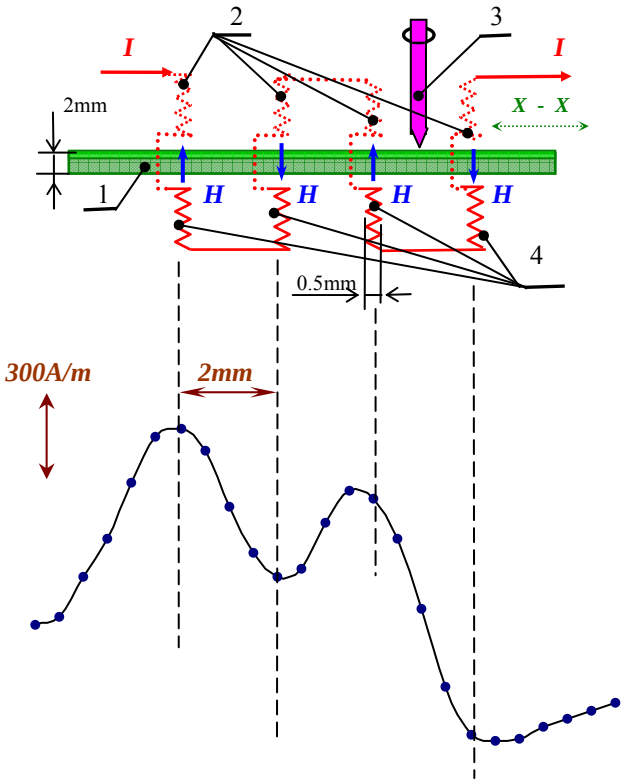


Рис.1

1. Л.К. Ковалев., К.В. Илюшин К.В. и др., Электрические машины на основе сверхпроводников. Состояние разработок и перспективы развития, Наука производству,10(35), стр. 25-33, 2000

2. L. Horne, J.C.Wei at al., Formation of Vortex State Induced by a Small Iron Tip in YBaCuO Thin Film, Progr. and Abstr. of LT-23, Rep.22BP28, Japan, Hiroshima, Aug. 20-28, 2002.

3. Bondarenko S.I., Nakagawa N., Shablo A.A.,Pavlov P.P., Three channel non-force magnetic SQUID microscope, Physica, 329-333, 2003, p.1512-1513 .

Сверхпроводниковый джозефсоновский детектор терагерцового диапазона, работающий при температуре жидкого азота

И.В. Борисенко, Ю.В Кислинский, К.И. Константинян, Г.А. Овсянников
Институт радиотехники и электроники РАН, Москва, Россия

В работе представлены результаты исследования джозефсоновских детекторов, изготовленных из высокотемпературных металлоксидных сверхпроводников на бикристаллической подложке. Переходы изготавливались из YBCO на подложках Al_2O_3 и $NdGaO_3$. Для согласования джозефсоновских переходов использовались логопериодическая и двойная щелевая антенны, выполненные из металла в одном слое с YBCO. Измерения проводились при температурах T=20÷80K и на частотах до 510 ГГц.

Несмотря на существенные трудности в применении высокотемпературных металлоксидных сверхпроводников, связанные с малой длиной когерентности, высокой чувствительностью к содержанию кислорода и сильной анизотропией электронных свойств, они, благодаря высоким критическим параметрам, по-прежнему остаются привлекательными в качестве материала сверхпроводниковой электроники. В настоящее время одним из наиболее воспроизводимых типов джозефсоновских переходов (ДП) из металлоксидных сверхпроводников являются переходы сформированные на бикристаллической границе. Известно, что такие переходы имеют высокие значения нормального сопротивления R_N=1÷50 Ом и характерного напряжения $V_C=I_CR_N$ до 1мВ уже при температуре жидкого азота [1]. Высокие значения характерного напряжения позволяют применять бикристаллические переходы для детектирования электромагнитного излучения вплоть до частот в несколько терагерц с возможностью перестройки по всему частотному диапазону, что существенно превосходит возможности аналогов, изготовляемых на основе известных технологий на базе традиционных сверхпроводников.

Переходы были изготовлены на бикристаллических подложках (1$\underline{1}$02) Al_2O_3 (r-плоскость) с углом разориентации кристаллографических осей <11$\underline{2}$0> Al_2O_3 ±12°, а также на подложках (110) $NdGaO_3$ с наклоном осей <110> в плоскости перпендикулярной бикристаллической границе на углы ±11°и ±14°. Пленка $YBa_2Cu_3O_x$ (YBCO) осаждалась при температуре 750-770°C методом катодного распыления из стехиометрической керамической мишени. Полученные YBCO пленки толщиной от 100нм до 200нм имели температуру сверхпроводящего перехода 88-89K. Изготовление переходов заканчивается формированием пересекающего бикристаллическую границу тонкопленочного мостика из YBCO шириной 4-8 мкм и длиной 8-15 мкм[2]. Полученные ДП имели следующие электрофизические параметры: плотность критического тока 10^4-10^5 А/см^2, характерное напряжение $V_C=I_CR_N$=0.3÷1 мВ при температуре T=77K. Типичная вольт-амперная характеристика (ВАХ) хорошо описывается резистивной моделью, в которой присутствуют два канала переноса тока: ток квазичастиц V/R_N и сверхпроводящий ток $I_s(\varphi)=I_c\sin\varphi$.

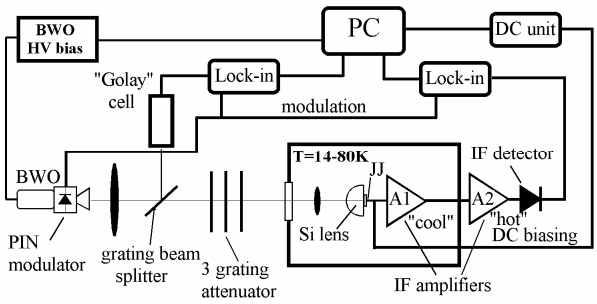


Рис.1. Блок-схема автоматизированного комплекса для измерения частотных характеристик и определения чувствительности ДП.

Согласование внешнего излучения с бикристаллическим переходом представляет собой достаточно сложную задачу, поскольку такие переходы зачастую имеют не только сравнительно низкий импеданс порядка 5÷15 Ом, но и требуют дополнительных цепей для смещения по постоянному току и съема детектированного сигнала, выполненных в единой планарной схеме с согласующими элементами. Поверх YBCO слоя методом взрывной фотолитографии изготавливалась металлическая антенна из Pt. Таким образом было сделано два типа образцов: с двойной щелевой антенной и с широкополосной логопериодической антенной, показанные на вставках к рис. 2а) и 2б) соответственно. Характерные размеры щелевой антенны выбирались из условий работы на трех центральных частотах: 300, 400 и 500 ГГц . Измерения проводились как в криостате замкнутого цикла с рабочей температурой до 20 K, так и в заливном криостате при температуре 77K. В качестве внешнего источника микроволнового излучения использовалась лампа обратной волны с перестраиваемой частотой от 220 ГГц до 550 ГГц. Излучение от лампы через квазиоптическую систему из тефлоновых линз, тефлоновое окно в криостате и кремниевую полусферическую линзу направлялось на образец с высокой степенью фокусировки. Для измерения амплитудно-частотных характеристик детектора использовался автоматизированный комплекс, управляемый персональным компьютером (рис.1). В процессе измерения плавно изменялась частота генерации лампы

с синхронным измерением текущей мощности излучения и детекторного отклика с образца.

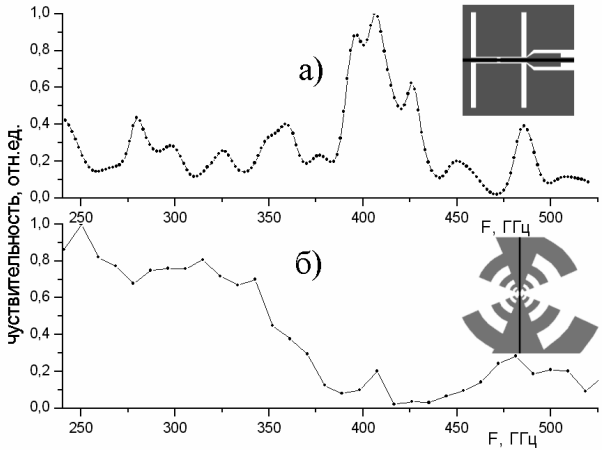


Рис.2. Амплитудно-частотные характеристики образцов с двойной щелевой и логопериодической антеннами.

Образцы с логопериодической антенной имели гладкую АЧХ с плавным увеличением чувствительности в сторону низких частот, что может быть объяснено либо увеличением потерь в сверхпроводящей пленке на высоких частотах, либо уменьшением эффективной площади приема логопериодической антенны с увеличением частоты (рис. 2б) [3]. АЧХ образцов с двойной щелевой антенной имеют резкий пик на расчетной частоте с шириной 50 ГГц и высотой 20 dB, что хорошо согласуется с электродинамической моделью согласования перехода с такой антенной (рис. 2б).

Для изменения величины падающей на образец мощности монохроматического излучения использовался набор трех последовательных сеток, состоящих из параллельных металлических нитей, разнесенных на расстояние много меньше длины волны. Для определения мощности излучения падающего на образец при открытом аттенюаторе использовалась известная бесселева зависимость величины ступеней Шапиро, возникающих на ВАХ перехода, от переменного тока I_{RF} протекающего через переход (рис.3). Поворотом средней сетки вносилось заранее прокалиброванное затухание в тракте, при этом уже в квадратичном режиме работы детектора по измеренному отклику перехода и по известной падающей мощности определялась вольт-ваттная чувствительность детектора, которая при T=81K на частоте f_e=500ГГц составила $2\cdot10^4$В/Вт. Пороговая мощность детектора определялась при отношении сигнал-шум равном 1. Эквивалентная мощность шуму (NEP) при полосе синхронного детектора 1 Гц и постоянной интегрирования 1 сек. была равна для широкополосного режима 6 10^{-13} Вт/√Гц.

Полученные экспериментальные данные по детектированию слабого сигнала терагерцового диапазона свидетельствуют о перспективности использовании ДП из купратных сверхпроводников на частотах терагерцового диапазона, соответствующих энергиям выше щели традиционных сверхпроводников.

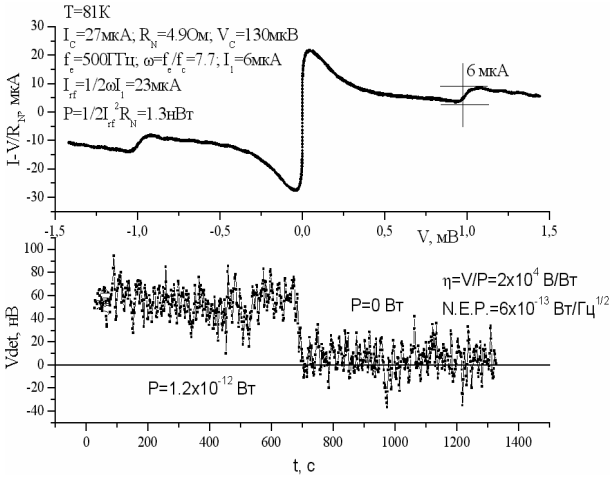


Рис.3. ВАХ перехода под воздействием сильного сигнала с вычтенным квазичастичным вкладом (верх) и шум-дорожка для определения чувствительности.

Авторы благодарны А.Ахумяну и Н. Погосяну за помощь в проведении амплитудно частотных измерений. Работа частично финансировалась в рамках Федеральной программы Актуальные направления физики конденсированного состояния, Сверхпроводимость, грантом научных школ Президента России НШ-1344.2004.2, РФФИ 04-02-16818а, ИНТАС–2001-0809, ИНТАС- 2001-0249, МНТЦ-2369.

1. А.В. Шадрин, И.В. Борисенко, Г.А. Овсянников, И.М. Котелянский, Ф.В. Комиссинский. “Металлоксидные сверхпроводящие бикристаллические переходы с высокими критическими параметрами”, Тезисы конференции “Фундаментальные проблемы высокотемпературной сверхпроводимости”, 2004.

2. Г. А. Овсянников, И.В. Борисенко, К.И. Константинян, А.Д. Маштаков, Е.А. Степанцов, Письма в ЖТФ 25, 65 (1999).

3. K.Y. Constantinian, G.A. Ovsyannikov, I.V. Borisenko, P.Yagoubov, Physica C 372-376, 420 (2002).

Применение концепции самоорганизованной критичности к динамике магнитного потока в дискретных сверхпроводниках.

С.Л. Гинзбург, Н.Е. Савицкая

Петербургский Институт Ядерной Физики им. Б.П.Константинова РАН, 188300, Гатчина, Россия.

Вскоре после того, как Бином была предложена модель критического состояния жесткого сверхпроводника второго рода [1], Де Жен [2] заметил сходство картины поведения магнитного поля внутри сверхпроводника в данной модели с динамикой кучи песка. Тогда же он высказал утверждение, которое опередило свое время примерно на тридцать лет. Он предположил, что, как при превышении наклоном кучи критического значения, песок начинает соскальзывать вниз, образуя лавину, так и в сверхпроводниках в надкритическом состоянии должны возникать связки, состоящие из десятков и сотен вихрей, движущихся с поверхности сверхпроводника к центру образца. При этом неявно предполагалось, что возникающие лавины имеют различные размеры. Однако прецезионные эксперименты по обнаружению этого явления и изучению функции распределения размеров возникающих лавин, появились сравнительно недавно (см., например, обзор [3]) Попытки теоретического объяснения данного феномена были предприняты в [4,5], где появление лавин связывалось с дискретным и случайным характером центров пиннинга в сверхпроводнике.

Параллельно с названными исследованиями возникла и развивалась чисто академическая наука о самоорганизации критического состояния, которая призвана была объяснить общие особенности в поведении гигантских диссипативных динамических систем [6]. Согласно основным положениям концепции самоорганизованной критичности (СОК), такие системы под влиянием малых внешних воздействий приходят в критическое состояние, которое является самоподдерживающимся. Самоорганизованное критическое состояние представляет собой набор метастабильных критических состояний, по которым блуждает система в процессе эволюции. Неотъемлемой частью динамики самоорганизованной системы являются лавины, возникающие после очередного возмущения системы и переводящие ее в очередное метастабильное состояние. Размеры возникающих в системе лавин подчиняются при этом степенному распределению с показателем близким к единице. Основной моделью для иллюстрации концепции СОК является реальная куча песка и математическая модель на основе клеточного автомата, также названная «моделью кучи песка».

Таким образом, наблюдается сходство явлений, возникающих в жестких сверхпроводниках второго рода и в самоорганизованных системах. Оно отмечалось и в упомянутых выше работах по исследованию критического состояния сверхпроводников, где имеются ссылки на статьи, посвященные СОК, но не делалось попыток связать критическое состояние, возникающее в сверхпроводниках с самоорганизованной критичностью на уровне первых принципов. Впервые это было сделано нами (см., например,[7]).

В своих работах мы опирались на тот факт, что практически все свойства обычного сверхпроводника второго рода воспроизводятся в так называемом слабом сверхпроводнике — большом джозефсоновском контакте. С другой стороны уравнения, описывающие эту систему, гораздо более просты для анализа, чем уравнения для объемного сверхпроводника.

В наших работах мы рассмотрели двумерную дискретную систему малых джозефсоновских контактов [7]. Основным параметром в такой системе является безразмерная величина $V \sim j_c a^3 / \phi_0$ (a - среднее расстояние между контактами, j_c - плотность критического тока контактов, ϕ_0 - квант потока магнитного поля). В случае V<<1, переходом к континуальному пределу, уравнения для дискретной системы сводятся к уравнениям, описывающие большой джозефсоновский контакт без пиннинга. Если же V>>1, то дискретная система контактов представляет собой большой джозефсоновский контакт с очень сильным пиннингом. Также мы показали, что при V>>1 уравнения, описывающие дискретный сверхпроводник, эквивалентны алгоритмам, описывающим модели систем с самоорганизацией.

Мы также исследовали квазиодномерные модели дискретных сверхпроводников со случайным расположением контактов как при V>>1, так и при V~1. Все эти системы демонстрируют самоорганизованное поведение. При этом важно, что лавины в дискретных сверхпроводниках проявляют себя как импульсы напряжения, возникающие после очередного изменения внешнего магнитного поля. Интегральная величина этих импульсов и является аналогом размера лавины —— основной величины, которая изучается при рассмотрении математических моделей «кучи песка».

Однако измерение интегрального напряжения в эксперименте является довольно сложной задачей, так же как, например, подсчет всех актов соскальзывания песчинок в реальной куче песка. Эти характеристики являются «внутренними». «Внешней» же характеристикой для кучи песка, за которой наблюдали экспериментально [8], является масса системы. Аналогом этой величины для случая дискретных сверхпроводников является полный магнитный поток в системе. Именно эта характеристика и ее изменение за время лавины изучаются обычно в эксперименте. Так, например, решетка джозефсоновских контактов, подобная рассмотренной нами, изучалась в работе [9], где было показано, что скачки магнитного потока подчиняются степенному распределению.

Мы в своих работах рассматривали поведение обеих величин и в результате оказалось, что при $V>>1$ и флуктуации напряжения и флуктуации скачков потока описываются степенными функциями распределения, а при $V\sim1$ степенная зависимость сохраняется только для скачков потока. Таким образом, можно сделать вывод о том, что в дискретных сверхпроводниках действительно реализуется критическое состояние, подобное самоорганизованному, которое можно изучать экспериментально.

Кроме того, работа важна и с точки зрения развития концепции СОК. Несмотря на то, что данная концепция претендует на всеобщность и применимость в различных областях естествознания, таких как экономика, геология, биология, физика, до сих пор математические модели систем с самоорганизацией описывались клеточными автоматами, в то время, как поведение реальных объектов описывается системами дифференциальных уравнений. Мы в нашей работе представляем физическую систему, описываемую дифференциальными уравнениями и демонстрирующую СОК. Анализ структуры этих уравнений может дать ответ на вопрос, какой должна быть система уравнений, чтобы она описывала объект с самоорганизацией. Это может привести к обнаружению новых физических систем, демонстрирующих СОК.

[1] Bean C.P., Phys.Rev.Lett., 8, 250, 1964
[2] Де Жен П.Г., Сверхпроводимость металлов и сплавов, «Мир», Москва, 1968.
[3] E.Altshuler, T.N.Johansen, Rev.Mod.Phys, 76, 471 (2004)
[4] Pla O., N.K.Wilkin, H.J.Jensen, Europhys.Lett, 33, 297, 1996.
[5] Plourde,B. F.Nori, M.Bretz, Phys.Rev.Lett., 71, 2749, 1993.
[6] P.Bak, C.Tang, K.Wiesenfeld, Phys.Rev.Lett., 59,381(1987).
[7] S.L.Ginzburg, N.E.Savitskaya, Jornal of Low Temperature Physics, 130, N 3/4, 333 (2003).
[8] Held G.A. et al, Phys.Rev.Lett., 65, 1120, 1990.
[9] С.М.Ишикаев, Э.В.Матизен, В.В.Рязанов, В.А.Обознов, А.В.Веретенников, Письма в ЖЭТФ, 72, 39(2000).

Фундаментальные применения сверхпроводимости: квантовые интерферометры и принцип Маха

А.И.Головашкин, Л.Н.Жерихина, А.М.Цховребов
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия
Кулешова Г.В.
Московский инженерно-физический институт (Государственный Университет), Москва, Россия

Исходя из оценок разрешающей способности современного сверхпроводящего квантового интерферометра, ранее нами была [1-4] предложена принципиальная схема эксперимента по регистрации изменения гравитационного потенциала, основанная на его связи с фазой куперовского конденсата, циркулирующего в замкнутом кольце. В настоящей работе на основе предложенной схемы анализируются экспериментальные возможности проверки некоторых следствий принципа Маха.

Достижения техники сверхпроводящих квантовых интерферометров (SQUID`ов) усиливают актуальность освоения этих новых возможностей, как при решении задач прикладной науки, так и в исследованиях фундаментальных проблем естествознания [5]. На классических сверхпроводниках у SQUID`ов уже реально достигнуто разрешение на уровне $\sqrt{<\delta\Phi^2>_{1Гц}} = 6\times10^{-7}\Phi_0/\sqrt{Гц}$ [6-8] (где $\Phi_0=2\pi\hbar/2e= =2{,}07\times10^{-15}$Вб - квант магнитного потока). Речь идет о двухступенчатых DC-SQUID`ах, разра-ботанных специально для современных грави-тационных антенн Веберовского типа. Второй SQUID постоянного тока здесь играет роль малошумящего НЧ-усилителя, обрабатывающего электрический сигнал поступающий, с первого DC-SQUID`а. Современные ВТСП SQUID`ы не обладают столь высокой разрешающей способностью. Лучшая чувствительность у них оказывается сопоставимой с чувствительностью ординарного коммерческого SQUID`а на классических сверхпроводниках, при этом ВТСП SQUID все равно должен быть охлажден до гелиевых температур. Однако предлагаемый ниже эксперимент не требует прибора с рекордной разрешающей способностью. Последующий анализ покажет: ожидаемый эффект настолько велик, что измерение могут проводиться и коммерческими и даже современными ВТСП SQUID`ами.

Ранее, для задач детектирования гравитационных волн и нестационарных вариаций метрики нами была предложена [1] принципиальная схема регистрации изменения гравитационного потенциала, основанная на связи последнего с фазой сверхпроводящего конденсата куперовских пар. Роль элемента, чувствительного к изменению гравитационного потенциала здесь выполняет сверхпроводящий трансформатор потока. Он представляет собой замкнутый сверхпроводящий контур, в котором согласно теореме Стокса и условию квантования Бора-Зоммерфельда $\oint(\vec{p}+e\vec{A})d\vec{l} = 2\pi n\hbar$ (здесь $\vec{p}$ - импульс конденсата куперовских пар, $\vec{A}$- вектор потенциал магнитного поля) запасенный поток оказывается равен целому числу квантов потока $n\Phi_0$. Последнее выражение, будучи по существу интерференционным условием для фазы волновой функции конденсата, указывает на то, что в сущности здесь имеет место эффект Аронова/Бома.

Однако в поле тяготения условие на фазу сверхпроводящего конденсата видоизменяется: в скалярном произведении, стоящим под знаком контурного интеграла, необходимо учесть метрический тензор g_{ij}:

$$\oint g_{ij}(p^i+eA^i)dl^j = 2\pi(n+\eta)\hbar \qquad [1\text{-}4].$$

Таким образом, введение тензора g_{ij} позволит определить поправки к эффекту Ааронова/Бома в неэвклидовой метрике.

По другому оценка поправок для случая слабой гравитации $\|\delta g_{ij}\|<<\|g_{ij}\|$ может быть произведена на основе аналогии со схемой известного опыта Паунда-Рэбки-Снайдерса [9], которые используя технику Мессбауэровской спектроскопии зарегистрировали в эксперименте красное смещение γ квантов $\delta\omega$, испущенных у подножия силосной башни (H=22,5м), детектором, находящемся на крыше. Как следует из принципа эквивалентности гравитационной и инертной масс γ квант теряет энергию, преодолевая поле тяготения: $\hbar\delta\omega = \delta E = \frac{E}{c^2}gH = \frac{gH}{c^2}\hbar\omega$ - и это есть хорошо известный эффект красного смещения в гравитационном поле. Далее можно учесть, что в квазирелятивистком приближении изменение метрического тензора по отношению к пустому пространству $\|\delta g_{ij}\| = \frac{Hg}{c^2} = \frac{\varphi_G}{c^2}$, однозначно определяется потенциалом гравитационного поля $\varphi_G\approx Hg$ и следовательно $\delta\omega = \frac{\varphi_G}{c^2}\omega = \|\delta g_{ij}\|\,\omega$. Последнее выражение получилось таким же каким должно было получится при выводе из теореме Стокса с условиями квантования Бора-Зоммерфельда в поле тяготения.

Если вернуться к сверхпроводимости, то можно отметить, что куперовские пары оборачиваются по замкнутому сверхпроводящему контуру трансфор-

матора потока с циклотронной частотой $\omega_C = \frac{2e}{m}B$, и в принципе по аналогии с γ-квантами здесь тоже можно говорить о красном смещении циклотронного кванта при вертикальном перемещении трансформатора потока в поле тяготения $\hbar\delta\omega_C = \frac{gH}{c^2}\hbar\omega_C$. Переходя от угловых частот к индукции магнитного поля, а затем к его потоку через площадь кольца, получим:

$$\hbar\delta(\frac{2e}{m}B) = \frac{gH}{c^2}\hbar(\frac{2e}{m}B) => \delta B = \frac{gH}{c^2}B =>$$

$$=> \delta\Phi = \frac{gH}{c^2}\Phi = \frac{\varphi_G}{c^2}\Phi = \left\|\delta g_{ij}\right\|\Phi .$$

Набег фазы возникающий под действием тяготения 2πη, а точнее отвечающее ему приращение потока в сверхпроводящем кольце, на поверхности Земли составляет значение

$$\delta\Phi = \frac{\varphi_G}{c^2}\Phi \approx \frac{\mathbf{v}_{\mathrm{I}}^2}{c^2}\Phi = (\frac{8км/сек}{300000км/сек})^2\Phi \approx 0.71\times10^{-10}\Phi ,$$

что регистрируется коммерческим SQUID`ом ($\sqrt{<\delta\Phi^2>_{1Гц}} = 10^{-5}\Phi_0 \Big/ \sqrt{Гц}$), при запасенном в его трансформаторе потоке всего лишь $\Phi \approx 1.4\times10^5\Phi_0 \approx 2.8\times10^{-10}$Вб. Естественно, что при большем начальном потоке требуется меньшая чувствительность SQUID`а ("работает" обратная пропорциональность).

Теперь попытаемся понять, что произойдет, если это приращение δΦ измеряется SQUID`ом в свободнопадающем лифте. На первый взгляд невесомость как отсутствие силы тяготения еще не означает обнуление абсолютного значения гравитационного потенциала в каждой конкретной точке траектории падения. То есть получается, что $\varphi_G(r)$ остается тем же самым вне зависимости падает или покоится лифт. Однако, согласно обычному определению потенциал известным образом связан с напряженностью поля $\varphi_G(\vec{r}) = -\int_{\vec{r}_0}^{\vec{r}} \frac{\vec{F}d\vec{r}}{m}$. Но если задавать в каждой точке r силу не только с учетом гравитации, но и принимая в расчет наравне с силой тяготения и силу инерции, что по существу является следствием принципа Маха, то для свободнопадающего лифта $\vec{F}(\vec{r}) = \vec{F}_G - \vec{F}_{\mathrm{I}} = 0$. Подставляя это в интеграл получаем, что при таком подходе потенциал гравитационного поля в условиях искусственной невесомости оказывается равным нулю. Какой из подходов верен следует определить из предлагаемого эксперимента: зарегистрирует ли SQUID достаточное изменение запасенного в сверхпроводящем кольце магнитного потока после начала свободного падения. Если да то гравитационные силы и силы инерции имеют фактически общую природу, если нет то по "большому счету" их нельзя рассматривать наравне…

1. A.I.Golovashkin, G.V.Kuleshova, A.M.Tshovrebov and G.N.Izmailov Detection of Non-Stationary Variation of Metrics by Interference Methods// International Jornal of Modern Physics D, p.187-194, v.13, №13, January 2004.

2. A.I.Golovashkin, G.V.Kuleshova, A.M.Tshovrebov and G.N.Izmailov Detection of weak GW by interference methods and problem invertibal calculation //GR-QC/0312113, dec. 2003.

3. А.И.Головашкин, Г.В. Кулешова, А.М.Цховребов Г.Н.Измайлов Интерференционные методы регистрации нестационарных вариаций метрики без переноса энергии //Краткие сообщения по физике №11, 2002, стр.6-12.

4. A.I.Golovashkin, G.V.Kuleshova, A.M.Tshovrebov and G.N.Izmailov Detection of weak GW and reverse calculation problem //Phys.Interp. of Relativ.Theory, Bauman Moscow State Tech. Univ. 30.06-03.07 2003, p.150-160.

5. А.И.Головашкин, Л.Н.Жерихина, А.М.Цховребов и др., Письма в ЖЭТФ, т.60, вып. 8, с.595-599 (1994).

6. M.B.Ketchen, J.M.Jaycox, Appl.Phys.Lett. 40, 736 (1982).

7. P.Falferi, Class. Quantum Grav. 21, S973-S976(2004).

8. L.Gottardi, M.Podt, M.Bassan *et.al.,* Class. Quantum Grav. 21, S1191-S1196(2004).

9. R.V.Paund, G.A.Rebka, Phys.Rev.Lett. 4, 337 (1960).

Эффект подавления резонансного криттока в ВТСП джозефсоновских переходах

Д.В. Гончаров, И.А. Девятов, М.Ю. Куприянов
Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, 119899 Москва, Россия

В работе исследуются процессы резонансного туннелирования в джозефсоновских переходах с d-симметрией параметра порядка электродов. В рамках формализма функций Грина выводится формула для резонансного тока переходов произвольной размерности и симметрии параметра порядка. В двумерной модели проводится численный анализ резонансного транспорта тока в ВТСП переходах.

В последнее время особую актуальность получили исследования джозефсоновских переходов на ВТСП материалах. Экспериментальные работы в этой области выявили наличие в ВТСП сверхпроводниках большого числа локализованных состояний (ЛС). При этом было показано [1], что перенос нормальной компоненты тока в таких структурах осуществляется резонансным образом через ЛС. Поэтому для расчета транспортных свойств переходов недостаточно теорий, учитывающих только прямое туннелирование квазичастиц через область "слабой связи" [2]. Анализ экспериментальных данных показал, что в ряде ВТСП переходов нормальная компонента тока переносится резонансным образом, в то время как транспорт сверхтока определяется прямым туннелированием без участия ЛС. До настоящего времени последовательного объяснения этого эффекта не было.

Теоретические исследования вопроса резонансного туннелирования в NIN структурах проводились ранее в туннельной модели [3]. Также резонансный транспорт тока в переходах, в которых один или оба электрода были сверхпроводниками с s-симметрией параметра порядка, рассматривался в работах [4-7]. В работе [8] было показано, что в NID структурах процессы резонансного туннелирования приводят к подавлению особенностей в проводимости при малых напряжениях на переходе, возникающих из-за наличия в сверхпроводящих электродах связанных состояний с нулевой энергией (ZES). В то же время последовательной теории резонансного транспорта сверхтока в DID структурах до настоящего времени создано не было.

Целью данной работы является развитие теории резонансного транспорта сверхтока в ВТСП переходах, предварительные результаты которой были опубликованы в работе [9].

В данной работе рассматриваются переходы различной размерности в равновесном случае. Считается, что туннельный барьер в изучаемых структурах представляет собой сумму двух потенциалов, в которой первое слагаемое моделирует прямоугольный барьер высотой V_0 и толщиной *d*, а второе описывает ЛС в точке $\mathbf{r_0} = (x_0, y_0)$ материала прослойки.

$$V(\mathbf{r}) = V_0\theta(|x|-d) + V_{imp},\ V_{imp} = \begin{cases} -\beta, & |\mathbf{r}-\mathbf{r_0}| \le \rho \\ 0, & |\mathbf{r}-\mathbf{r_0}| > \rho \end{cases},$$

где $\rho \ll k_F^{-1}$ - радиус ЛС. Длина перехода считается достаточно большой, кроме того, учитываются ЛС, расположенные вблизи от центра барьера, т.е. $\lambda d, \lambda(d-x_0), \lambda x_0 \gg 1$, где λ - ферми-импульс электронов в барьере.

Задача решается в формализме функций Грина, используются уравнения Горькова, модифицированные для случая анизотропного контакта. Функция Грина G_ω задачи с неоднородным потенциалом, содержащим ЛС, рассчитывается в аналитическом виде с помощью "невозмущенной" функции Грина однородной задачи G_ω^0 и потенциала ЛС V_{imp}.

$$G_\omega(\mathbf{r},\mathbf{r}') = G_\omega^0(\mathbf{r},\mathbf{r}') + \Lambda(\mathbf{r_0})G_\omega^0(\mathbf{r},\mathbf{r_0})\sigma_z G_\omega(\mathbf{r_0},\mathbf{r}'),$$

$$G_\omega(\mathbf{r_0},\mathbf{r}') = (1+\det[\mathbf{V}(\mathbf{r_0})]\,\sigma_z\mathbf{V}(\mathbf{r_0})^{-1})G_\omega^0(\mathbf{r_0},\mathbf{r}'),$$

$$\mathbf{V}(\mathbf{r_0}) = \int d\mathbf{r_1} G_\omega^0(\mathbf{r_0},\mathbf{r_1})V_{imp}(\mathbf{r_1}-\mathbf{r_0}),$$

$$\Lambda(\mathbf{r_0}) = \Phi^{-1}\int d\mathbf{r_1} V_{imp}(\mathbf{r_1}-\mathbf{r_0}),$$

$$\Phi = 1 - \mathrm{Tr}[\sigma_z\mathbf{V}(\mathbf{r_0})] + \det[\sigma_z\mathbf{V}(\mathbf{r_0})].$$

При получении сверхтока отдельно рассматривается вопрос учета дефазинга, т.е. разных скоростей распада волновых функций электронов и дырок в переходе. При расчете сверхтока прямого туннелирования дефазинг, как правило, не учитывался [2]. В сверхпроводящих электродах этот подход оправдан при выполнении условия $E_F \gg |\Delta|$. В барьере дефазинг несущественен при выполнении условия $\omega/V_0 \le \exp[-\lambda d]$, которое позволяет не учитывать дефазинг в процессе туннелирования электронов и дырок до ЛС и обратно и при расчете резонансного тока. Однако, в последнем случае следует учитывать дефазинг в предэкспоненциальных членах выражений для функций Грина. При этом необходимая точность разложения по параметру ω/V_0 оказывается равной $\exp[-2\lambda d]$.

Для общего случая 2D перехода получена аналитическая формула, описывающая резонансный транспорт тока в структурах с произвольной симметрией параметра порядка в электродах.

Анализ резонансного тока в переходах с *d*-спариванием в электродах проводится в модели с кусочно-непрерывным параметром порядка. В сверхпроводниках модуль анизотропного параметра порядка задается выражением $\Delta_d \cos[2(\theta-\alpha)]$. Если знак параметра порядка до отражения квазичастицы от поверхности ВТСП и после него не сохраняется, на поверхности сверхпроводника возникают связанные андреевские состояния с нулевой относительно уровня Ферми энергией (ZES). Интерес представляют вопросы влияния ZES на резонансный ток и поведения резонансного сверхтока и тока от прямого туннелирования в зависимости от различных параметров перехода. Анализ полученных результатов (см. например Рис.1) позволяет выявить следующие закономерности.

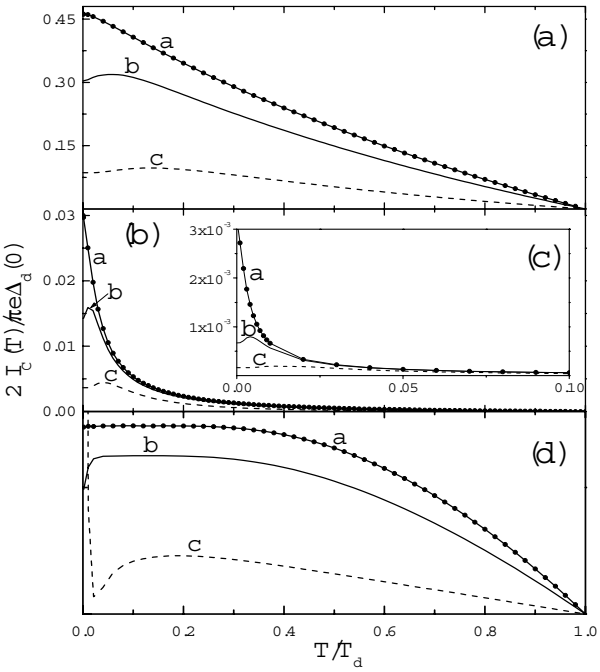


Рис. 1: Зависимости резонансного криттока от температуры $I_C(T)$ в случаях (a): $2\Gamma_0/\Delta_d=10$; (b): $2\Gamma_0/\Delta_d=0.1$; (c): $2\Gamma_0/\Delta_d=0.01$ для $\alpha_L=\alpha_R$, $k_F/\lambda=2$, $\lambda d=6$, $E_R=0$, $x_0=d/2$. Кривые на графиках соответствуют: a, $\alpha_L=0$; b, $\alpha_L=\pi/12$; c, $\alpha_L=\pi/6$. На рисунке (d) в произвольных единицах построены температурные зависимости сверхтока прямого туннелирования.

а) В переходах, где оба электрода имеют *d*-симметрию параметра порядка, значение резонансного сверхтока определяется не абсолютными значениями углов ориентации ВТСП, а их модулями: поэтому структуры с симметричными $\alpha_L=\alpha_R$ и антисимметричными конфигурациями электродов $\alpha_L=-\alpha_R$ оказываются равнозначными. Объясняется это тем, что при резонансном туннелировании квазичастица попадает в потенциальную яму ЛС и "забывает" о первоначальном направлении движения. А дальнейшее перерассеяние частицы в направлениях с углами $\pm\theta$ относительно направления течения тока происходит с одинаковой вероятностью. Фактически наличие ЛС между двумя ВТСП электродами с ярко выраженными анизотропными свойствами изотропизирует процессы трнспорта тока.

б) Сравнение полученных зависимостей резонансного и туннельного сверхтока выявили более резкое падение первого при отклонении температуры или угла ориентации ВТСП от нулевых значений. В случае "узкого" резонанса, который обычно и реализуется в экспериментах, конечность температуры и ненулевое значение углов ориентации приводят к существенному уменьшению резонансного сверхтока. Таким образом, в длинных ВТСП переходах с наличием ЛС в прослойке действительно имеет место ситуация, описанная в обзоре [1], когда резонансный сверхток оказывается подавленным, по сравнению со сверхтоком от прямого туннелирования через барьер.

в) Анализ полученных результатов подтверждает выводы работы [8]: взаимодействие двух резонансных процессов туннелирования через ЛС и связанные андреевские уровни (ZES) может приводить к ослаблению сверхтока и эффектов, обусловленных анизотропией ВТСП.

В развитом выше подходе не учитывается подавление параметра порядка вблизи границ ВТСП структур, следовательно, не был учтен вклад в транспорт сверхтока, обусловленный резонансным туннелированием на локализованные вблизи границы андреевские уровни с энергией отличной от нуля [10]. Однако, на основании проделанного анализа, можно утверждать, что качественно картина изменится мало.

1. J. Yoshida, IEICE Trans. Elect. E83-C, 49 (2000)
2. Y. Tanaka, S. Kashiwaya, Phys. Rev. B, 53, R11957 (1996).
3. А. И. Ларкин, К. А. Матвеев, ЖЭТФ 93, 1030 (1987).
4. Л. Г. Асламазов, М. В. Фистуль, ЖЭТФ 83, 1170 (1982).
5. М. В. Фистуль, А. ,В. Тартаковский, ЖЭТФ 94, 353 (1988).
6. Л. И. Глазман, К. А. Матвеев, Письма в ЖЭТФ 49, 570 (1989).
7. И. А. Девятов, М. Ю. Куприянов, Письма в ЖЭТФ 39, 187 (1994).
8. И. А. Девятов, Д. В. Гончаров, М. Ю. Куприянов, ЖЭТФ 119, 749 (2001).
9. Д. В. Гончаров, И. А. Девятов, М. Ю. Куприянов, Письма в ЖЭТФ 78, 1126 (2003).
10. Yu. S. Barash, A. A. Svidzinsky, H. Burkhardt, Phys.Rev. B 55, 15282 (1997)

Покрытия на основе висмутовых керамик $Bi_2Sr_2Ca_1Cu_2O_y$ на различных подложках различной формы.

С.В. Антоненко, К.В.Брызгунов, М.А. Горячев
Московский Инженерно-Физический Институт(Государственный Университет), 115409 Москва, Россия

В настоящее время разработан целый ряд сильноточных и слаботочных устройств на основе высокотемпературных сверхпроводников ($T_c \geq 77$ К). Это провода, магнитные экраны, подвесы, ключи, токовводы, электродвигатели, датчики магнитного поля, приемники оптического излучения на основе сверхпроводников, МГД – генераторы, и многие другие [1]. С использованием ВТСП пленок и покрытий проводятся различные исследования с целью определения физических характеристик ВТСП (с применением оптических методов, определение СВЧ свойств), влияние добавок на свойства сверхпроводников (T_c, j_c, ΔT_c), изучение вопросов стабильности ("старения") материала, влияние облучения на ВТСП и др.

Для успешного практического применения устройств, основанных на ВТСП, необходимо, чтобы сверхпроводник обладал высокими критическими параметрами, такими как: T_c (температура сверхпроводящего перехода), j_c (критическая плотность тока), ΔT_c (ширина сверхпроводящего перехода). Для задач решаемых с использованием тонких пленок и покрытий большое значение имеет адгезия, текстурированность пленок, зернистость, моно- и поликристалличность, стабильность свойств со временем, механическая прочность.

Требование высоких значений критических параметров заставляют разрабатывать новые и совершенствовать уже известные методы приготовления ВТСП.

Существует много технологий получения ВТСП. Для приготовления ВТСП пленок и покрытий применяются, в основном, следующие технологии: термическое испарение, катодное распыление, магнетронное распыление (на постоянном и переменном токе), лазерное напыление, жидкофазная эпитаксия, МЛЭ, керамический метод и т.д. Основным недостатком всех перечисленных методов, кроме керамического, является наличие этапа обработки образца в вакуумной камере, что приводит к усложнению процесса и удорожанию технологии и приготовленной пленки.

Поэтому, основной целью данной работы было исследование возможности приготовления сверхпроводящих покрытий с высокими критическими параметрами, по технологическому циклу, не включающему работу с вакуумным оборудованием.

Технологический процесс был разбит на две стадии. На первой стадии приготовлялась шихта, которая затем использовалась для нанесения на целую серию подложек в виде суспензии. На втором этапе проводился отжиг образцов при различных температурно-временных режимах. За основу режима термообработки, как шихты, так и покрытий, были приняты режимы термообработки композиционных заготовок приведенные в работе [2], так называемые - MPSC –циклы (melt process with slow cooling – процесс подплава с медленным охлаждением). Рис.1. Из-за слишком большой длительности отжигов по полному MPSC циклу, некоторые этапы были убраны, и отжиг образцов проводился по сокращенному MPSC циклу, рис.2.

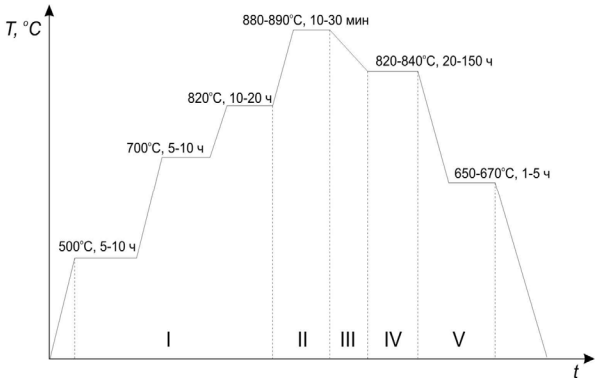


Рис.1.Типичный цикл формирования 2212 BSCCO структуры по методу MPSC:

Отжиг образцов проводился в лабораторной печи, автоматика печи обеспечивала поддержание температуры в рабочей области печи с точностью до 1С^o.

Анализ качества образцов, в процессе проведения серии экспериментов, осуществлялся с использованием метода магнитного экранирования и четырехконтактного метода, так же проводились рентгенографические исследования.

На первом этапе проведения эксперимента была приготовлена шихта. Для приготовления шихты использовалась смесь порошков Bi_2O_3 (99,9%), $SrCO_3$ (99,999%), $CaCO_3$ (99,999%) и CuO (99,9%) с номинальным молярным составом 2: 2: 1: 2, что соответствует массовому соотношению 4,66: 2,96: 1: 1,66.

После смешивания и растирания, смесь была помещена в корундовый тигель и подвергнута предварительному отжигу в печи при температуре 800°С в течение 10 ч.

После окончания отжига шихта растиралась до состояния порошка в керамической ступке керамическим пестиком. Затем приготовляли сус-

пензию с использованием дистиллированной воды или спирта. Далее механическим способом суспензия наносилась на подложки MgO <100>, BeO различной формы и полосы Ni.

В процессе проведения экспериментов были проведены исследования влияния на критические параметры образцов различных температурных режимов: изменение температуры подплава, различные скорости охлаждения образца после подплава, температура и длительность фазообразующего отжига.

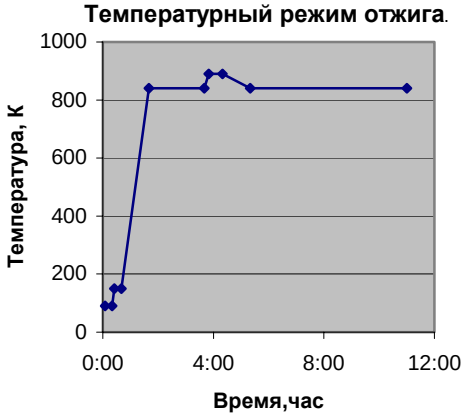


Рис. 2. Типичная программа термообработки всех образцов на подложке MgO.

Лучшие из образцов приготовленных на подложке MgO <100> обладают значениями T_c=81-85К по уровню 0,1-0,9 при ширине сверхпроводящего перехода ΔT_c = 2-4 К. Данные значения были получены для образцов с температурой подплава 890°С, скоростью охлаждения после подплава 50 град/час и длительностью фазообразующего отжига на температуре 840°С 42 часа.

Увеличение температуры фазообразующего (с 840°С до 860°С) отжига приводит к стеканию покрытия с подложки. Изменение скорости охлаждения после подплава с 50град/час до 25град/час увеличивает размер кристаллитов, а так же приводит к ослаблению экранировки пленки, при этом значение T_c и ΔT_c остаются практически неизменными.

Основным параметром, резко влияющим на качество приготавливаемых образцов, является продолжительность отжига. При увеличение продолжительности отжига с 12 ч до 42 ч, наблюдался рост значения T_c с 80 К до 85 К.

По результатам рентгенографического исследования, в образцах присутствует не менее 95% сверхпроводящей фазы. Полученные результаты говорят о том, что используя даже сокращенный MPSC цикл, можно получать образцы высокого качества.

Используя результаты, полученные из экспериментов с использованием подложки MgO, был составлен температурно-временной режим отжига, позволяющий получать образцы висмутовой керамики 2212 с высокими критическими параметрами.

Так же проводились эксперименты по приготовлению сверхпроводящих покрытий на керамики BeO различной формы, как плоской, так и в виде трубки. В результате эксперимента были получены образцы с T_c=81,5К и ΔT_c=4К, что близко к значениям, полученным для образцов на подложке из MgO. По качеству, полученное покрытие на трубке ни чем не отличалось от покрытия, полученного на плоской подложке. Это дает возможность изготавливать сверхпроводящие висмутовые покрытия на подложках любой геометрии.

В качестве возможной подложки для нанесения висмутового ВТСП покрытия так же были опробованы никелевые полосы. Как и для BeO, весь технологический процесс был полностью идентичен процессу для образцов на подложке MgO.

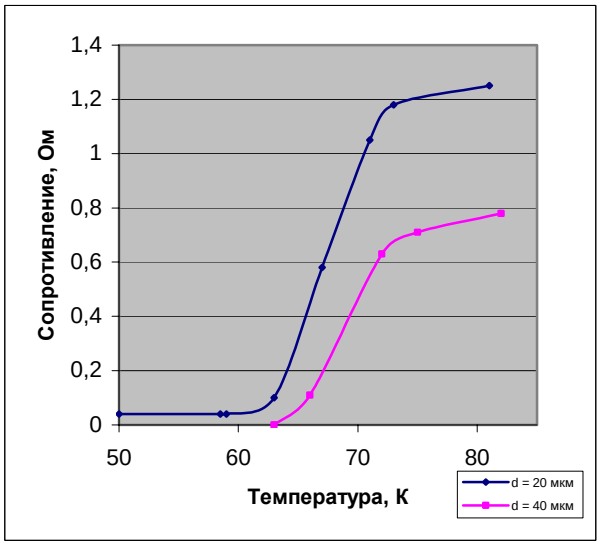


Рис.3. Кривые сверхпроводящих переходов снятые резистивным методом для образцов на полосах Ni.

Для лучших образцов были получены T_c=67-68 К и ΔT_c=6-8 К. Все значения Тс и ΔT_c определялись по уровню 0,1÷0,9.

Работа выполнена в рамках ФЦП "Интеграция" проект №Б0049.

1. А.О. Комаров и др., Перспективные материалы, 2002,№3.
2. А.О. Комаров и др., Разработка технологических процессов получения легированных Bi-2212 проводников с высокой токонесущей способностью, Перспективные материалы, 2001,№1.

Влияние второй гармоники в ток-фазовом соотношении на вольтамперную характеристику высокотемпературного ПТ СКВИДа

Я. С. Гринберг, И. Л. Новиков

Новосибирский государственный технический университет, 630092, Новосибирск, Россия

Построена теория вольтамперной характеристики высокотемпературного СКВИДа постоянного тока, учитывающая наличие второй гармоники в ток-фазовом соотношении джозефсоновских переходов. Теория позволяет объяснить существующее расхождение между экспериментальными результатами и теоретическими и компьютерными расчетами, основанными на учете только первой гармоники.

В настоящее время экспериментально установлено, что ток-фазовое соотношение (ТФС) в высокотемпературных (ВТСП) джозефсоновских переходах, выполненных на межзеренных границах между кристаллитами, является несинусоидальным и содержит вторую гармонику, относительный вклад которой зависит от взаимной ориентации подложек [1,2,3]:

$$I_S = I_1 \sin\varphi + I_2 \sin 2\varphi\,, \qquad (1)$$

где I_S-сверхпроводящий ток через переход, φ-разность фаз параметра порядка через переход. Амплитуда первой гармоники I_1 зависит от относительной ориентации двух d-волновых сверхпроводников. В частности при угле между кристаллическими осями зерен в 45° амплитуда первой гармоники, I_1 обращается в нуль, при этом динамика перехода полностью определяется второй гармоникой.

В настоящем докладе сообщается о результатах теоретического исследования влияния второй гармоники на вольтамперную харктеристику (ВАХ) ВТСП ПТ СКВИДа [4] Рассмотрен симметричный интерферометр с одинаковыми шунтирующими сопротивлениями $R_1=R_2=R$, и одинаковыми амплитудами каждой гармоники: $I_1^{(1)} = I_1^{(2)} \equiv I_1$, $I_2^{(1)} = I_2^{(2)} \equiv I_2$, где верхние индексы относятся к номеру перехода.

Как известно, динамическое поведение ВТСП ПТ СКВИДов существенным образом определяется тепловыми флуктуациями. Учет влияния второй гармоники на ВАХ проводился в рамках подхода, разработанного для случая высокого уровня тепловых шумов [5]. Было получено следующее выражение для выходного напряжения на СКВИДе:

$$\frac{V}{RI_1} = J - \exp(-\alpha/2)\cos(2\varphi_X)\, f(i,\Gamma,\gamma) \qquad (2)$$

где $\alpha=L/L_F$, L- геометрическая индуктивность интерферометра, $L_F=(\Phi_0/2\pi)^2/k_BT$ его флуктуационная индуктивность, $\Gamma=2\pi k_BT/I_C\Phi_0$-шумовой параметр, $i=I/I_1$, I-ток смещения, $\gamma= I_2/I_1$-относительная доля второй гармоники, $\Phi_0=h/2e$-квант магнитного потока; $\varphi_X=\pi\Phi_X/\Phi_0$, Φ_X-внешний поток,

$$J^{-1} = 2i\sum_{n=-\infty}^{n=+\infty}\frac{(-1)^n G_n^+ G_n^-}{i^2+4n^2\Gamma^2}\,,$$

$$f(i,\Gamma,\gamma) = 8J^3\left[i^2 A(A+C) - 4\Gamma^2 B(D-B)\right],$$

$$A = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty}\frac{(-1)^n G_{n+1}^+ G_n^-}{i^2+4n^2\Gamma^2}\,,\; C = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty}\frac{(-1)^n G_n^+ G_{n+1}^-}{i^2+4n^2\Gamma^2}$$

$$B = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty}\frac{(-1)^n nG_{n+1}^+ G_n^-}{i^2+4n^2\Gamma^2}\,,\; D = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty}\frac{(-1)^n nG_n^+ G_{n+1}^-}{i^2+4n^2\Gamma^2}$$

$$G_n^{\pm} = \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty}(\pm 1)^m I_{n-2m}(1/\Gamma) I_m(\gamma/\Gamma)\,,$$

I_m-модифицированные функции Бесселя.

Для сигнала модуляции $\Delta V=V(\varphi_X=\pi/2)-V(\varphi_X=0)$ из (2) получим:

$$\frac{\Delta V}{RI_1} = 2\exp(-\alpha/2)\, f(i,\Gamma,\gamma) \qquad (3)$$

Выражение (2) справедливо для $\alpha\geq 1$ и любых значениях Γ, совместных с условием $\alpha=\pi\beta\Gamma$, где $\beta=2LI_1/\Phi_0$- приведенная индуктивность. Однако, необходимо иметь в виду, что (2) является приближенным выражением, учитывающим только первый порядок разложения напряжения по малому параметру $\varepsilon = \exp(-\alpha/2)$ (см. [5]).

Если вторая гармоника отсутствует (γ=0), то $G_n^{\pm} = I_n(1/\Gamma)$, C=A, D=B, и мы приходим к результату, полученному ранее для симметричного ПТ СКВИДа с обычным ТФС [5]. Если же, наоборот, отсутствует первая гармоника (I_1=0), то сигнал модуляции, в рамках рассматриваемого приближения, обращается в нуль. Это следует из того, что при I_1=0 величина $G_n^{\pm}$ =0 для нечетных значений n, что приводит к обращению в нуль величин A, B, C и D. Из этого свойства мы можем ожидать существенного уменьшения сигнала модуляции, если имеется значительная доля второй гармоники в ТФС.

Влияние второй гармоники на ВАХ показано на Рис. 1. Видно, что вторая гармоника повышает критический ток СКВИДа тем сильнее, чем выше относительная доля второй гармоники.

Как следует из (3), влияние индуктивности на сигнал модуляции факторизуется, так что далее мы введем приведенный сигнал модуляции $\exp(\alpha/2)\Delta V/R$, зависящий от тока смещения I и амплитуд первой и второй гармоник, I_1, I_2.

Вычисления по приведенным выше формулам, показывают, что примесь второй гармоники независимо от ее знака уменьшает сигнал модуляции. Значительное уменьшение достигается только в

случае существенного превышения амплитуды второй гармоники по сравнению с первой, что проиллюстрировано на Рис. 2.

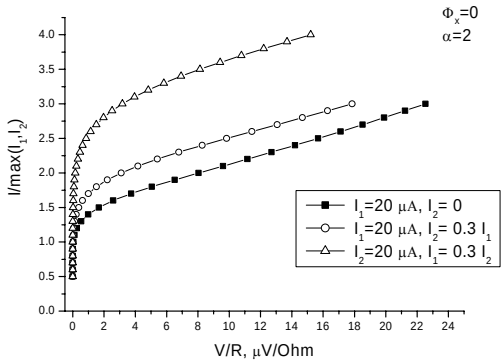


Рис. 1. Влияние второй гармоники на ВАХ ВТСП ПТ СКВИДа

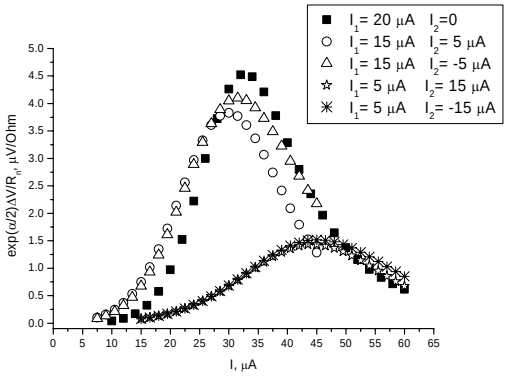


Рис. 2. Зависимость приведенного сигнала модуляции от тока смещения

Для сравнения теории с экспериментом мы взяли данные по 70-ти СКВИДам с $\alpha>1$ и $\Gamma>0.05$, которые были изготовлены в Институте Физики Высоких Технологий (Йена) и ранее уже были использованы для этой цели [6]. Эти СКВИДы были выполнены с помощью лазерной абляции на основе пленок $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ толщиной от 100 до 200 нм на бикристаллических подложках $SrTiO_3$ с углами разориентации 24° и 30°. Все данные по этим СКВИДам были получены при 77 К. Максимальный сигнал модуляции, ΔV_{MAX} и соответствующий ему ток смещения, I_{MAX} измерялись непосредственно, геометрическая индуктивность L определялась численно из геометрических размеров, сопротивление, R, определялось из ВАХ ПТ СКВИДа в нулевом магнитном поле.

На Рис. 3 приведены экспериментальные данные (показаны крестами) и теоретические значения максимального сигнала модуляции при соответствующем токе смещения. Видно, что большая часть экспериментальных точек лежит значительно ниже теоретической кривой для СКВИДа с обычным ТФС. Примесь второй гармоники приводит к понижению сигнала модуляции, причем, значительное понижение наблюдается, если амплитуда второй гармоники существенно превышает амплитуду первой.

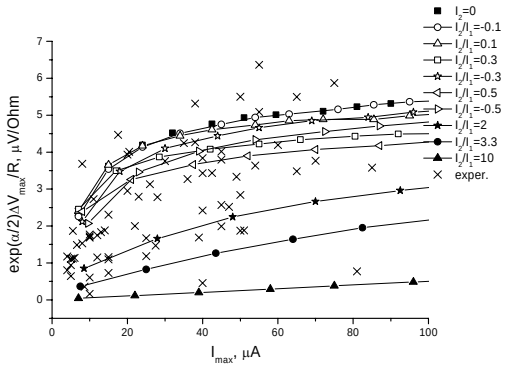


Рис. 3. Сравнение теории с экспериментом

Таким образом, значительное уменьшение сигнала модуляции, которое наблюдается экспериментально, можно объяснить преобладающим влиянием второй гармоники в ТФС. Необходимо, правда, отметить, что до сих пор существование значительного вклада второй гармоники установлено только для переходов с углом разориентации 45° и 30° [7, 8, 9, 10]. Поэтому нельзя исключить того, что существуют и другие механизмы, приводящие к значительному уменьшению выходного сигнала ВТСП ПТ СКВИДов.

Авторы благодарят Е. Ильичева и М. Грайцара за полезные обсуждения, а также В. Шульце за предоставление экспериментальных данных.

Работа выполнена при финансовой поддержке ЕС в рамках гранта INTAS 2001-0809.

1. Yu. S. Barash, A. V. Galaktionov, A. D. Zaikin, Phys. Rev. Ser. B **52**, 665 (1995).

2. W. Zhang, Phys. Rev. B **52**, 3772 (1995).

3. Y. Tanaka, S. Kashiwaya, Phys. Rev. B **53,** R11957 (1996).

4. Ya. S. Greenberg, I. L. Novikov, V. Schultze, H.-G. Meyer, cond-mat/0406555 (2004).

5. Ya. S. Greenberg, Physica C **371,** 156 (2002).

6. Ya. S. Greenberg, H.-G. Meyer, V. Schultze, Physica C **368,** 236 (2002)

7. E. Il'ichev, V. Zakosarenko, R. IJsselsteijn, et. al., Phys. Rev. Lett. **81,** 894 (1998)

8. C. W. Schneider, G. Hammer, G. Logvenov, et al., cond-mat/0403595.

9. C. H. Gardiner, R. A. M. Lee, J. C. Gallop, et al., cond-mat/0403539.

10. T. Lindstrom, S. A. Charlebois, A. Ya. Tzalenchuk, et. Al., Rev. Lett. **90,** 117002 (2003).

Сверхпроводящие трансформаторы энергетического назначения

Ш.И. Лутидзе, Э.А. Джафаров
ОАО «Энергетический институт им. Г.М. Кржижановского», 119991, Москва, Россия

Важнейшими элементами энергетических систем и комплексов, связанными с другими элементами не только конструктивно, но и единством протекающих в них процессов, являются силовые трансформаторы, оказывающие существенное влияние на экономию электрической энергии, надежную и экологически чистую транспортировку ее от мест генерации до объектов потребления.

Рост мощности силовых трансформаторов энергетических систем и комплексов за рубежом и в нашей стране осуществляется за счет увеличения рабочих напряжений обмоток трансформаторов. В нашей стране были достигнуты величины единичной мощности – 1250 МВА и напряжения – 1200 кВ [1]. Дальнейшее повышение мощностей силовых трансформаторов за счет увеличения напряжений обмоток создает все более трудные проблемы, связанные с их применением в энергетических системах и комплексах. Так, практически достигнуты предельно возможные по электрической прочности воздуха напряжения; габариты и масса наиболее мощных генераторных трансформаторов во много раз превышают допустимые значения по грузоподъемности и площади железнодорожных платформ.

Остро стоящие вопросы экономии электрической энергии, связанной с уменьшением потерь в силовых трансформаторах стимулируют развитие энергосберегающих технологий на современном этапе развития трансформаторостроения.

Использование сверхпроводящих обмоток в силовых трансформаторах позволит уменьшить массогабаритные показатели трансформаторов (в 2 – 3 раза), снизит потери в обмотках (более чем в 3 раза), увеличит токонесущую способность обмоток (в десятки раз), КПД и коэффициент мощности [2].

Применение жидкого азота в качестве хладагента сверхпроводящих трансформаторов (СПТ) позволит, помимо основной функции использовать его для высокоэффективной изоляции, обладающей отличными диэлектрическими свойствами, отличающимися от обычной традиционной изоляции такими параметрами как нестарение, экологическая чистота, противопожарная безопасность. Использование жидкого азота в качестве изоляционного материала в СП трансформаторах ведет к увеличению ресурсосбережения и надежности последних.

Сочетание сверхпроводящих трансформаторов с устройствами силовой электроники (GTO-тиристоры, IGBT- транзисторы, криотроны) позволит использовать такие трансформаторы в качестве электромагнитных устройств ввода энергии переменного тока в сверхпроводящие энергетические системы постоянного тока, а также для соединения энергосистем, энергетических сетей, ЛЭП и кабелей постоянного тока с разным уровнем напряжения [3].

Использование аморфной электротехнической стали в качестве материала магнитопровода сверхпроводящих трансформаторов снизит потери холостого хода в них (в 5÷6 раз), намагничивающий ток (в десятки раз) и, тем самым снижая общие потери в СПТ, повышает эффективность энергосбережения как в самих силовых трансформаторах, так и в энергетических системах и комплексах, где они должны быть использованы [4].

В лаборатории криогенной электротехники ЭНИНа им. Г.М.Кржижановского с 1975 г. по настоящее время ведутся работы по созданию и исследованию СП трансформаторов с пульсирующим магнитным полем тороидального и стержневого типа и с вращающимся магнитным полем электромашинного типа, имеющими силовые обмотки и отдельную обмотку возбуждения, находящиеся как в полностью низкотемпературной среде (жидкий гелий, жидкий азот), так и в разных температурных зонах (жидкий гелий, жидкий азот, комнатная температура). Разработанные экспериментальные модели СП трансформаторов с локализированным магнитным полем, осуществляемые неплотной намоткой витков силовых обмоток и применением отдельной обмотки возбуждения основного магнитного поля, позволили с их помощью проверить разработанные принципы и условия, необходимые для уменьшения потерь, увеличения КПД, токонесущей способности и мощности, практического выполнения сверхпроводящих трансформаторов для последующего использования их в энергетических системах и комплексах.

На рис. 1 представлены силовые (первичная криопроводящая и вторичная сверхпроводящая) обмотки СПТ стержневого типа, выполненные неплотной намоткой витков и размещенные на отдельном стержне СПТ в азотной и гелиевой полостях криостата, соответственно. Отдельная, нормально проводящая, обмотка возбуждения размещена на другом стержне магнитопровода СПТ (на рис.1 не показаны) и функционирует при комнатной температуре.

Величина критического тока в СП обмотке, выполненной неплотной намоткой витков по

Рис. 1. Силовые обмотки и гелиевая полость криостата СПТ стержневого типа.

сравнению с аналогичным трансформатором с традиционной плотной намоткой витков увеличивается в 5,48 раз (при этом обмотки находятся в разных магнитных полях, величина же докритического тока СПТ, при условии, что витки обеих сравниваемых СП обмоток находятся в равных магнитных полях увеличивается в 8,73 раза.

На рис.2 представлена конструкция разработанного и экспериментально испытанного СПТ тороидального типа с пульсирующим магнитным полем с СП силовыми обмотками и СП отдельной обмоткой возбуждения, где также использован принцип выполнения силовых обмоток неплотной намоткой витков. Величина критического тока в таком СПТ по сравнению с аналогичным СПТ с традиционной плотной намоткой витков увеличивается в 4,8 раза (СП обмотки находятся в разных магнитных полях), величина же докритического тока неплотной СП обмотки при условии, что сравниваемые СП обмотки находятся в равных магнитных полях превышает величину аналогичного тока плотной обмотки почти в 10 раз.

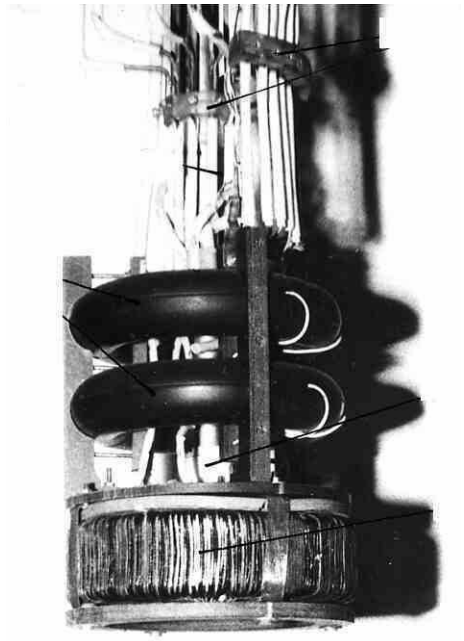


Рис. 2. Общий вид СПТ тороидального типа с СП индуктивной нагрузкой.

Разработанный также экспериментальный СПТ с вращающимся магнитным полем электромашинного типа с силовыми СП первичной и вторичной обмотками и нормально проводящей обмоткой возбуждения был испытан в режимах х.х., к.з. и нагрузки. Испытания показали эффективность применения отдельной обмотки возбуждения. Так в режиме к.з. увеличением напряжения на обмотке возбуждения постепенно достигается уменьшение тока к.з. в первичной СП обмотке до нуля, что позволит отключить такой СПТ от питающего напряжения сети в аварийном режиме работы. В режиме нагрузки использование отдельной обмотки возбуждения позволило увеличить вторичный ток трансформатора на 15%.

Результаты экспериментальных исследований сверхпроводящих трансформаторов тороидального, стержневого и электромашинного типа с локализированным магнитным полем подтвердили правильность разработанных принципов и условий получения максимальной токонесущей способности обмоток СПТ, увеличения их единичной мощности и КПД, уменьшения потерь и массогабаритных показателей.

1. Лизунов С.Д., Лоханин А.К. Электричество, 2000, № 8.
2. Лутидзе Ш.И., Джафаров Э.А. «Сверхпроводящие трансформаторы» Научтехлитиздат М.2002.
3. Лутидзе Ш.И., Джафаров Э.А. Пат.РФ №2207696 Б.И. № 18, М. 2003.
4. Лутидзе Ш.И., Джафаров Э.А. Приборы и системы управления, 1999, №10.

Эффективные направления разработок сверхпроводящих индуктивных накопителей энергии для энергетики

Ш.И. Лутидзе, Э.А. Джафаров, Ф.Ф. Юлдашев
ОАО «Энергетический институт им. Г.М. Кржижановского», 119991, Москва, Россия

Эффективные направления разработок сверхпроводящих индуктивных накопителей энергии (СПИН) должны основываться как на серьезных фундаментальных исследованиях по созданию новых СП материалов, СП проводов, СП и традиционной силовой электроники, криогенного оборудования, так и на исследованиях по коммерциализации СПИН и применению СПИН в энергетических объектах, где их использование экономически оправдано.

Последнее направление стало усиливаться после запуска в эксплуатацию в энергосистему ВРА в г. Такома штата Вашингтон в 1985 г. СПИН энергоемкостью 30 МДж [1]. Это определяется тем, что обобщение опыта разработки и эксплуатации первого в мировой истории СПИН позволило уточнить и улучшить конструктивные и эксплуатационные параметры, обеспечив самоокупаемость таких систем в отдельных энергетических объектах. Мировым лидером по коммерческому внедрению СПИН является Американская Корпорация Сверхпроводимости (АСК) [2,3,4].

С июня 1990 г. АСК успешно ввела в эксплуатацию СПИН почти в двадцати различных местах расположения покупателей. Системы различного конструктивного исполнения обеспечивают в настоящее время защиту чувствительного оборудования заказчика в химической, пластмассовой и бумажной промышленности, научных установок и военных центров обработки данных. Эти вариации в конструкции коммерчески известны как PQDC, PQAC и PQVR различаются интерфейсом между сетью и нагрузкой.

Первая СПИН система, сконструированная как защита от падения напряжения или PQVR (регулятор напряжения) была развита АСК и установлена на SAPPI Ltd на современной бумажной фабрике в Стейнджере штата Эском в Южноафриканской национальной системе электроснабжения в апреле 1997 г [2].

Областью применения СПИН, которые используют высокотемпературную сверхпроводимость, станут проблемы энергоснабжения, такие как кратковременное падение напряжения и перенапряжение, и эти применения начинают приобретать коммерческий характер в США. Разработчик, Сверхпроводящая Инкорпорация (СИ), требует от СПИН-технологии значительно большей компактности по сравнению с накопителями на базе аккумуляторных батарей и большей экологичности. СИ, дополняющая АСК, оценивает, что рынок СПИН, их производство по стоимости составит более чем 500 млн. долларов в год. Эта технология нацелена особенно на промышленные производства, где она может обеспечить защиту устройств, таких как технологическое оборудование и приводы, от кратковременных нарушений в энергоснабжении. В соответствии с данными Института Электроэнергетических исследований, 80-90% проблем качества энергоснабжения являются результатом отключений или перерывов электроснабжения, длящихся менее одной секунды. Эти перерывы оцениваются ежегодными потерями для промышленности США более чем в 12 млрд долларов [3].

АСК отметила, что благодаря её коммерческой продукции в виде СПИН после непрерывно-длительных поисков теперь применена сверхпроводимость в электроэнергетике Европы с июня 1999 г. Промышленный СПИН был использован для защиты от кратковременных падений напряжения, действующих на производственное оборудование по изготовлению автозапчастей, в Австрии. Он управлял электрической системой Стеваг-Стег и предоставлял возможность проскакивать падения напряжения длительностью до 0.8 с, имея управляющую мощность 1.4 МВт. Он мог также преодолевать падения напряжения, длящиеся даже дольше, когда электрической нагрузкой было освещение и немедленно выдавать активную и реактивную энергию на завод всякий раз при условиях обнаружения колебаний напряжения [4].

На этапе подготовки запуска СПИН в энергосистеме г. Такома потребовалось активное участие специалистов-энергетиков, так как требовалась привязка СПИН к действующей энергосистеме и учет особенностей режимов её работы. В настоящее время необходимость более активного участия энергетиков в разработке СП-оборудования проявляется в том, что энергетические компании Японии и США являются головными при создании СП-оборудования для энергетических систем [5].

Современные зарубежные исследования удельного веса стоимости отдельных элементов СПИН в общей стоимости устройства показывают, что наибольшее значение приходится на сверхпроводящую катушку - порядка 62% и на криогенное оборудование –24%, на конвертор на базе GTO тиристоров - около 5%, а остальное на разработку и прочие элементы [6].

Наиболее перспективными являются разработки, обеспечивающие оптимизацию конструкции СП катушки и условий её охлаждения. Эффективность СП катушки оценивают по удельной энергетической плотности, т.е. по количеству энергии приходящейся на единицу массы обмотки [Дж/ кг] или на единицу объема, занимаемого катушкой [Дж/м3]. Снижение массы обмотки является одновременно улучшением условий охлаждения. Параметр инерционности нагрева или охлаждения СП катушки представляет важное значение как на этапе ввода в эксплуатацию и ремонте СПИН, так и для решения вопросов повышения безопасности его работы в энергосистеме. Например, время охлаждения СПИН от температуры окружающей среды до рабочей температуры 1.8К составляет по зарубежным исследованиям до 14 дней для СПИН с запасаемой энергией 80 МДж или 47 суток для СПИН 10^{13} Дж [1]. Инерционность охлаждения из-за ограниченности площади контакта хладагента с обмоткой является фактором ,способствующим переходу обмотки в нормальное состояние. Зарубежные исследования показывают, что явление деградации происходит внутри многослойной обмотки с последующим распространением к её поверхности, т.е. обычно там, где наихудшие условия. При этом отмечено, что формирование каналов охлаждения для многослойной обмотки соленоида со стороны каркаса способствует увеличению критического тока в 1,8 раза и, соответствует увеличению запасаемой энергии при исходном расходе СП проводника [7].

В свою очередь, скорость охлаждения определяется соотношением между массой или объемом, охлаждаемого тела, и площадью поверхности охлаждения. Эффект применения «чайного блюдца» яркий пример практического увеличения скорости охлаждения за счет увеличения площади охлаждения при фиксированном объеме охлаждаемого материала. Причем, чем меньше толщина охлаждаемой жидкости при заданной поверхности охлаждения, тем эффективнее охлаждение. Это имеет место применительно к СП обмотке, имеющей фиксированную площадь охлаждения, определяющуюся, например, для соленоида ее высотой и длиной витка. Поэтому условием максимального увеличения скорости охлаждения будет уменьшение толщины обмотки до минимально возможного значения. Таким значением по конструктивным и технологическим условиям является диаметр СП провода, т.е. однослойная обмотка.

Следует отметить, что в соответствии с теоретическими исследованиями, проведенными в ОАО «ЭНИН им. Г.М. Кржижановского», величина критического тока сверхпроводящей обмотки снижается пропорционально количеству слоев в обмотке [8]. Поэтому переход к однослойной обмотке обеспечивает максимальный критический ток при снижении длины СП провода в результате уменьшения числа витков на величину кратную слоям исходной обмотки. Однако количество энергии, запасаемой СПИН, и величина плотности энергии, пропорциональная половине квадрата индукции, при этом не изменятся, так как сохраняется объём катушки и величина индукции B, которая пропорциональна произведению тока в обмотке на общее количество её витков.

Таким образом, разработки по созданию сверхпроводящих индуктивных накопителей энергии с однослойной СП обмоткой обеспечивают как снижение расхода СП провода, себестоимости обмотки СПИН, так и улучшение условий охлаждения, позволяющее снизить удельный вес стабилизирующей медной или алюминиевой матрицы и, соответственно, дополнительно массу и габариты СП катушки.

Дальнейшим развитием исследований по одновременному снижению стоимости катушки СПИН и криогенной техники могут быть исследования по предотвращению преобразования энергии магнитного поля в тепловую, выделяющуюся в СП проводнике. Подобные разработки позволили бы дополнительно уменьшить массу и объем стабилизирующей матрицы СП провода и улучшить условия работы криогенного оборудования.

Рассматривая различные формы обмоток СПИН, можно отметить наибольшую эффективность тороидальной, которая принята за основу учеными и специалистами США, Японии и Германии. Причем, с целью снижения динамических усилий в обмотках СПИН предлагается спиральный навив витков, который был разработан и запатентован специалистами ОАО «ЭНИН им. М.Г. Кржижановского» [9].

Кроме того, для улучшения режимов работы СПИН при его зарядке и разрядке и увеличения тем самым безопасности работы специалистами ОАО «ЭНИН им М.Г. Кржижановского» разработан и запатентован для выполнения функций конвертора трансформатор постоянного тока [9].

1. В.В. Бушуев и др. «Динамические свойства энергообъединений». М.:Энергоатомиздат, 1995.
2. R. Schottler, R.G. Coney. “Power eng.”, V13, 149.
3. T. Sacks “Electrical Review”, 1997. V230, p. 8
4. Wire Industry 2002, V69, N833, P. 404
5. П.П. Долгошеев и др. ICEMC-2001, 12
6. K. Tsutsumi, et al.“Cryogenic eng.” 2002, V37, 3-19
7. K. Ryu et al. IEEE Tr. Appl. Superc. 2002,12, 796.
8. Ш.И. Лутидзе. Инженерная физика. 2002. N3, 36.
9. Ш.И. Лутидзе, Э.А. Джафаров. «Сверхпроводящие трансформаторы». М.: Научтехлитиздат, 2002.

Магнитные и левитационные свойства монодоменных сверхпроводников Y-Ba-Cu-O

И.А. Руднев, Ю.С. Ермолаев
Московский инженерно-физический институт (государственный университет), 115409 Москва, Россия
О.Л. Полущенко , Н.А. Нижельский, В.А. Матвеев
Московский государственный технический университет им Н.Э. Баумана,107005 Москва, Россия

Левитационные и магнитные характеристики ВТСП материалов имеют определяющее значение при конструировании большинства устройств и механизмов, в основе функционирования которых лежат эффекты сверхпроводимости, таких как бесконтактные пассивные магнитные подвесы, магнитные демпферы, накопители энергии, левитирующие транспортные средства. Сверхпроводниковые элементы в подобных устройствах работают при охлаждении в магнитном поле (FC) или в отсутствии магнитного поля (ZFC). Режим FC используется при необходимости получения устойчивого позиционирование узлов механического устройства (например, ротора подшипника) в пространстве, в демпфирующих устройствах. ZFC режим применяют в случаях, когда необходимо обеспечить максимальную подъемную силу, например,

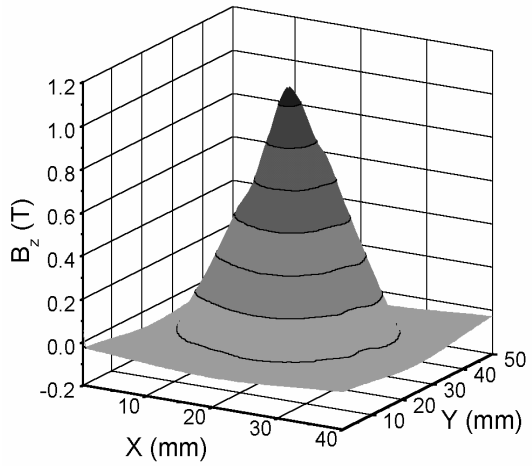


Рис. 1. Распределение поля над поверхностью образца Ø29 мм и высотой 14 мм.
T = 77K.

в транспортных системах на сверхпроводящем подвесе. Возможно также комбинированное использование сверхпроводников с FC и ZFC режимами охлаждения.

В данной работе проведено исследование левитационных характеристик монодоменных образцов ВТСП при взаимодействии их с постоянным магнитом в режимах ZFC и FC. Знание взаимозависимости левитационных и магнитных характеристик ВТСП дает возможность выбора сверхпроводникового материала, параметров магнитной системы и компоновки устройства.

Образцы Ø29 мм и высотой до 14 мм изготавливали методом направленной кристаллизацией с использованием затравок $Sm_1Ba_2Cu_3O_7$. Прекурсоры получали по керамической технологии, используя в качестве исходного материала порошок состава $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ + 25% мол. Y_2O_3 + 1% вес. CuO_2. Варьированием технологических параметров получены объемные квазимонокристаллы с различной силой пиннинга магнитного потока и соответственно величиной захваченного магнитного поля.

Величину захваченного магнитного потока измеряли путем автоматического сканирования датчиком Холла поверхности образца, охлажденного в магнитном поле 1,5 Тл до температуры 77 К. Суммарный зазор между шлифованной поверхностью образца и активной зоной датчика Холла составлял 0,8 мм, включая толщину датчика 0,5 мм.

Распределение поля над поверхностью образца (рис.1) осесимметрично, непрерывно и не имеет провалов, что указывает на однородность, отсутствие трещин, слабых связей и его квазимонокристаллическую структуру. Исследования левитационных характеристик проведены на автоматизированном стенде, предназначенном для измерения силы магнитной левитации (силы взаимодействия между сверхпроводником и магнитом) в зависимости от расстояния между ВТСП образцом и постоянным магнитом (ПМ). ВТСП образец помещается в азотный криостат, который закреплен на платформе вертикального и горизонтального перемещения относительно неподвижного постоянного магнита. Сила взаимодействия регистрируется с помощью промышленного тензодатчика, совмещенного с ЖК индикатором силы и интерфейсом к компьютеру. Охлаждение сверхпроводника возможно как в нулевом, так и в магнитном поле. В работе использовался постоянный магнит NdFeB с диаметром D=25 мм, высотой h=12 мм и максимальной индукцией на поверхности B≈0,4 Тл. Основные характеристики измерительной системы: диапазон измерения силы до 147 Н, чувствительность измерения силы $1\cdot10^{-2}$ Н, погрешность измерения силы 1%, дискретность перемещения 4 шага на мм, амплитуды перемещения по горизонтали и вертикали до 100 мм. Подробное описание системы приведено в [1].

На рис.2 и рис.3 представлены характерные зависимости силы магнитной левитации от левитационного зазора $F_Z(z)$ для образца D27, имеющего значение захваченного магнитного потока B_{max}=1,23 Тл. Рисунок 2 соответствует режиму охлаждения в нулевом магнитном поле, рис.3 – ре-

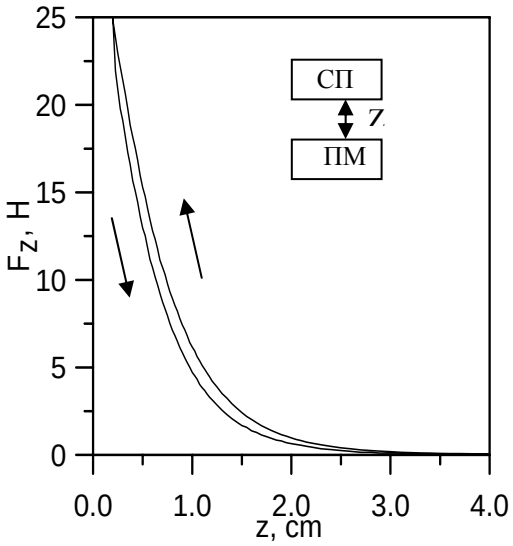


Рис. 2. Зависимость $F_Z(z)$ для образца с $B_{мах}$=1,23 Тл. T=77 K. Режим охлаждения ZFC. На вставке – геометрия измерений.

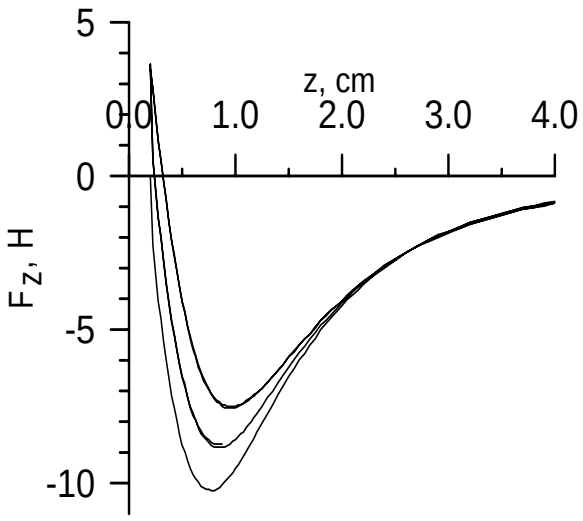


Рис.3. Зависимость $F_Z(z)$ для образца с $B_{мах}$=1,23 Тл. T=77 K. Режим FC.

жиму охлаждения в магнитном поле. Режим ZFC обеспечивался за счет охлаждения ВТСП образца на расстоянии z=10 см между сверхпроводником и постоянным магнитом. В режим FC расстояние z равнялось минимальному возможному значению для данной измерительной системы 2 мм.

Максимальная сила магнитной левитации F_{max}=25 Н (при значении z=2 мм) достигается в режиме ZFC. При всех z значение силы F_Z положительно, что означает наличие отталкивания во всем диапазоне расстояний. При охлаждении в поле картина взаимодействия меняется. Во время первого отвода ВТСП от магнита наблюдаются отрицательные значения силы, что означает притяжение. Физически притяжение возникает из-за того, что в режиме FC ВТСП образец захватывает магнитный поток и становится магнитом захваченного потока. А так как направления полярностей у ПМ и магнита захваченного потока совпадают, имеет место притяжение. При последующем уменьшении расстояния z наблюдается сильный гистерезис, на расстоянии z≈6 мм притяжение сменяется отталкиванием с максимальным значением F_Z≈4 Н. Дальнейшее циклирование (увеличение-уменьшение расстояния) приводит к замкнутой петле $F_Z(z)$.

Гистерезис кривой $F_Z(z)$ также наблюдается для режима ZFC (см. рис. 2). На рис.4 представлена зависимость от z ширины петли гистерезиса $\Delta F(z_0)=F_-(z_0)-F_+(z_0)$, где $F_-(z_0)$ и $F_+(z_0)$ значения силы магнитной левитации соответственно при уменьшении и увеличении расстояния z. Вместе с кривой ΔF(z) на рис.4. приведена зависимость относительного значения ширины петли гистерезиса ΔF/F (z). Видно, что максимальное значение ΔF=2,5 Н достигается при z=5 мм, в то время как максимум величины ΔF/F=0,5 наблюдается при z=3 см.

Таким образом, результаты, представленные в данном сообщении демонстрируют возможность

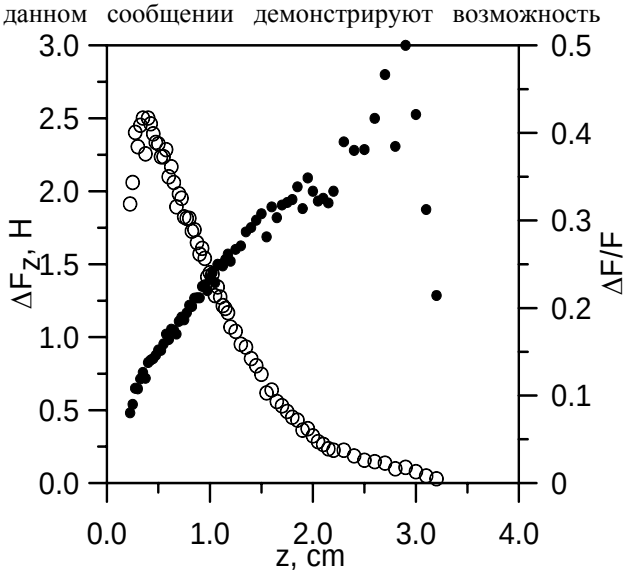


Рис.4. Ширина гистерезиса ΔF_Z (открытые символы) и величина $\Delta F/F$ (закрытые символы) в зависимости от левитационного зазора. Режим ZFC.

использования массивных ВТСП образцов в системах магнитных подвесов. Максимальная сила магнитной левитации наблюдается при охлаждении в нулевом поле, в то время как, охлаждение в режиме FC приводит к лучшей устойчивости магнитных подвесов.

1. Ю.С. Ермолаев, И.А. Руднев, ПТЭ 167(2004).

О возможности наблюдения эффектов влияния гравитационного поля на магнитный поток в сверхпроводящем кольце

А.И. Головашкин, Л.Н. Жерихина, Г.В. Кулешова, А.М. Цховребов
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Исходя из оценок разрешающей способности современного сверхпроводящего квантового интерферометра, предложена принципиальная схема эксперимента по регистрации изменения статического гравитационного потенциала, основанная на его связи с фазой куперовского конденсата, циркулирующего в замкнутом кольце. Эффект анализируется на основе принципа эквивалентности инертной и гравитационной масс.

Прогресс техники сверхпроводящих квантовых интерферометров (SQUID`ов) усиливает актуальность освоения этих достижений, как при решении задач прикладной науки, так и в исследованиях фундаментальных проблем естествознания. Разумеется, функционирование SQUID`а в реальном эксперименте требует выполнения определенных условий, и в этом смысле открытие высокотемпературной сверхпроводимости пока на ситуацию существенно не повлияло. Однако, и на классических сверхпроводниках у SQUID`ов уже достигнуто разрешение на уровне $\sqrt{<\delta\Phi^2>_{1Гц}} = 6\times10^{-7}\Phi_0/\sqrt{Гц}$ [1] (где $\Phi_0$=h/2e= =2,07×$10^{-15}$Вб - квант магнитного потока). Речь идет о двухступенчатых DC-SQUID`ах, разработанных специально для современных гравитационных антенн Веберовского типа. Второй SQUID постоянного тока играет здесь роль малошумящего НЧ-усилителя, обрабатывающего электрический сигнал, поступающий с первого DC-SQUID`а.

Ниже предлагается принципиальная схема регистрации изменения статического гравитационного потенциала, основанная на его связи с фазой сверхпроводящего конденсата куперовских пар (рис.1). Высокочувствительный квантовый интерферометр перемещается вертикально в поле тяготения Земли вместе со своим трансформатором потока. Трансформатор потока представляет собой замкнутый сверхпроводящий контур, в котором согласно теореме Стокса и условию квантования Бора-Зоммерфельда $\oint(\vec{p}+e\vec{A})d\vec{l} = 2\pi n\hbar$ (здесь $\vec{p}$ - импульс конденсата куперовских пар, $\vec{A}$ - вектор потенциал магнитного поля) запасенный поток оказывается равен целому числу квантов потока $n\Phi_0$. С учетом того, что магнитное поле практически не проникает в сверхпроводник, последнее выражение, будучи по существу интерференционным условием для фазы волновой функции конденсата, указывает на то, что в сущности здесь имеет место эффект Аронова-Бома.

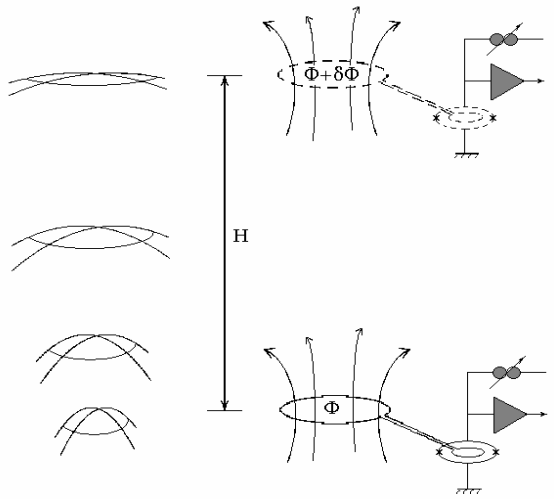


Рис.1 Схема регистрации изменения гравитационного потенциала при вертикальном перемещении кольца сверхпроводящего трансформатора потока в поле тяготения Земли.

Однако в поле тяготения условие на фазу сверхпроводящего конденсата видоизменяется: в скалярном произведении, стоящем под знаком контурного интеграла, необходимо учесть метрический тензор g_{ij}: $\oint g_{ij}(p^i+eA^i)dl^j = 2\pi(n+\eta)\hbar$ [2]. Таким образом введение тензора g_{ij} позволит определить поправки к эффекту Ааронова-Бома в неэвклидовой метрике. Оценка поправок для случая слабой гравитации $\|\delta g_{ij}\| \ll \|g_{ij}\|$ может быть произведена на основе аналогии со схемой известного опыта Паунда-Рэбки-Снайдерса [3], которые используя технику Мессбауэровской спектроскопии зарегистрировали в эксперименте красное смещение γ квантов δω, испущенных у подножия силосной башни (H=22,5м), детектором, находящемся на крыше. Как следует из принципа эквивалентности гравитационной и инертной масс при движении в поле тяготения γ квант совершает работу: $\hbar\delta\omega = \delta E = \frac{E}{c^2}gH = \frac{gH}{c^2}\hbar\omega$. С другой стороны, уменьшение энергии γ кванта, как временной компоненты 4-вектора энергии/импульса, может быть связано с соответствующим приращением метрического тензора $\|\delta g_{ij}\| = \frac{Hg}{c^2} = \frac{\varphi_G}{c^2}$, определяемого потенциалом гравитационного поля φ_G=Hg.

Аналогичное тому должна измениться и магнитная энергия сверхпроводящего кольца при перемещении его в поле тяготения Земли:

$\frac{\Phi\delta\Phi}{L} = \delta E_M = \|\delta g_{ij}\| E_M = \frac{\varphi_G}{c^2} \times \frac{\Phi^2}{2L} = \frac{Hg}{c^2} \times \frac{\Phi^2}{2L}$. Следовательно, SQUID, связаанный с трансформатором потока, перемещяющимся в поле тяготения, должен зарегистрировать приращение магнитного потока примерно равное $\delta\Phi \cong \|\delta g_{ij}\| \Phi = \frac{\varphi_G}{c^2}\Phi = \frac{Hg}{c^2}\Phi$.

Разрешение по потоку, реально достигнутое на современных двухступенчатых DC-SQUID'ах $\sqrt{<\delta\Phi^2>_{1Гц}} = 6\times10^{-7}\Phi_0/\sqrt{Гц} = 2\times10^{-21} Вб/\sqrt{Гц}$ [1], дает основание говорить о возможности измерения относительного отклонения в полосе 1Гц на уровне $\delta\Phi/\Phi \sim 10^{-17}$, для чего требуется запасти в сверхпроводящем трансформаторе поток $\Phi \approx 2\times10^{-4}$ *Вб*. Сама по себе это реализуемая величина: при токе 2А потребуется индуктивность $L \approx 100$ *мкГ*, однако согласование такого трансформатора потока с кольцом без специальных мер оптимизации может привести к ощутимой потере чувствительности SQUID'a. В то же время эти потери могут быть скомпенсированы естественным ростом чувствительности за счет сужения полосы рабочих частот. Действительно, если учесть, что подъем установки на необходимую высоту производится отнюдь не за одну секунду, то эффективная амплитуда шума $\sqrt{<\delta\Phi^2>_{\Delta f}} \sim \sqrt{\Delta f}$ за счет сужения полосы рабочих частот должна уменьшится в $\sqrt{\Delta f} \sim 1/\sqrt{\tau}$ раз, при этом фактор $1/\sqrt{\tau}$ может составлять 1÷2 порядка (реальные времена подъема τ=100÷10000 секунд). Таким образом, оценку чувствительности по потоку $\delta\Phi/\Phi \approx 10^{-17}$ можно считать вполне реалистичной. Это значение сопоставимо с относительной точностью, достигнутой во второй усовершенствованной версии опыта Паунда-Ребки-Снайдерса. Действительно, $|\delta\omega| = \frac{Hg}{c^2}\omega = 1{,}09\times10^{-16}\,\omega H$ и при высоте башни H=22,5м составляет $\delta\omega/\omega = 2{,}5\times10^{-15}$, что было измерено на мэссбауэровском переходе в ^{57}Fe с 1% точностью. Однако по сравнению с ядерно-физическими экспериментами в опытах со SQUID`ами высота подъема практически не лимитирована. А вот при работе с гамма квантами детектор нельзя располагать далеко от источника, иначе интенсивность регистрируемых фотонов окажется слишком низкой для работы техники мессбауэровской спектроскопии (плотность потока излучения убывает обратно пропорционально квадрату расстояния). С другой стороны, медленный плавный подъем квантового интерферометра можно производить как на десятки метров, так и на десятки километров (например, на аэростате). Все эти резервы позволяют говорить о потенциальной возможности дальнейшего экспериментального уточнения релятивистких эффектов в полях тяготения до уровня 0,1% и выше, и с этой же точностью обеспечивают, например, возможность определения параметра γ, возникающего в постньютоновском (ППН) формализме [4].

Аналогичные соображения, основанные на принципе эквивалентности гравитационной и инертной масс, позволяют рассчитать и изменение длины δL рабочего тела антенны Веберовского типа [5]. Согласно закону Гука упругая энергия рабочего тела (алюминиевый цилиндр L≈1м, D≈0,5м) $E=E_ю\varepsilon^2/2$ ($\varepsilon = \delta L/L$, $E_ю$- модуль Юнга). Варьируя ее $\delta E = E_ю\varepsilon\delta\varepsilon$ и приравнивая вариацию изменению энергии за счет тяготения, получим, что $E_ю\varepsilon\delta\varepsilon = (E/c^2)\varphi_G = (E_ю\varepsilon^2/2c^2)\varphi_G = (E_ю\varepsilon^2/2)\|\delta g_{ij}\|$. Следовательно $\delta\varepsilon \approx \varepsilon\|\delta g_{ij}\|$. По формуле $\delta\Phi \approx \Phi|\delta g_{ij}\|$ в случае сверхпроводящего кольца без запасенного потока Φ=0 отклик на вариацию метрики окажется нулевым δΦ=0. Казалось бы ненагруженное рабочее тело $\sigma = E_ю\varepsilon = 0$ Веберовской антенны будет также нечувствительно к $\|\delta g_{ij}\|$, т.к. при этом δε=0. Однако регистрироваться будет не δε как таковое, ибо по смыслу δε является второй относительной вариацией длины L. В эксперименте измеряется первая вариация размера δL. Перепишем $\delta\varepsilon \approx \varepsilon\|\delta g_{ij}\|$ сначала как $\delta^2L/L \approx \delta L/L\,\|\delta g_{ij}\|$, затем - $d^2L = \|\delta g_{ij}\| dL$. Проинтегрируем левую и правую части: $\int d^2L = |\delta L$, $\int\|\delta g_{ij}\| dL \approx \|\delta g_{ij}\| L$, следовательно, $\delta L \approx \|\delta g_{ij}\| L$. Это и есть известное соотношение, полученное Вебером на основе сложного анализа приливных сил, действующих, согласно ОТО, в поле гравитационной волны [5]. Однако, приведенное выше решение справедливо и в статическом случае, что делает его актуальным в задачах гравиметрии. В работе [6] предложена схема эксперимента, в котором Веберовский цилиндр из магнитострикционного материала непосредственно (через трансформатор потока) связывается со SQUID`ом. Элементарные оценки демонстрируют для такой схемы достижимость уровня чувствительности не хуже $\|\delta g_{ij}\| \approx 10^{-23}$ Гц$^{-1/2}$.

1. M.B.Ketchen, J.M.Jaycox, Appl.Phys.Lett. 40, 736 (1982).
2. A.I.Golovashkin, G.V.Kuleshova, A.M.Tshovrebov et al., International Jornal of Modern Physics D, p.187-194, v.13, №13, (January 2004).
3. R.V.Paund, G.A.Rebka, Phys.Rev.Lett. 4, 337 (1960).
4. C. W. Misner, K. S. Thorne, J. A. Wheeler, Gravitation, Freeman, San Francisco, (1973).
5. J. Weber, General Relativity and Gravitational Waves, New York, (1962).
6. А.И.Головашкин, Л.Н.Жерихина, А.М.Цховребов и др., Письма в ЖЭТФ.60, 595 (1994).

Устойчивость джозефсоновского перехода во внешнем магнитном поле

Ю.В. Захаров
Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, 660036 Красноярск, Россия
Сибирский государственный технологический университет, 660049 Красноярск, Россия
И.В. Уваев
Сибирский государственный технологический университет, 660049 Красноярск, Россия

Длинный джозефсоновский переход является слоистой системой с характерными размерами, в которой в зависимости от граничных условий и внешних магнитных полей могут наблюдаться размерные и частотные эффекты. В магнитных слоистых системах, например, в задаче о перемагничивании двухслойной магнитной системы (магнитомягкий слой на магнитожесткой подложке), имеющей несимметричные граничные условия на двух поверхностях магнитомягкого слоя, наблюдается пороговая потеря устойчивости при перемагничивании. Была показана [1] аналогия задачи о перемагничивании такого ферромагнитного слоя и задачи об эйлеровой потере устойчивости при изгибе упругого стержня, закрепленного на одном конце, под действием продольной внешней силы.

Обе задачи описываются уравнением типа уравнения нелинейного маятника, а последовательности порогов потери устойчивости этих систем определяются системами собственных значений этих задач.

Стационарный эффект Джозефсона описывается [2, 3] уравнением для разности фаз волновых функций двух сверхпроводников, аналогичным уравнениям равновесия для упругих и магнитных систем.

Проведенные исследования [4 - 9] показали, что в переход, находящийся во внешнем магнитном поле, проникают кванты магнитного потока; были исследованы условия стабильности таких состояний в зависимости от различных типов начального возбуждения.

Однако поведение длинного джозефсоновского перехода во внешнем магнитном поле не рассматривалось как Эйлерова неустойчивость.

В данной работе рассмотрена потеря устойчивости длинного джозефсоновского перехода в магнитном поле как аналогия потери устойчивости упругого стержня при продольной нагрузке или магнитной системы при перемагничивании. Соответствующие пороги потери устойчивости находились при решении известного уравнения для фазы типа уравнения нелинейного маятника с определёнными граничными условиями. Было введено [10] аналогичное эйлеровой силе критическое значение плотности тока $J_1 = 4\pi^2 I_0/L^2$, где L – длина перехода; минимальный ток $I_0 = \Phi_0/L_0$, создающий в переходе квант Φ_0 магнитного потока, определяется через индуктивность перехода $L_0 = 2\pi\mu_0 d$, (d – толщина перехода) и рассматривается как жесткость системы. Были получены точные выражения в эллиптических функциях и интегралах, описывающие распределения полей и плотностей токов для первой и последующих мод, отвечающих последовательности собственных значений задачи.

Было показано, что для джозефсоновского перехода потеря устойчивости состоит в проникновении очередного вихря магнитного поля после достижения внешним магнитным полем очередного порога потери устойчивости. Первое пороговое значение поля по аналогии с упругой системой [11] было названо статическим порогом, последующие пороговые значения поля – динамическими.

В зависимости от соотношения собственного поля перехода и внешнего магнитного поля проникающие в переход вихри могут рассматриваться как “ферромагнитная” или “антиферромагнитная” цепочка спинов во внешнем магнитном поле; возникающие структуры можно назвать “динамическими доменными структурами” [12].

Были рассмотрены малые колебания таких структур [13], возникающих в переходе после потери им устойчивости, с точным учетом граничных условий.

В случае малых колебаний уравнение Синус-Гордона было сведено к уравнению Ламе со сдвигом в аргументе периодического коэффициента.

Это уравнение решалось приближенно аналитическим способом и численно методом Галеркина. Была получена зависимость собственной частоты колебаний фазы от внешнего магнитного поля. Найденные численным и аналитическим способами зависимости частоты колебаний поля перехода от внешнего магнитного поля имеют аналогичное поведение.

В случае, когда собственное поле перехода преобладает над внешним магнитным полем, полученная зависимость имеет монотонно возрастающий характер. Когда собственное поле перехода меньше внешнего поля, эта зависимость является убывающей.

Такое поведение зависимостей колебаний фазы в переходе для различных случаев соотношения полей может быть сопоставлено с синфазными и антифазными колебаниями “динамической доменной структуры”, возникающей в переходе после потери им устойчивости.

Работа поддержана грантом РФФИ № 02-01-01017.

1. Ю.В. Захаров, ДАН 344, 328 (1995).
2. B.D. Josephson, Phys. Lett. 1, 251 (1962).

3. R.A. Ferrell, R.E. Prange, Phys. Rev. Lett. 10, 479 (1963).
4. А.В. Свидзинский, В.А. Слюсарев, ЖЭТФ 51, 177 (1966).
5. И.О. Кулик, ЖЭТФ 51, 1952 (1966).
6. C.S. Owen, D.J. Scalapino. Phys. Rev. 164, 538 (1967).
7. С.А. Васенко, Г.Ф. Жарков, ЖЭТФ 75, 180 (1978).
8. K.N. Yugay, N.V. Blinov, and I.V. Shirokov, Phys. Rev. B49, 12036 (1994).
9. K.N. Yugay, N.V. Blinov, and I.V. Shirokov, Fizika Nizkikh Temperatur 26, 1068 (2000).
10. Ю.В. Захаров, И.В. Уваев, «Исследовано в России», 2002, т. 156. с. 1754-760, (http:\\zhurnal.ape.relarn.ru\articles\2002\156.pdf).
11. М.А. Лаврентьев, А.Ю. Ишлинский, ДАН СССР 64, 779 (1949).
12. Yu.V. Zakharov, I.V. Uvaev, Proc. of MISM, p. II. – M.: Физ. фак. МГУ, 1999. P. 44-47.
13. Ю.В. Захаров, И.В. Уваев, Труды III междун. конф. «Симметрия и дифференциальные уравнения». – Красноярск: ИВМ СО РАН, 2002. С. 110-114.

Особенности метода выращивания из газовых каверн монокристаллов Bi-ВТСП 2201, 2212 и 2223 фаз

Ю.И. Горина, Г.А. Калюжная, Н.Н. Сентюрина.
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Методом роста в газовых кавернах получены монокристаллы трёх сверхпроводящих фаз висмутового семейства – $Bi_2Sr_2Ca_{1-n}Cu_nO_x$ (n = 1, 2, 3). Особенности метода выращивания заключаются в формировании замкнутой газовой каверны внутри расплава в хлористом калии предварительно синтезированной шихты заданного состава и свободном росте кристаллов внутри этой каверны.

Разработан метод получения легированных и нелегированных монокристаллов трёх сверхпроводящих фаз висмутового семейства с общей формулой $Bi_2Sr_2Ca_{1-n}Cu_nO_x$ (n=1,2,3), особенности которого заключаются в формировании замкнутой газовой каверны внутри расплава в хлористом калии предварительно синтезированной шихты заданного состава и свободном росте кристаллов внутри этой каверны [1,2,3,4,5].

В таблице приведены сравнительные параметры типичных процессов выращивания и некоторые характеристики сверхпроводящего состояния кристаллов. Из приведённых данных следует, что условия роста трёх фаз очень близки: температуры кристаллизации ($T_{кр}$) лежат в узкой области 860 ÷ 825 С, понижаясь по мере усложнения катионного состава, градиенты температуры в зоне роста – каверне (ΔT_p) и скорости охлаждения ($V_{охл}$) практически одинаковы. Такой характер кристаллизации можно объяснить не только подобием их кристаллических структур, но и общим механизмом роста. Наличие в шихте флюса KCl не только понижает $T_{кр}$, расширяя область кристаллизации каждой фазы, но и способствует диссоциации и высокой подвижности кристаллообразующих комплексов на основе (Ca,Sr)- купратов и CuO. В практически одинаковых условиях за типичное время процесса 100 часов вырастали квадратные пластинки Bi-2223 с размерами до (1×1) мм^2 × (1 – 3)мкм, пластины и ленты Bi-2212 до (4 – 5) мм ×(0.2 – 0.5) мм × (1 – 10) мкм и пластинки Bi-2201 до (0.5 – 2) мм ×(0.4 – 1) мм × (1 – 10) мкм, то есть монокристаллы Bi-2212 растут с наибольшей скоростью. Основной формой роста всех трёх фаз были пластинки (100) с хорошо развитой боковой огранкой, выросшие по механизму послойного роста, когда массоперенос осуществляется подпиткой из газовой фазы, в том числе по механизму пар – жидкость – кристалл, как это происходит при росте монокристаллов Bi-2212, легированных свинцом [5].

Монокристаллы всех Bi ВТСП фаз содержали значительный избыток Bi, причем в образцах Bi-2212, легированных Pb, суммарное содержание (Bi + Pb) = 2.23 соответствовало избытку Bi в нелегированных образцах, что, по видимому, определялось парциальным давлением кислорода в замкнутом ростовом объёме. Получение монокристаллов Bi ВТСП, обладающих сверхпроводящими свойствами непосредственно после роста и не требующих послеростовых отжигов, обеспечивалось совмещением роста и отжига в присутствии сверхпроводящей шихты в замкнутой каверне. Для Bi-2212 и Bi-2201 получены монокристаллы с температурой сверхпроводящего перехода (T_c) от 72 К до 85 К и от 2 К до 9.5 К, соответственно, в зависимости от $T_{кр}$. Монокристаллы с максимальными T_c находились в области оптимального легирования, опреде-

Таблица.

№ образца	$T_{кр}$ (°C)	ΔT_p, °/см	$V_{охл}$, °/час	Катионный состав кристаллов	T_c, К	ΔT_c, К	Концент-рация носителей, (см$^{-3}$)
				$Bi_2Sr_2CuO_{6+\delta}$ [Bi]:[Sr]:[Cu]			
1	860	2	0.3	2.61:1.33:1.05	2 - 4	0.1 – 0.5	
2	842	5	0.6	2.17:1.5:1.29	7.9	1.7	$6.3\cdot10^{21}$
3	839	3	0.2	2.22:1.53:1.12	9.5	2	$4.8\cdot10^{21}$
				$Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ [Bi]:[Pb]:[Sr]:[Ca]:[Cu]			
4	841	2.5	0.13	1.99:0.22:1.65:1.28:1.85	71 - 72	3	
5	845	2	0.15	2.24 : 0 : 1.56:1.18:2:0.2	80 - 82	2	
6	843	3	0.1	2.22 : 0 : 1.59:1.23:1.96	82 - 84	2	
				$Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10+\delta}$ [Bi]:[Sr]:[Ca]:[Cu]			
7	825	2	0.3	2.11:2.02:1.75:2.81	110	2	$4.1\cdot10^{21}$
8	826	2	0.2		110	2	

ляемого катионным составом и парциальным давлением кислорода во время роста, что было доказано отжигами сверхпроводящих кристаллов в аргоне и кислороде. Насколько нам известно, представленный метод является единственным, который позволяет получить свободно выросшие монокристаллы с зеркальной поверхностью, не требующие какой-либо обработки для прецизионных физических, в том числе, оптических исследований [6,7].

Работа поддержана РФФИ (проект 02-02-17133), Министерством Промышленности Науки и Технологий РФ (программа “Сверхпроводник” и контракт № 40.012.1.1.1357) и Президиумом РАН (проект “Квантовая макрофизика“ комплексной программы Президиума РАН на 2003 г.).

1. H. Katayama–Yoshida, Y. Okabe, et. al., J.Apple.Phys., **26**, L2007 (1987).
2. Ю.И. Горина, Г.А. Калюжная, Н.Н. Сентюрина., БИ, №13, 288 (2002). Патент №2182194(РФ).
3. J.I. Gorina, G.F. Kaljuzhnaia, N.N. Sentjurina, V.A. Stepanov, Solid.State.Commun., **126**, 557 (2003).
4. J.I. Gorina, G.F. Kaljuzhnaia, V.P. Martobitsky, et.al., Solid.State.Commun., **110**, 287 (1999).
5. Ю.И. Горина, Г.А. Калюжная, Н.Н. Сентюрина, В.А. Степанов, С.Г. Черноок., Кристаллография (2004), в печати.
6. A.A. Tsvetkov, D. Dulic, D. van der Marel, et.al., Phys.Rev. B, **60** 13196 (1999).
7. S.I. Vedeneev, A.G.M. Jansen, P. Wyder. Phys.Rev. B, **62** 323 (1999). ЖЭТФ, **117,** 1198 (2000).

Улучшение добротности сверхпроводящего микрополоскового резонатора на основе анализа спектра мод резонансных колебаний

Н. А. Волчков, А. И. Головашкин, А. Л. Карузский, А. Н. Лыков, В. Н. Мурзин, А. В. Пересторонин

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

На основе анализа спектра пространственных мод резонансных колебаний сверхпроводящего микрополоскового резонатора (СМПР) обнаружено присутствие в спектре СМПР паразитных мод, энергия которых сосредоточена в основном вне резонатора в области подводящих линий. Показано, что подавление взаимодействия основной моды СМПР с паразитными может приводить к существенному (более, чем два порядка величины) увеличению максимальной добротности резонатора. При определенных условиях в подложках, на которых монтируется СМПР, могут возбуждаться диэлектрические резонансы, которые также взаимодействуют с основной модой и приводят к понижению добротности.

Микрополосковые СВЧ-резонаторы представляют собой важное применение ВТСП[1,2]. Полосковые СВЧ резонаторы весьма привлекательны для микроэлектроники в виду их технологичности и возможности применения пленок из ВТСП. Для успешного применения полосковых СВЧ резонаторов, необходимо решить проблему повышения добротности (Q) таких резонаторов. Чтобы составить конкуренцию применяемым в настоящее время диэлектрическим резонаторам, СМПР должен иметь Q>50000 на частотах ~10 ГГц. Трудности разработки и создания высокодобротных микрополосковых СВЧ резонаторов обусловлены тем, что МПР являются полуоткрытыми резонаторами (волноводными резонаторами открытого типа), вопрос о частотном спектре которых не является столь подробно разработанным, как задача о спектре собственных колебаний обычного СВЧ резонатора закрытого типа. Поскольку спектр резонатора тесно связан с потерями в нем и определяет, в конечном счете, добротность Q, исследование спектра резонансных частот микрополосковых резонаторов важно с точки зрения получения СВЧ СМПР с максимальными добротностями. В связи с отсутствием замкнутой металлической границы резонатора, строгое электродинамическое рассмотрение предельно достижимых добротностей, вообще говоря, требует отыскания спектра резонансных колебаний всей волноводной системы, объединяющей резонатор и подводящие волноводы, что может оказаться весьма затруднительным. Ранее было обнаружено[3,4], что рабочая мода колебаний СМПР связана с другими, неидентифицированными модами, имеющими заметную амплитуду электромагнитного поля вне резонатора, т.е. в системе подводящих волноводов, что обусловлено принадлежностью СВЧ СМПР к волноводным резонаторам открытого типа. В данной работе будет показано, что подавление взаимодействия основной моды СМПР с паразитными может приводить к существенному (более, чем два порядка величины) увеличению максимальной добротности резонатора.

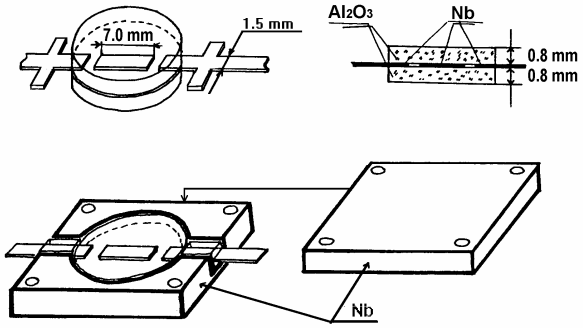


Рис. 1. Конструкция сборного ниобиевого микрополоскового резонатора. Внизу слева: вид на цилиндрическую полость в Nb экране со снятой крышкой (показана внизу справа)

Изучались характеристики микрополосковых резонаторов из Nb. Типичный исследуемый резонатор представлял собой отрезок сверхпроводящей полоски длиной l_0=6,9 мм~$\lambda/2$ (где λ–длина волны СВЧ излучения в диэлектрике), нанесенный на диэлектрик (Рис. 1). В качестве диэлектрика использовались диски из сапфира толщиной 0,7–0,8 мм и диаметром ~15 мм. В исследуемом интервале частот диэлектрическая проницаемость сапфира $\varepsilon_{\text{сапф}} \approx 9{,}6$, $\text{tg}\delta \leq 10^{-6} \div 10^{-9}$. В качестве экрана использовался цилиндрический держатель из Nb. Между дисками к полоске подводились микрополосковые линии передачи, изготовленные также из фольги Nb или из фольги Cu. В предположении, что возбуждается только одна рабочая мода резонатора, коэффициент связи микрополоскового резонатора с внешней цепью β зависел бы только от расстояния между концами линии передачи и полоски, т.е. от зазора связи d (Рис. 2). С целью исследования вопроса о наличии других “паразитных” мод в резонаторе, медные МП линии имели закорачивающие шлейфы, выступающие вбок до касания с экраном и расположенные на расстоянии b от концов линий. Шлейфы были электрически замкнуты на заземленный экранирующий проводник. Помещая их в пучность электрического колебания можно селективно подавлять выбранную пространственную моду (Рис. 2c).

Добротность резонатора в отсутствие закорачивающих шлейфов на частотах 8,68÷8,86 ГГц не пре-

вышала 10^3. Измерения производились при различных зазорах емкостной связи d (см. Рис. 2). При этом расстояние L между замыкающими шлейфами также менялось таким образом, чтобы размер b от шлейфа до конца полоски оставался неизменным. На Рис. 3 видно, что максимальные значения добротности Q для МП линий с разными значениями размера b (см. Рис. 2а) (b=2,7 и 3,4 мм.) получены при близких значениях расстояния между замыкающими шлейфами L~18 мм, т.е. когда точки замыкания МП линий на корпус практически совпадали для обоих значений b. Это указывает на наличие в резонаторе отличных от рабочей мод колебаний, энергия которых сосредоточена в области подводящих МП линий. Применение замыкающих шлейфов на подводящих МП линиях позволило ослабить одну из таких "паразитных" мод, что привело к повышению добротности резонатора за счет уменьшения потерь, обусловленных взаимодействием рабочей и "паразитной" моды. Отметим, что максимальная Q на Рис. 3,4 возрастает от ~15000 до ~35000 с ростом ёмкостного зазора связи d, как и должно быть в случае, когда возбуждается только одна рабочая мода.

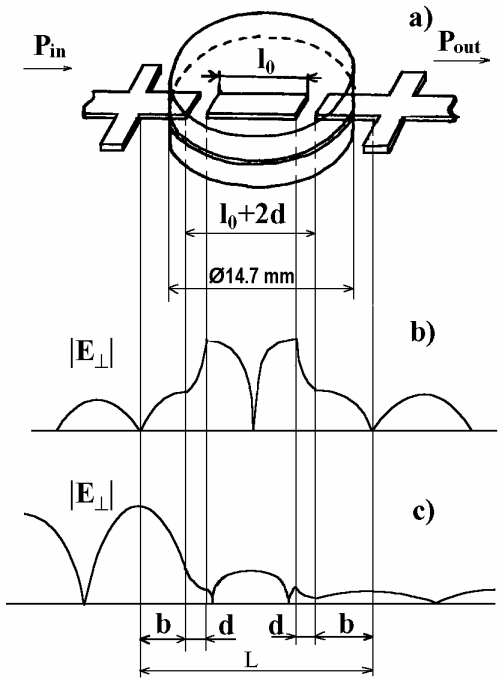


Рис. 2. Схема полуволнового микрополоскового ниобиевого резонатора и линии передачи с закорачивающими шлейфами (а). Распределение амплитуд электромагнитного поля для рабочей моды резонатора (b) при полуволновом резонансе и для паразитной моды (с)

На Рис. 4 заметны совпадающие максимумы полуширин резонансных кривых (минимумы Q), которые имеют место при значениях зазора связи d=3,9–4,0 мм, соответствующих расстоянию между обрывами МП линий l_0+2d=14,7 мм (см. Рис.2). Объяснить этот эффект можно тем, что при указанных значениях d концы возбуждающих МП линий совпадали с краями диэлектрических сапфировых дисков, диаметр которых составлял также 14,7 мм. При этом становится наиболее эффективным возбуждение диэлектрического резонанса в подложке, взаимодействие с которым приводит к наблюдаемому уширению резонансной кривой рабочей моды, т.е. к уменьшению ее добротности.

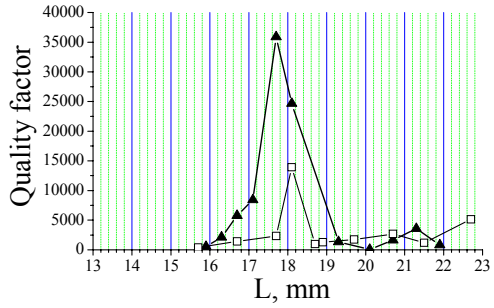


Рис. 3. Зависимость добротности от расстояния L между закорачивающими шлейфами на линиях передачи (см. Рис. 2) для b=2,7 мм (треугольники) и b=3,4 мм (квадраты)

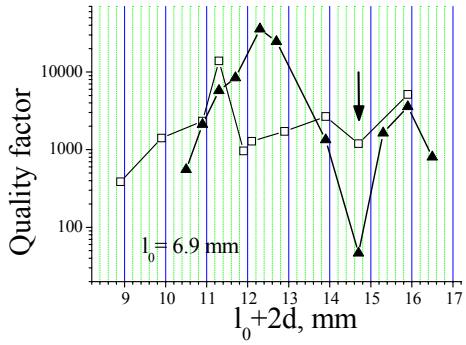


Рис. 4. Зависимость добротности от расстояния l_0+2d между концами линий передачи (см. Рис. 2) для b=2,7 мм (треугольники) и b=3,4 мм (квадраты)

Таким образом показано, что дисперсионные характеристики СМПР во многих случаях оказывают доминирующее влияние на величину предельно достижимой добротности СМПР, т.е. на диссипативные характеристики сверхпроводящего микрополоскового резонатора.

ФЦНТП (40.012.1.1.1355), РФФИ (02-02-16977).

1. Ю. М. Богданов и др., СФХТ, **7**, 170 (1994)].

2 R. B. Greed and S. J. Hedges, GEC J. of Research, 12, 97 (1995).

3 V. A. Dravin et al., Proc. of the 9th Workshop on RF Superconductivity, Santa Fe, USA, Nov. 1999, p. 190.

4. Н. А. Волчков и др., НТ-33, Екатеринбург (2003). Тезисы докл. сек. S и N, с. 127.

Смеситель субмиллиметрового диапазона длин волн на основе тонкой пленки YBa2Cu3O7-x

Н.С. Каурова, М.И. Финкель, С.Н. Масленников
Ю.Б. Вахтомин, С.В. Антипов, К.В. Смирнов, Б.М. Воронов, Г.Н. Гольцман
Московский Педагогический Государственный Университет, 119435 Москва, Россия
К.С. Ильин
Институт микро- и наноэлектронных систем, Университет Карлсруэ, D-76187 Карлсруэ, Германия

Для исследования атмосфер планет и межзвездного вещества, для изучения объектов раннего космоса и процесса развития вселенной требуются спектрометры высокого разрешения на основе супергетеродинных приемников, работающие в терагерцовом диапазоне частот. В настоящее время для приема информации, переносимой излучением субтерагерцового диапазона в супергетеродинных приемниках, широко применяются смесители на основе диодов с барьером Шоттки (ДБШ) и структур сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник (СИС). Однако их чувствительность резко падает на частотах более 1 ТГц, и наилучшими характеристиками на столь высоких частотах обладают смесители на эффекте электронного разогрева. Сверхпроводниковые смесители на основе ультратонких пленок NbN достигают рекордных характеристик по чувствительности и полосе промежуточных частот, но требуют гелиевых температур, что при длительных исследованиях в космических или самолетных проектах может вызывать дополнительные трудности в их применении. В этих условиях наиболее перспективным направлением представляется разработка смесителей на эффекте электронного разогрева, созданных из тонких пленок высокотемпературных сверхпроводников. Значительные успехи в исследованиях и разработке таких смесителей уже были достигнуты, в частности по результатам эксперимента ширина полосы преобразования в смесителях на основе тонких пленок $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ (YBCO) составляет более 18 ГГц [1]. Одним из важнейших способов дальнейшей оптимизации YBCO смесителей на горячих электронах является уменьшение толщины пленки, что, согласно двух-температурной модели, может привести к существенному увеличению эффективности преобразования на промежуточных частотах, больших частоты среза болометрического отклика [1]. Требуемая мощность гетеродина для такого смесителя составляет более 8 μW [2]. Однако мощность источников монохроматического излучения на частотах более 1 ТГц ограничена. Таким образом, одним из необходимых условий создания практически работающего смесителя является уменьшение требуемой мощности гетеродина, а следовательно уменьшения объема активного участка сверхпроводящей пленки, что является трудной технологической задачей.

В настоящей работе представлен технологический маршрут осаждения тонких пленок YBCO и изготовления терагерцовых смесителей на их основе, позволяющий существенно уменьшить размер чувствительного элемента смесителя на основе тонкой пленки YBCO.

Одной из важнейших проблем изготовления подобных смесителей является деградация этих устройств, как в процессе изготовления, так и в процессе измерений. Это обусловлено уходом кислорода из тонкой пленки, что ведет к снижению T_c и расширению сверхпроводящего перехода. Деградация во многом обусловлена малыми размерами рабочего элемента. Конечной целью работы являлась разработка технологического процесса изготовления тонкопленочных наноструктур с малыми размерами в плане, а также получение конечных устройств со значениями сверхпроводящих параметров при тестировании по постоянному току (критические ток и температура, а также ширина сверхпроводящего перехода), близких к их значениям в пленке.

Пленки $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ (YBCO) толщиной 20 и 40 нанометров были изготовлены, при использовании стандартной методики импульсно-лазерного осаждения (PLD). Плотность энергии лазерного импульса на мишени была 900 мДж/см^2 с частотой импульсов 10 Гц. В качестве подложки использовался монокристаллическая окись магния односторонней полировки толщиной 0.3 мм. Для улучшения теплового контакта подложки крепились к нагревателю серебряной пастой. Остаточное давление в камере составляло порядка $5x10^{-5}$ мбар. Для улучшения согласования пленка – подложка осаждался дополнительный буферный слой $PrBa_2Cu_3O_{7-x}$ (PBCO). PBCO – полупроводник с кристаллической структурой, подобной YBCO, и несоответствие решетки между этими двумя материалами незначительно (< 1.5 %) [3]. Буферный слой PBCO толщиной 20-25 нанометров осаждался на MgO подложку при температуре $T_н$=780 ^{0}C и давлении кислорода P_{O2}=0.4 мбар. Затем осаждалась пленка YBCO при $T_н$=795^{0}C и P_{O2}=0.5 мбар. Для защиты пленки YBCO при различных технологических операциях поверх нее тем же методом PLD осаждался тонкий (10 нанометров) надслой PBCO и dc-магнетронным распылением *in situ* слой золота толщиной 80 нм. В таблице 1 приведены толщины слоев PBCO и YBCO для рассматриваемых пленок. После изготовления пленки критическая температура и ширина сверхпроводящего перехода были измерены при использовании индуктивной методики [4]. Сверхпроводящий переход пленки толщиной 20 нм представлен на рис.1.

Таблица 1			
Номер партии	Подслой PBCO, нм	Пленка YBCO, нм	Надслой PBCO, нм
F61	25	20	10
F49	20	40	10

Методом lift-off электронной литографии из пленки YBCO был сформирован чувствительный элемент смесителя, представляющий собой полоску сверхпроводниковой пленки, заключенную между двумя прямоугольными контактными площадками,

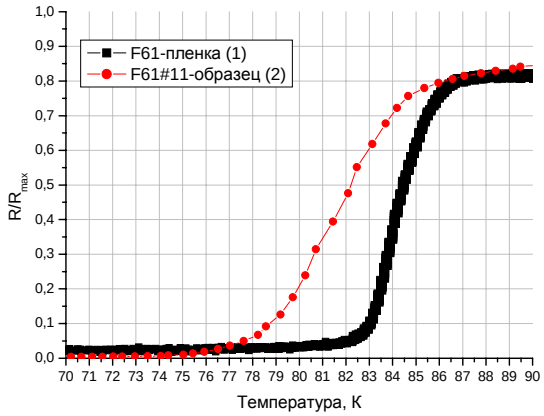


Рис.1 Характерный график сверхпроводящего перехода для пленки YBCO толщиной 20 нм (1) и терагерцового смесителя (2),созданного на ее основе.

интегрированными с логопериодической спиральной антенной. Ключевым моментом изготовления смесителя являлось формирование зазора рабочего элемента. На первом этапе lift-off электронной литографией формировались Ti-Au-Ti малые контактные площадки. Затем lift-off электронной и фотолитографией мы изготавливали Gr-Au-Ti спиральную антенну и Ti-Au-Ti внешние контактные площадки. Верхний слой Ti использовался как маска при дальнейшем травлении. Следующим этапом ионным травлением и жидкостным химическим дотравливанием удалялось *in situ* Au с рабочего элемента и по полю. Надслой PBCO защищал YBCO пленку в процессе травления. Для защиты активной области смесителя при удалении пленки YBCO по полю, исключая рабочий элемент, lift-off электронной литографией создавалась маска из моноокиси кремния (SiO) толщиной 100 нм. Ширина смесителя определялась шириной SiO маски и указана в таблице 2.

На рис.1 показан характерный вид сверхпроводящего перехода пленки YBCO и терагерцового смесителя, изготовленного на ее основе. Как видно из рисунка, готовый прибор обладает сверхпроводниковыми параметрами, близкими по значению к их значениям в исходной пленке. Результаты измерения

Таблица 2		
Образец	Размеры образца, мкм.	
	Длина, L	Ширина, W
F61#11	0.2	0.5
F61#13	0.2	0.5
F49#1	0.1-0.12	0.8
F49#2	0.1-0.12	0.8

температуры и ширины сверхпроводящего перехода, а также величины критического тока для образцов, изготовленных на основе пленок толщиной 20 нм и 40 нм, представлены в таблице 3.

Разработанный нами технологический маршрут изготовления образцов позволяет формировать устройства с малым объемом активного участка без существенной деградации свойств исходной пленки. Созданные приборы имеют температуру и ширину сверхпроводящего перехода от 81 К до 83 К и от 2 К до 6.5 К соответственно, при этом плотность крити-

Таблица 3			
Образец	Tc/ΔTc пленки, К	Tc/ΔTc образца, К	Плотность тока при 4.2 К, А/см^2
F61#11	84.5/3	82/6.75	2.3x10^7
F61#13	84.5/3	81.5/6	2.3x10^7
F49#1	89.7/0.5	83.25/3.5	1.0x10^7
F49#2	89.7/0.5	82.75/2.25	1.9x10^7

ческого тока при 4.2 К составляет 1.0-2.3x10^7 А/см^2, что позволяет использовать их в качестве смесителей в супергетеродинных приемниках терагерцового диапазона частот.

Дальнейшая работа направлена на уменьшение объема рабочего элемента за счет уменьшения толщины пленки и размеров элемента в плане. Главной проблемой является стабильность YBCO пленки при малых толщинах и размерах. Для решения этой проблемы необходима дальнейшая оптимизация как процесса осаждения пленки, так и других технологических операций изготовления смесителей.

Список литературы.

1. M. Lindgren, M.A. Zorin, V. Trifonov, M. Danerud, D.Winkler, B.S. Karasik, G.N. Goltsman, E.M. Gershenzon, Appl. Phys. Lett., vol. 65, No 26, pp. 3398-3400, 1994
2. S. Cherednichenko, F. Ronnung, G. Gol'tsman, E. Kollberg and D. Winkler, 11th Int. Symp. on Space THz Techn., p. 526, Ann Arbor, MI, May 1-3, 2000
3. M. E. Lopez-Morales, D. Rios-Jara, J. Tagüena, R. Escudero, S. La Placa, A. Bezinge, V. Y. Lee, E. M. Engler, and P. M. Grant, Phys. Rev. B **41**, 6655, 1990.
4. K.S. Il'in and M. Siegel, J.Appl.Phys., Vol. 92, No. 1, p. 361, 1 July 2002

Дисперсия джозефсоновского тока в гибридных гетеропереходах на металлооксидных сверхпроводниках

Ю.В. Кислинский, К.И. Константинян, Г.А. Овсянников
Институт радиотехники и электроники РАН, Москва, Россия
Ф.В. Комиссинский
Чалмерский технологический университет, Гетеборг, Швеция

В гетеропереходах Nb/Au/$YBa_2Cu_3O_x$, изготовленных на пленках YBCO с наклонной осью *c*, обнаружено уменьшение максимальной амплитуды первой ступени Шапиро с увеличением частоты СВЧ воздействия. Возникновение дробного детекторного отклика и дробной n=1/2 ступени Шапиро указывают на наличие второй гармоники в ток-фазовой зависимости сверхпроводящего тока.

Экспериментально установлено, что в металлооксидных пленках сверхпроводника $YBa_2Cu_3O_7$ (YBCO) реализуется сложный тип симметрии сверхпроводящего параметра порядка, в котором преобладает $d_{x^2-y^2}$-компонента (*d*-сверхпроводник) [1]. В контактах *d*-сверхпроводников последовательность зеркальных и андреевских отражений квазичастицы вызывает образование связанных андреевских состояний при малых энергиях (НСАС) на (110) плоскости *d*-сверхпроводника, локализованных вблизи границы раздела на расстоянии порядка длины когерентности [2]. Несинусоидальная ток-фазовая зависимость (ТФЗ), содержащая компоненту $sin(2\varphi)$, вызванная НСАС, наблюдалась в экспериментах в 45° бикристаллических переходах [3], так и в гетеропереходах на YBCO [4]**.** Помимо несинусоидальной ТФЗ гетеропереходов (ГП) Nb/Au/$YBa_2Cu_3O_x$ на наклонных YBCO пленках, в работе сообщается об обнаружении частотной дисперсии сверхпроводящего тока, которая не описывается известными теоретическими расчетами.

На подложках (7 10 2) NdGaO3, были выращены YBCO пленки с отклонением оси c от нормали к подложке на угол 11^0. Лазерное напыление проводилось при температуре 790^0 C и давлении кислорода 0.6 мбар. Критические температуры YBCO были 85 – 90 K, плотности тока - $5\bullet10^4$ А/см^2 при 77 K. На поверхности наклонных пленок в микроскопе атомных сил наблюдались ступени роста, короткие стороны которых – плоскости (110) YBCO, а длинные стороны – (001). Высота ступеней - около 20 нм. Квадратные переходы со стороной L от 10 до 50 мкм были изготовлены напылением Au in city, магнетронным напылением Nb и ионным травлением. Электрические параметры измерялись при 4 K под действием СВЧ в диапазоне 36 – 110 ГГц. Сопротивления R_NS ГП были выше $7\bullet10^{-6}$ Ом•см^2, что дает оценку прозрачности барьера Au/YBCO D~10^{-5} [4]. Размеры ГП были меньше джозефсоновской глубины проникновения λ_J, которая для ГП с плотностью критического тока 10 А/см^2 составляет 80 мкм. Высокие сопротивления и отсутствие избыточного тока на ВАХ подтверждают отсутствие сверхпроводящих закороток (рис. 1).

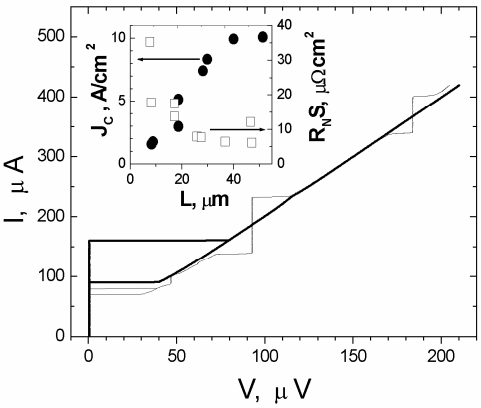


Рис. 1. Автономная ВАХ ГП 40x40 мкм^2 – толстая линия, и ВАХ под действием СВЧ 43,5 ГГц – тонкая линия. На вставке: плотности криттока - круги, значения R_NS – квадраты.

Вклад андреевских уровней с нулевой энергией проявлялся в наличии пика проводимости нулевого смещения полушироной 5 мВ. Пик измерялся по зависимости дифференциального сопротивления $R_D(V)$. Этот пик указывает на наличие *d*-сверхпроводящего электрода и перенос носителей через грани (110) YBCO [4].

Дробные ступени Шапиро при напряжениях $V_{1/2}$ = hf/4e наблюдались на ГП в диапазоне частот 36 – 56 ГГц. На рис. 1 дробная ступень видна при $V_{1/2}$ = 45 мкВ. Эти ступени могут быть обусловлены наличием второй гармоники sin2φ в ТФЗ. ВАХ переходов имеют гистерезис, вызванный емкостью (параметр Маккамбера ГП 3÷6). Влияние емкости приводит к образованию дробных ступеней при превышении мощности СВЧ некого порогового уровня [5]. Но при малых мощностях СВЧ воздействия около 10^{-2} $I_C^2R_N$ нами наблюдался дробный детекторный отклик, что указывает на несинусоидальную ТФЗ.

При малых размерах переходов, зависимость критического тока I_0 и высоты первой ступени I_1 от СВЧ мощности хорошо описываются моделью резистивно-шунтированного перехода (RSJ) [6]. Высота субгармонической ступени от СВЧ мощности показана на рис. 2а.

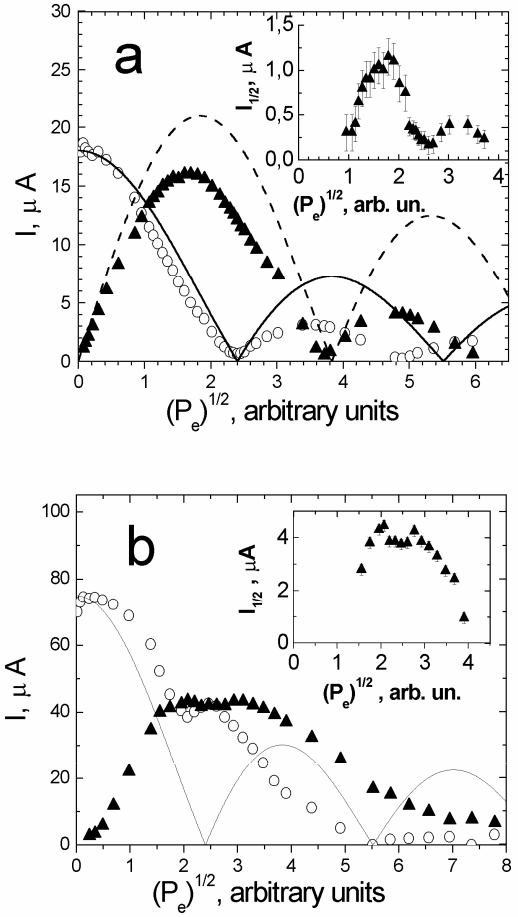


Рис.2. Зависимости от СВЧ мощности критического тока переходов – круги, высоты первой ступени – треугольники. Сплошная и штриховая линии - аппроксимации нулевой и первой функциями Бесселя соответсвенно; a – переход 20 мкм, частота 51.4 ГГц, b – переход 30 мкм, частота 55.7 ГГц. На вставках - высоты субгармонических ступеней.

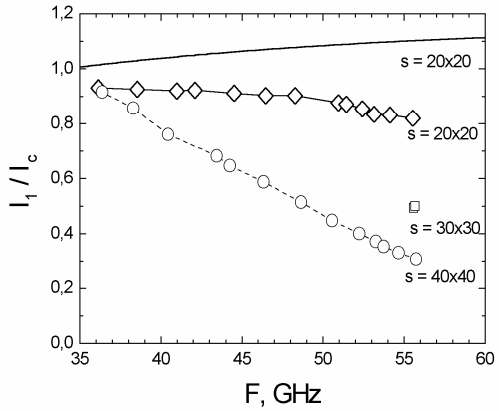


Рис.3. Зависимость высоты первой ступени Шапиро, которая нормирована на критический ток, от частоты СВЧ излучения. Сплошная линия – расчет по RSJ модели для перехода размером 20 мкм.

С увеличением размеров ГП зависимости $I_c(P_e)$ и $I_1(P_e)$ отклоняются от RSJ (рис 2b). Если для перехода L=20 мкм отклонение I_{1max}/I_c от RSJ значения для данного отношения $hf_e/2eI_cR_N$ составляло 24%, то для перехода с L=30мкм уже 50%. Оказалось, что отношение максимумов субгармонической и первой ступеней не зависит от размеров ГП и примерно равно $I_{1/2max}/I_{1max} \approx 0{,}1$. Это отношение служит мерой компоненты $\sin 2\varphi$.

На рис. 3 показана зависимость от частоты I_{1max}/I_c для переходов трех размеров. Видно, что отклонение I_{1max}/I_c от расчетов по RSJ модели для ГП малых размеров L=20 мкм при частоте f_e=40 ГГц мало (10 %). С увеличением L>20 мкм это отклонение увеличивается, и наблюдается частотная зависимость I_{1max}/I_c. Поскольку I_{1max}/I_c пропорционально амплитуде первой гармоники джозефсоновской генерации, то уменьшение этой величины с частотой указывает на изменение сверхпроводящей компоненты тока I_S. В туннельных переходах s-сверхпроводников I_S сильно изменяется вблизи щели, что для Nb соответствует частоте 600 ГГц и щели 1.2 мВ. Из рис. 3 видно, что частотная зависимость I_1 проявляется при напряжениях порядка 0.1 мВ. Возможно, она вызвана состояниями, которые возникают из-за потенциальной ямы вблизи границы. Их энергии значительно ниже щели YBCO.

Таким образом, из измерения динамических свойств ГП обнаружено, что даже для сосредоточенных (по сравнению с джозефсоновской глубиной проникновения) переходов проявляются зависящие от размера ГП дисперсионные особенности проявления эффекта Джозефсона, напрямую не связанные с величиной щели сверхпроводника

Авторы благодарны И.В. Борисенко, В.К. Корневу и Т.Ю. Карминской за обсуждение результатов. Работа финансировалась ФЦНТП “Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития науки и техники”, грантами научных школ Президента России НШ-1344.2004.2, РФФИ 04-02-16818а, ИНТАС–2001-0809, ИНТАС- 2001-0249, МНТЦ-2369

1. C.C. Tsuei, J.R. Kirtley, Rev. Mod Phys. 72, 969 (2000).
2. T. Lofwander, V. S. Shumeiko, G. Wendin, Superconducting Sci. Technol. 14, R53 (2001).
3. E. Il`ichev, V. Zakozarenko, R. Ijsselsteijn, et al., Phys. Rev. Lett. 81, 894 (1998).
4. Ф.В. Комиссинский, Г.А. Овсянников, Ю.В. Кислинский и др., ЖЭТФ, 122, 1247 (2002).
5. T. Y. Karminskaya, V. K. Kornev, Proceed. of Int. Student`s Workshop on Microwave Applications of New Physical Phenomena, Saint-Petersburg, Russia, 7-9 June, 2004, to be published.
6. К.К. Лихарев, Б.Т. Ульрих, Системы с джозефсоновскими контактами, МГУ, Москва (1978).

Сопоставление эффективностей ВТСП и НТСП магнитов

Е.Ю. Клименко
РНЦ «Курчатовский Институт»123182, Москва, Россия

Открытие ВТСП материалов стоит в ряду наиболее интригующих физических открытий прошлого века. Оно выделено тем, что именно с высокотемпературной сверхпроводимостью общественное мнение заранее связало надежды на внедрение сверхпроводящих устройств в мировую энергетику и устранение разорительных омических потерь. Преимущества высокотемпературных сверхпроводящих обмоток перед имеющими уже длительную историю низкотемпературными казались столь очевидными, что большинство имевшихся проектов были переориентированы на новые материалы, а исследования уже созданных макетов прекращены без проведения убедительного анализа полученных результатов. К сожалению, весьма радикальные изменения в научной и технической политике были аргументированы скорее эмоционально, чем рационально. Безусловно верный аргумент о более высокой стоимости охлаждения до температуры кипения гелия, чем азота не был подкреплен разумной оценкой ожидаемой выгоды от перехода на более высокий температурный уровень.

Прежде всего необходимо выделить реальный эффект от применения высокотемпературных устройств в будущем из эффекта применения вообще сверхпроводящих устройств, например, существующих уже около полувека низкотемпературных сверхпроводящих магнитов. На Рис.1 приведена зависимость отношения затрат мощности на поддержание рабочей температуры ниобий-титановых цилиндрических соленоидов к омическим потерям в медных обмотках тех же размеров и с той же плотностью тока. Выбор координатных осей позволяет отнести этот результат к обмоткам разнообразных размеров и генерируемых полей, определяемых размерами поперечного сечения обмотки относительно ее внутреннего радиуса a_1:

$$\beta = h/2a_1,\ \alpha = a_2/a_1 = B_0/(\mu_0 j a_1)$$

Здесь B_0 –поле в центре соленоида. Мощность, расходуемая на поддержание рабочей температуры, компенсирует теплоприток к полной поверхности соленоида 0.1 Вт.м^2 на уровне 5 К и теплоприток к экрану 1Вт/м^2 на уровне 78 К.

Из рисунка видно, что затраты мощности на поддержание рабочей температуры НТСП магнита составляют менее 0.01% от затрат на омические потери в медных соленоидах. Эта весьма малая величина и определяет перспективную выгоду применения ВТСП обмоток, даже работающих при комнатной температуре.

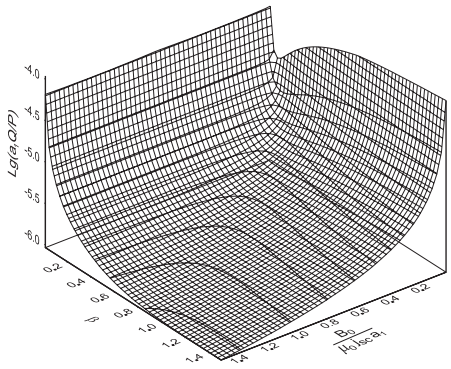


Рис. 1. Отношение затрат на охлаждение ниобий-титановых цилиндрических обмоток к омическим потерям в аналогичных медных обмотках.

Наиболее впечатляющим аргументом в пользу ВТСП устройств, работающих при азотной температуре, является сопоставление КПД охлаждения до 80 и до 5К. Если в идеальном случае цикла Карно отношение этих коэффициентов равно 25, то в реальных устройствах оно достигает 200. Но и этот аргумент оказывается существенным лишь в том случае, если теплопритоки к обоим этим температурным уровням одинаковы. НТСП устройства всегда окружают тепловым экраном, обычно этот экран имеет температуру жидкого азота. Этот экран уменьшает теплоприток к устройству в $(300/80)^4$=198 раз. В действительности за счет того, что с помощью, например, суперизоляции теплоприток к уровню 80К можно заметно снизить, это отношение несколько меньше, но, во всяком случае, больше 20.

Преимущества повышенной рабочей температуры могут проявиться в том случае, если рефрижератор будет компенсировать не внешний теплоприток, а тепло, генерируемое в обмотке, например, в обмотке, работающей с переменным током. Сейчас вряд ли можно предугадать, каким образом удастся преодолеть низкую технологичность новых материалов и такой свойственный им недостаток, как сильная анизотропия пиннинга. Хотя в Европе в рамках проекта «Акрополис» была предпринята попытка создания ВТСП проводов с пониженными потерями, ее вряд ли можно считать успешной.

Специалисты, имеющие опыт работы с жидким гелием, и еще в большей степени люди, не имеющие такого опыта, высоко ценят удобство охлаждения обмотки жидким азотом. Его легко переливать и не надо заботиться о сохранении газа. Двадцать-тридцать лет назад этот аргумент в пользу ВТСП был бы неопровержимым. В те времена специали-

сты были озабочены грядущим истощением доступных запасов гелия на Земле. В США, например, Ч.Лаверик выступал с проектом создания стратегического запаса газообразного гелия для обеспечения эксплуатации сверхпроводящих устройств в будущем. Теперь эта проблема потеряла остроту. Компактные газовые рефрижераторы позволяют обеспечивать любой практически интересный уровень температур с небольшим и не расходуемым количеством гелия. КПД этих устройств далек от идеального, но выгода от применения сверхпроводящих устройств столь велика, что увеличение мощности компрессора на порядок в большинстве случаев легко пережить. Нет сомнений, что большинство сверхпроводящих магнитов уже в недалеком будущем будут охлаждаться газовыми рефрижераторами, а магниты, погруженные в жидкий хладагент, также как охлаждаемые потоком жидкого гелия внутри провода, будут отнесены к периоду варварства в прикладной сверхпроводимости.

Температурный уровень, обеспечиваемый газовым рефрижератором, не привязан к температуре кипения какого-либо хладагента. Поскольку критический ток ВТСП проводов быстро возрастает при снижении температуры, а теплоприток к обмотке можно существенно ограничить с помощью пассивного экрана, оптимальная температура использования ВТСП устройств оказывается в той же области, где работают низкотемпературные обмотки.

На Рис.2 приведены оценки капитальных и эксплуатационных затрат для магнита с полем 2 Тл на обмотке и внутренним диаметром 0.5 м из ленты Bi2223 в сравнении с затратами на такую же обмотку из ниобий-титанового провода. Цена ВТСП-ленты принята равной 10 $/м кА. Она в 18 раз ниже современной и вряд ли будет достигнута. Современная цена ниобий-титановой проволоки - 1 $/м кА. Расчеты проведены для двух плотностей тока в проводе: достигнутой в настоящее время и перспективной, при которой объявленная цена едва покроет стоимость исходных материалов. Полевая зависимость относительных критических токов для двух ориентаций магнитного поля взята из рекламы фирмы ASC.

Оказывается, что даже в перспективе ВТСП обмотки будут работать не при 80К, а значительно ниже. Капитальные затраты на обмотку хотя бы с полем 2 Тл и рабочей температурой 80К не удастся оправдать в разумные сроки.

Нелепо было бы думать, что ниобий-титановые и ниобий-оловянные провода навсегда останутся оптимальным обмоточным материалом для сверхпроводящих обмоток. Наверняка возникнут новые материалы и провода. Но их критическая температура – парметр далеко не первостепенной важности. Новые материалы смогут вытеснить современные только в том случае, если будут дешевле, будут обладать большей плотностью тока в более высоких полях и будут технологичны.

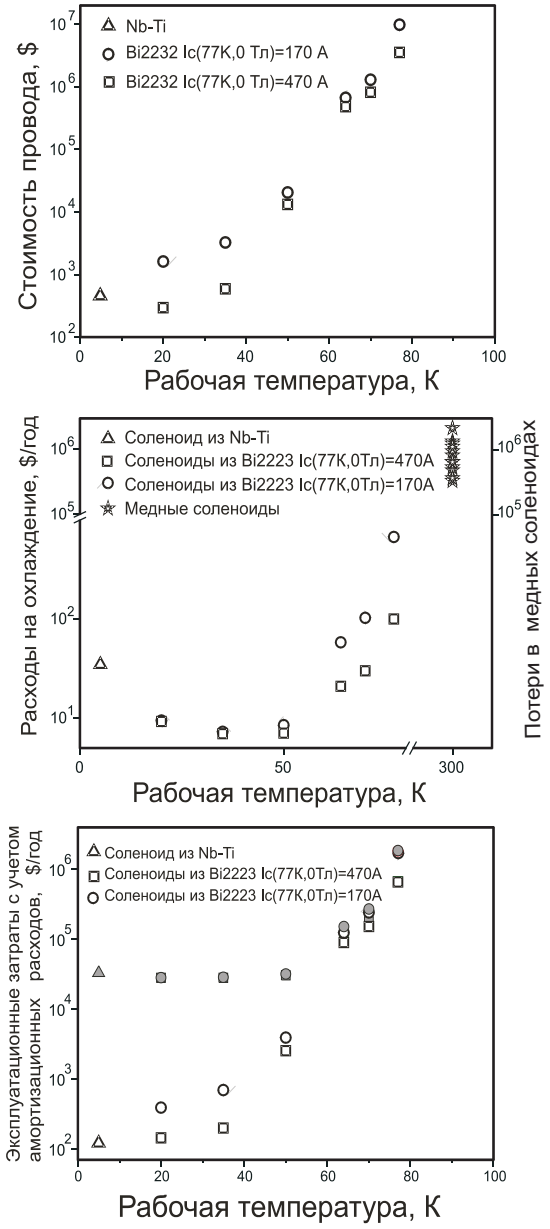


Рис.2 Результаты оценок стоимости обмоток из ленты Bi2223 в зависимости от их рабочей температуры, эксплуатационные затраты с амортизационными отчислениями с учетом (заполненные символы) и без учета стоимости криокулеров

НАМАГНИЧИВАНИЕ МОНОДОМЕННЫХ ВТСП ЭЛЕМЕНТОВ

Л.К. Ковалев[1], С.М.-А. Конеев[1], А.Е. Ларионов[1], И.И. Акимов[2], В. Гавалек[3]
[1)] *Московский Авиационный Институт (МАИ), Москва, Россия*
[2)] *Всероссийский Научно-Исследовательский Институт Неорганических Материалов им. А.А. Бочвара (ВНИИНМ), Москва, Россия*
[3)] *Institut fur Physikalische Hochtechnologie (IPHT), Jena, Germany*

В последнее время появилась реальная возможность создания криомагнитов с высокими значениями «вмороженных» магнитных полей порядка 2 – 4 Тл при температуре жидкого азота и 12 – 15 Тл при температуре жидкого гелия [1–3]. В качестве активных ВТСП элементов для криомагнитов могут использоваться, например, иттриевые керамики (YBCO), а также керамики на основе неодима (NBCO), которые могут быть получены с использованием современных технологий в виде монокристаллов. Высокие значения индукции захваченных магнитных полей в объемных ВТСП элементах делают привлекательным их использование в новых типах криогенных электрических машин повышенной мощности (0,5 – 10 МВт).

ВТСП криомагнит представляет собой индуктор с намагничивающей обмоткой, внутри которой располагаются объемные цилиндрические или плоские ВТСП элементы (рис.1).

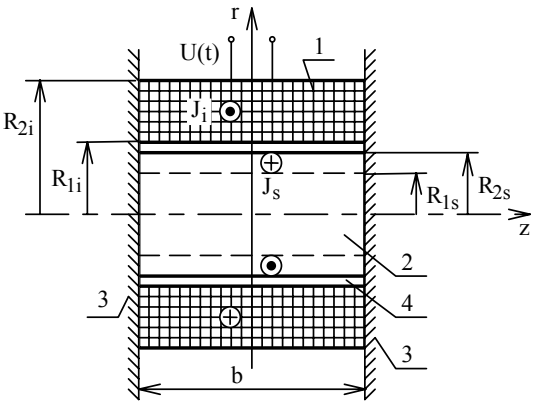


Рис.1. Конструктивная схема криомагнита (1–обмотка индуктора, 2–ВТСП элемент, 3–магнитопровод, 4 – конструктивный зазор)

Возможны два режима намагничивания объемного ВТСП элемента: захолаживание в постоянном магнитном поле и импульсное возбуждение магнитного поля в захоложенном ВТСП элементе. Для электрических ВТСП машин наиболее рациональным является второй режим генерации магнитного поля в криомагните, так как длительность однополярного импульса тока, определяемая постоянной времени катушки индуктора, и, следовательно, уровень потерь в криомагните в этом случае могут быть очень малыми.

На основе решения уравнений Максвелла получены аналитические соотношения для расчета распределений электромагнитных, токовых и температурных полей при импульсном намагничивании ВТСП элемента с учетом особенностей работы в активной зоне электрической машины. Определена также зависимость границы проникновения поля в ВТСП элемент от геометрии индуктора и отношения плотностей тока в индукторе и ВТСП элементе. Используя эти распределения, на основе закона сохранения энергии

$$\int_V \left(\bar{\mathbf{j}}\cdot\bar{\mathbf{E}}\right)dV + \int_V \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{B^2}{2\cdot\mu_0}+\frac{D^2}{2\cdot\varepsilon}\right)dV = -\oint_S \left[\bar{\mathbf{E}}\times\bar{\mathbf{H}}\right]d\bar{\mathrm{S}}\cdot$$

получены аналоги уравнений Кирхгоффа для криомагнита на прямой и обратной ветвях намагничивания, определяющие связь напряжения источника питания с магнитным полем индуктора. Здесь $\oint_S \left[\bar{\mathbf{E}}\times\bar{\mathbf{H}}\right]d\bar{\mathbf{S}} = UI_k$ – подводимая мощность к криомагниту; $\int_V \left(\bar{\mathbf{j}}\cdot\bar{\mathbf{E}}\right)dV = R_k I_k^2 + Q_{гист}$ – активная мощность, выделяемая в криомагните и состоящая из омических потерь в индукторе ($R_k \cdot I_k^2$) и гистерезисных потерь в ВТСП элементе ($Q_{гист}$); $\int_V \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{B^2}{2\mu_0}+\frac{D^2}{2\varepsilon}\right)dV$ – реактивная мощность, связанная с изменением магнитной и электрической энергии криомагнита.

На рис. 2 показаны результаты численного расчета зависимостей от времени ряда параметров криомагнита с ВТСП цилиндром диаметром 28 мм, длиной 60 мм, плотностью критического тока ВТСП керамики J_s = 85 А/мм^2 при запитке обмотки индуктора от источника постоянного напряжения. Представлены зависимости магнитной индукции B_e, напряжения U, тока I_k, электрических мощности P, энергии Q_k, а также нагрева dT_i обмотки индуктора.

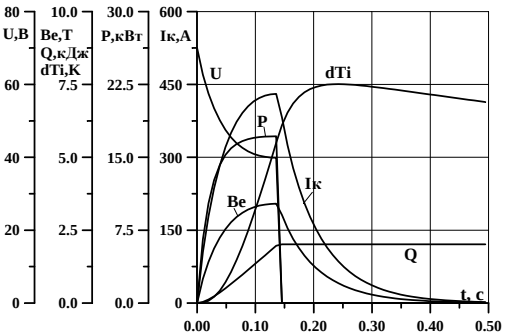


Рис. 2. Временные зависимости параметров криомагнита с цилиндрическим ВТСП элементом

Для экспериментального исследования электромагнитных и тепловых режимов работы ВТСП криомагнита в МАИ создана и экспериментально исследована модель криомагнита (рис.3) с цилиндрическими YBCO элементами диаметром 28 мм и длиной 60 мм, изготовленными в Институте физики высоких технологий (г.Йена, Германия) и ВНИИНМ им.А.А.Бочвара (г.Москва).

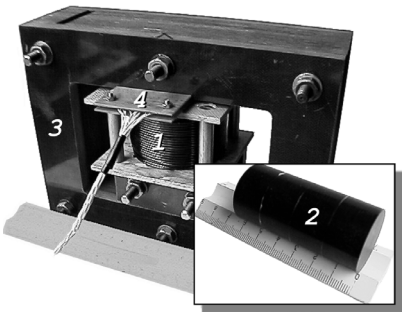


Рис. 3. Модель цилиндрического криомагнита (1 – индуктор; 2 – ВТСП элемент; 3 – магнитопровод; 4 – датчики Холла)

На рис. 4 показаны экспериментальные кривые индукции магнитного поля в четырех характерных точках на поверхности ВТСП образца по радиусу: в центре (r = 0 мм) и на расстояниях 4, 8, и 12 мм от него при его намагничивании в экспериментальной установке. Видно, что ВТСП элемент намагничивается за время порядка 0,2 с.

Максимальная величина поля в ВТСП элементе составляет 2,5 Тл на внешнем радиусе образца и 1,75 Тл в центре, максимум захваченного магнитного поля ~ 1,1 – 1,2 Тл в центре образца. Эксперименты показали, что при наличии внешнего магнитопровода максимальное магнитное поле на ~ 35% больше, чем при намагничивании без магнитопровода. Важно отметить, что представленная модель является, по существу, моделью полюса ВТСП электрической машины. Она позволяет в наиболее полной мере моделировать электромагнитные и тепловые процессы при возбуждении криомагнита на основе объемных ВТСП элементов в условиях их работы в реальной электрической машине.

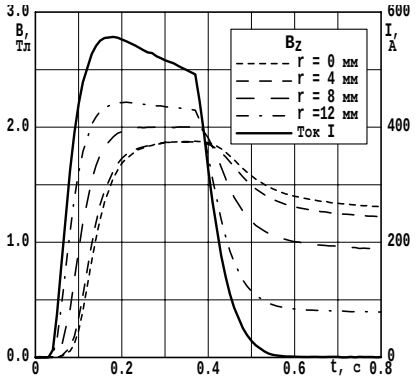


Рис. 4. Процесс намагничивания цилиндрического ВТСП элемента

Расчетные оценки показывают, что электрические машины с использованием криомагнитов на основе объемных ВТСП элементов могут существенно превзойти по массогабаритным показателям соответствующие аналоги традиционного исполнения.

1. Litzkendorf D., Habisreuther T., Zeisberger M., Surzhenko O. and Gawalek W. Preparation of melt-textured YBCO with optimized shape for cryomagnetic application. Applied Superconductivity, 1999, v. 1.
2. Gruss S., Fuchs G., Schätzle P., Krabbes G., Müller K.-H., Fink J. and Schuitz I. Trapped fields 11 T in bulk $Yba_2Cu_3O_{7-\delta}$ material. Applied Superconductivity, 1999, v. 1.
3. Oka T., Itoh Y., Yanagi Y., Yoshikawa M., Ikuta H., Mizutani U. Construction of 2 – 5 T class superconducting magnetic field generator with use of an Sm123 bulk superconductor and its application to high-magnetic field demanding devices. Superconductivity and its application. Proceeding of the 9-th Japan-US Workshop on High-T_c Superconductors. Yaksugatake Royal Hotel Oizumi-mura, Yamanashi, Japan, October, 13 – 15, 1999.
4. Алиевский Б.Л., Орлов В.Л.. Расчет параметров магнитных полей осесимметричных катушек. Справочник. –М.: Энергоатомиздат, 1983.
5. Тамм И.Е.. Основы теории электричества. –М.: Наука, 1976.

МАГНИТНЫЙ ПОДВЕС ВЫСОКОСКОРОСТНОГО ТРАНСПОРТА НА ОСНОВЕ ОБЪЕМНЫХ ВТСП ЭЛЕМЕНТОВ

Л.К. Ковалев, С.М.-А. Конеев, С.А. Ларионов, В.Н. Полтавец, Р.И. Ильясов
Московский Авиационный Институт (МАИ), Москва, Россия

В настоящее время в промышленно развитых странах активно ведутся работы по созданию новых типов высокоскоростных транспортных средств (ВТС) на магнитном подвесе[1,2]. Новый импульс в развитии систем ВТС в последние годы связан с открытием явления высокотемпературной сверхпроводимости, быстрым развитием силовой полупроводниковой техники, а также систем электродвижения на основе новых типов линейных двигателей[3,4]. Так, например, в Китае создан и испытан макет ВТС с магнитным подвесом на основе постоянных магнитов (ПМ) из редкоземельных материалов (РЗМ) и объемных ВТСП материалов, способный перевозить 4 – 5 человек. Как показывают предварительные оценки, использование новых типов магнитных опор на основе ВТСП элементов позволит отказаться от сложных систем электродинамически стабилизированных магнитных опор, увеличить воздушный зазор между основанием магнитного подвеса и подвижным вагоном (в 2 – 4 раза), что повысит надежность и скорость перспективных ВТС. Ниже рассматриваются рабочие процессы в магнитных ВТСП опорах на основе объемных ВТСП элементов и постоянных магнитов (ПМ).

Наиболее перспективны для применения в ВТС монокристаллические ВТСП элементы на основе иттриевых (YBCO) керамик. В первом приближении такой ВТСП элемент можно рассматривать как идеальный диамагнетик относительно внешних магнитных полей[5]. Левитационные характеристики магнитного подвеса с объемными ВТСП элементами существенно зависят от режима его активации. В настоящее время наибольший интерес для практического применения представляют магнитные ВТСП опоры, активированные в режиме field cooling process[3], при котором ВТСП элементы переходят в СП состояние во внешнем магнитном поле. Такие опоры имеют лучшие демпферные характеристики, несмотря на относительно более низкие значения сил левитации по сравнению с опорами, ВТСП элементы которых переходят в СП состояние при отсутствии внешнего магнитного поля.

Магнитный ВТСП подвес включает бесконечно длинный (вдоль продольной оси z) ферромагнитный магнитопровод, через который замыкается магнитное поле одного или нескольких ПМ, расположенных на нем (с чередующейся вдоль поперечной оси y полярностью N-S-N) и разделенных проставками из немагнитного материала (рис.1). Над поверхностью ПМ левитирует объемный ВТСП элемент.

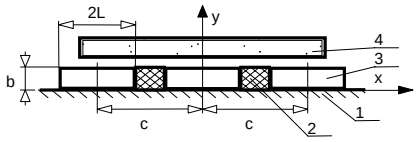


Рис. 1. Расчетная схема магнитного ВТСП подвеса (1 – ферромагнитное основание, 2 – немагнитная проставка, 3 – постоянный магнит, 4 – объёмный ВТСП элемент).

Расчет магнитных полей в магнитном ВТСП подвесе с магнитопроводом сводится к решению двухмерной задачи Зоммерфельда для одного магнита с последующим наложением решений для заданной системы магнитов[6]. Решение задачи Зоммерфельда проводится в терминах векторного потенциала. В результате решения соответствующей задачи Неймана с использованием формулы Грина получены аналитические выражения для расчета векторного потенциала и двухмерного магнитного поля в ВТСП подвесе.

При активации магнитного ВТСП подвеса в магнитном поле магнитные силовые линии оказываются «вмороженными» в керамический ВТСП элемент. В этом случае при отсутствии смещения ВТСП блока относительно начального положения электрические токи в нем равны нулю, и силовое воздействие между ПМ и ВТСП блоком отсутствует. При смещении блока в магнитном поле относительно начального положения «вмороженное» магнитное поле внутри ВТСП блока не меняется, а магнитное поле вне ВТСП блока деформируется. Это приводит к формированию на поверхности ВТСП блока незатухающих биновских токовых слоев (индуцированных возмущениями магнитного поля), взаимодействие которых с магнитным полем ПМ приводит к возникновению сил левитации, действующих на ВТСП блок при его смещении[5].

Расчет локальных электродинамических сил, действующих на ВТСП блок при его смещении из начального положения, проводится на основе метода отражений. При этом поверхность ВТСП блока в первом приближении считается плоским «диамагнитным зеркалом» относительно возмущений магнитного поля H_B. Величина H_B находится путем отражений в «диамагнитном зеркале» той части системы ПМ, которая ответственна за формирование возмущения магнитного поля. Так как отраженные элементы системы ПМ имеют магнитный момент, противоположный моменту реальных ПМ, то величина плотности биновского поверхно-

стного тока I_s на единицу длины ВТСП блока будет равна удвоенной разности значений касательных составляющих напряженностей магнитного поля до и после смещения. Локальная сила левитации определяется произведением тока I_s на среднюю индукцию магнитного поля в биновском токовом слое, а полная сила – интегрированием локальной силы по объему токового слоя ВТСП элемента.

В работе проведен расчетный анализ магнитных полей, локальных и интегральных сил левитации в магнитных подвесах на основе объемных ВТСП материалов и ПМ различной конфигурации. Показано, в частности, что в вертикальном магнитном ВТСП подвесе с тремя ПМ при различной величине вертикального смещения ВТСП пластины h имеются два ярко выраженных максимума в распределении локальных сил левитации по ширине ВТСП подвеса и два дополнительных максимума с вдвое меньшей амплитудой (рис.2). Расчеты показывают, что величина основных максимумов в системе из трех ПМ приблизительно в два раза больше, чем в случае с одним ПМ.

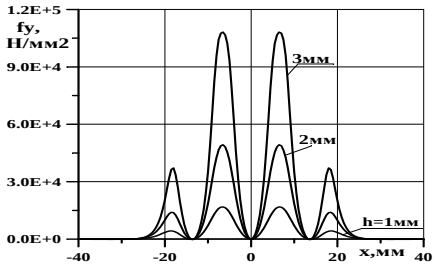


Рис. 2. Распределение локальных электродинамических сил в вертикальной ВТСП опоре

В МАИ совместно с ЗАО «Спецремонт» разработан крупномасштабный макет ВТС с магнитным ВТСП подвесом (рис.3). Магнитное полотно длиной 5,6м представляет собой две полосы ПМ из РЗМ (на основе Fe – Nd – B), каждая из которых в поперечном направлении содержит три магнита шириной по 50 мм, разделенных проставками из немагнитного материала шириной 15мм. Магниты имеют намагниченность по вертикальной оси и по ширине полосы устанавливаются с чередующейся полярностью (N-S-N). Левитирующая платформа представляет собой раму, на которой закреплены четыре криостата с ВТСП керамикой и система криогенного охлаждения. На платформу устанавливается корпус демонстрационного экипажа с посадочным местом для человека. Общая сухая масса платформы с корпусом (без человека) составляет 160кг.

Рис. 3. Макет транспорта с магнитным ВТСП подвесом.

Эксперименты показали, что если захолаживание ВТСП керамики производится при начальном зазоре между магнитным полотном и поверхностью криостатов 35 мм, то платформа с корпусом, запасом жидкого азота и одним человеком левитирует над поверхностью полотна с зазором 20мм. При этом суммарная левитирующая масса 280 кг. При общей левитирующей массе 440 кг (3 пассажира) зазор между левитирующей платформой и магнитным полотном 5мм.

Результаты испытаний созданного макета ВТС подтверждают возможность создания полномасштабного транспортного средства, использующего новые физические явления (высокотемпературную сверхпроводимость) для обеспечения перспективного вида передвижения – левитации транспортных средств с ВТСП объемными материалами в магнитном поле.

1. Бахвалов Ю.А., Бочаров В.И., Винокуров В.А., Нагорский В.Д. Транспорт с магнитным подвесом. - М.: Машиностроение, 1991.
2. Proceedings of the MAGLEV’2000, June 7-10-2000, Rio de Janeiro, Brazil.
3. Moon Fr. Superconducting Levitation. Cornell University, 1996.
4. Wang J., Wang S., Ren Z., Wang X., Song H. High Temperature Superconducting Maglev Vehicle. Proceedings of ISMAGLEV’2002, June 25-27-2002,Chengdu, China.
5. Глебов И.А., Лаверик Ч., Шахтарин В.Н. Электрофизические проблемы использования сверхпроводимости. – Ленинград, Наука, 1980.
6. Зоммерфельд А. Электродинамика. - М.: Иностранная литература, 1958.

Применение объемных высокотемпературных сверхпроводников в электромеханике. Новые результаты и перспективы развития

Л.К. Ковалев, К.В. Илюшин, В.Т. Пенкин, К.Л. Ковалев,
С.М.-А. Конеев, В.Н. Полтавец, А.Е. Ларионов, К.А. Модестов
Московский Авиационный Институт (МАИ), Москва, Россия

В настоящее время в ведущих промышленно развитых странах (США, Япония, странах Европейского содружества и др.) разработаны национальные программы и ведутся интенсивные исследования в области создания сильноточного оборудования для наземной и автономной энергетики, перспективных транспортных и аэрокосмических систем.

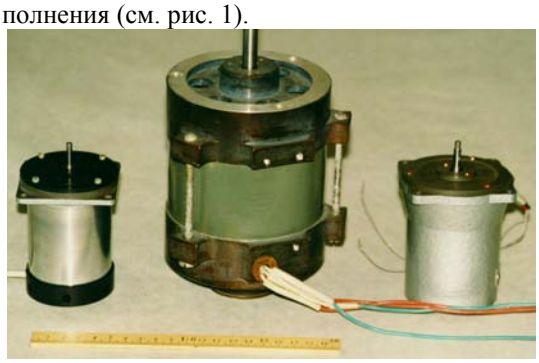
В России работы по исследованию и созданию сильноточного сверхпроводникового оборудования для электроэнергетики выполняются в рамках проектов РНТП по направлению «Сверхпроводимость», международных и российских контрактов. Важно отметить, что уровень разработок сильноточных сверхпроводниковых устройств позволяет уже сейчас приступить к созданию первых опытных макетных образцов нового электротехнического оборудования.

В МАИ на кафедре 310 в лаборатории «Сверхпроводниковых электрических машин и устройств» ведутся разработки электротехнического оборудования с использованием явления сверхпроводимости, начиная с 1963 года. В 1970–1985 г. с участием МАИ разработаны, созданы и испытаны уникальные образцы низкотемпературных сверхпроводниковых униполярных генераторов мощностью 0,5Мвт и бортовых синхронных генераторов мощностью 0,7Мвт, а также выполнен ряд проектов бортовых криогенных энергетических установок мощностью 10–30Мвт.

С 1990г. в лаборатории «Сверхпроводниковых электрических машин и устройств» проводятся работы по созданию принципиально нового класса электрических машин с объемными высокотемпературными сверхпроводниками (ВТСП). В 1990–1997гг. эти исследования проводились по программе ГКНТ «Актуальные направления в физике конденсированных сред» (направление «Сверхпроводимость»). С 1995г. при поддержке Миннауки России и Германии начаты работы по созданию первых опытных образцов ВТСП двигателей. Для выполнения этих работ были созданы Российско-Германская и Российско-Английская кооперации в составе: МАИ – головной разработчик, ВНИИ НМ им. Бочвара, НИИ ЭМ (г. Истра) ВЭИ, ИФТТ (г. Черноголовка) и IPHT (г. Йена, Германия), электротехническая фирма "Освальд" (г. Милтенберг), IEMA (г. Штутгарт), Дрезденский университет, Оксфордский университет (Англия).

В результате работ, проведенных в 1990–2002гг., были получены следующие основные результаты:

В период 1995-1999гг. созданы первые в мире серии гистерезисных ВТСП двигателей мощностью 100Вт, 500Вт, 1кВт и 4кВт, работающих в среде жидкого азота. Показано, что эти двигатели превосходят в 4-5 раз по массогабаритным параметрам электрические машины традиционного исполнения (см. рис. 1).



ВТСП 100Вт Обычный 100Вт Обычный 12Вт

Рис. 1. Сравнение традиционных и ВТСП гистерезисных электродвигателей.

В 1997–1998гг. МАИ разработаны, изготовлены и испытаны новые типы реактивных синхронных ВТСП двигателей мощностью 0,5кВт, 2кВт, 5кВт и 10кВт с композитным ВТСП ферромагнитным ротором, работающих при температурах жидкого азота (см. рис. 2).

Рис. 2. Реактивный ВТСП двигатель 5кВт (50Гц).

Уникальные свойства YBCO керамик и современных электротехнических сталей дали возможность реализовать на практике высокую анизотропию магнитных свойств роторов реактивных двигателей (близкую к диамагнитным в одном направлении и ферромагнитным в другом). Последнее позволило существенно повысить (в 3-4 раза) эффективность разрабатываемых ВТСП двигателей.

На базе разработок МАИ в 1999 г. на фирме OSWALD Elektromotoren GmbH (г. Милтенберг) совместно с МАИ созданы и испытаны реактивные ВТСП двигатели с азотным охлаждением мощностью 20 и 38кВт.

На основе проведенных экспериментальных и теоретических работ в МАИ были разработаны основы теории, расчета и проектирования новых типов ВТСП двигателей с объемными элементами из текстурированной YBCO керамики. Получен Российский патент на новый класс электрических ВТСП машин.

В ходе работ над проектами реализован первый этап работ по отработке новых технологических методов получения и контроля объемных ВТСП элементов для ВТСП электрических машин повышенной мощности (свыше 5-20кВт). Указанные работы выполнялись в следующих организациях: IPHT (г. Йена, руководитель работ В. Гавалек), ВНИИ НМ им. Бочвара (руководители работ Л.К. Шиков и И.И. Акимов) и ВЭИ (руководители работ Л.М. Фишер и В.В. Александров).

На совещаниях в АНТК им. А.А. Туполева и IPHT (г. Йена) были рассмотрены и одобрены работы МАИ по созданию высокооборотных ВТСП двигателей мощностью 0,5-5кВт для перспективных самолетов типа "Криоплан" на водородном топливе.

С 2000г. в рамках нового Германо-Российского проекта «HTS Motor < 500 kW» в МАИ совместно с ВНИИ ЭМ им. Бочвара и НИИ ЭМ (г. Истра) ведутся конкретные работы по созданию 100кВт и более реактивного ВТСП двигателя. В рамках той же кооперации в 2000г. начаты также работы по созданию бортового крионасоса с ВТСП двигателем (совместно с ОАО «Туполев»).

В ноябре 2001г. в МАИ успешно проведены технологические испытания 1-ой секции реактивного 100кВт ВТСП двигателя. Подписан протокол испытаний секции макетного ВТСП двигателя мощностью 30кВт представителями МАИ (Россия) и IPHT (Йена, Германия). В мае 2002г. создан и прошел первые испытания полномасштабный ВТСП двигатель мощностью 100кВт (см. рис. 3).

В мае 2002г. в МАИ совместно с ФПО «Новые Транспортные Технологии» создан первый в России макет высокоскоростного транспорта на магнитном подвесе с использованием объемных ВТСП грузоподъемностью 0,5т (см. рис. 4).

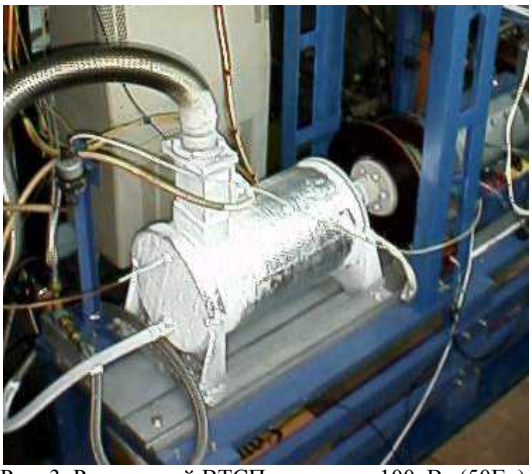


Рис. 3 Реактивный ВТСП двигатель 100кВт (50Гц).

Рис. 4. Макет транспорта на магнитном подвесе с использованием объемных ВТСП.

Лидирующие позиции разработчиков в области создания новых типов электрических машин на основе объемных ВТСП являются общепризнанными как в России, так и за рубежом. Работы по созданию ВТСП двигателей отмечены дипломами Совета РАН по проблемам сверхпроводимости в 1994-95гг., дипломами Международной конференции по сверхпроводимости, Гавайи, США, 1995г. и 1997г., Золотыми медалями 49-ого Всемирного салона «Инноваций научных разработок и новых технологий» (г. Брюссель, 2000г.) и выставки «Электро-Техно-Экспо» (г. Москва, 2002г.), дипломом 92-ого конкурса по разработкам новых технологий «Лепин–2001» (г. Париж, 2001г.) и премией Правительства РФ в области науки и техники за 2002г.

Переключатель магнитного потока на основе сверхпроводящих колец из керамики.

А.С. Веселовский, В.Д. Жемерикин, С.С. Иванов, С.И. Копылов
Объединенный институт высоких температур РАН, 125412 Москва, Россия

Компенсация или локализация магнитного потока, проходящего через сверхпроводящий замкнутый контур (кольцо) позволяет рассматривать такой контур на участке замкнутого магнитопровода в качестве переключателя магнитного потока, аналогичного по своим характеристикам вентильным элементам. Принцип действия таких устройств не требует изменения характеристик намагничивающего магнитопровода и целиком основан на зависимости магнитной связи обмотки и сверхпроводящего кольца от значений магнитных потоков. Возможные области применения достаточно многообразны, например, выключатели индукционного типа и токоограничители.

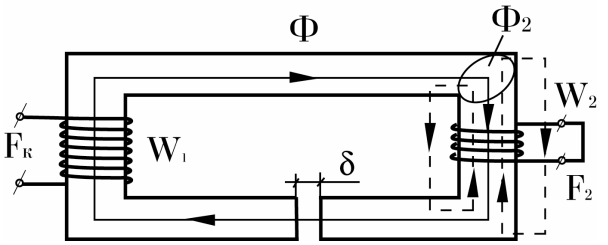


Рис. 1а.

Рассмотрим магнитную цепь на рис. 1а, на котором показан однофазный короткозамкнутый двухобмоточный трансформатор. Реальные магнитные потоки в магнитопроводе $\Phi=\Phi_{12}+\Phi_{21}$, $\Phi_2=\Phi+\Phi_{2S}$ где Φ_{12} и Φ_{21} потоки, соответственно полученные при разомкнутой обмотке экрана и при разомкнутой намагничивающей катушке, Φ_2 – поток, пронизывающий экран то есть, вторичную короткозамкнутую обмотку, а Φ_{2S} – поток рассеяния вторичной обмотки.

Поток Φ_2 наводит в экране *эдс* $E_2=I_2R_2$, которая вследствие индуктивности рассеяния отстает от *эдс* намагничивающей катушки E на угол φ_2, при этом $\mathrm{tg}\varphi_2=x_{2S}/R_2$, где x_{2S} – индуктивное сопротивление рассеяния вторичной обмотки (экрана).

Складывая н.с. F, создающую магнитный поток Φ, и н.с. экрана F_2, получим н.с. катушки F_K. Намагничивающую силу экрана F_2 можно разложить на активную и реактивную составляющие $F_{2a}=\Phi R_{\mu э}$ и $F_{2r}=\Phi x_{\mu э}$, где $R_{\mu э}$ и $x_{\mu э}$ – активное и реактивное сопротивление экрана, тогда $F_K=(F+\Phi R_{\mu э})+j\Phi x_{\mu э}$.

Учитывая, что н.с. F должна компенсировать падения магнитных напряжений в активном магнитном сопротивлении стали $\Phi R_{\mu C}$ и воздушном зазоре $\Phi R_{\mu\delta}$, получим $F_K=\Phi[(R_{\mu a}+R_{\mu\delta}+R_{\mu э})+jx_{\mu э}]$. Затем определяется комплексное магнитное сопротивление $Z_\mu=F_K/\Phi=(R_{\mu a}+R_{\mu\delta}+R_{\mu э})+jx_{\mu э}=R_\mu+jx_\mu$.

Таким образом, эквивалентное активное магнитное сопротивление цепи равно сумме активных магнитных сопротивлений стали, воздушного зазора и экрана. Реактивное магнитное сопротивление в данном случае определяется только реактивным магнитным сопротивлением экрана.

Выразим магнитное сопротивление экрана $R_{\mu э}$ и $x_{\mu э}$ через его конструктивные параметры. Из прямоугольного треугольника ABC (рис. 1б) можно записать $AC=\Phi R_{\mu э}=F_2\sin\varphi_2$.

В свою очередь, намагничивающая сила экрана

$$F_2 = I_2 w_2 = w_2 \frac{F_2}{R_2} = w_2 \frac{E\cos\varphi_2}{R_2} = w_2^2 \frac{\omega\Phi}{\sqrt{2}R_2}\cos\varphi_2 ,$$

тогда

$$AC = \Phi R_{\mu э} = w_2^2 \frac{\omega\Phi}{\sqrt{2}R_2}\sin\varphi_2\cos\varphi_2 = w_2^2 \frac{\omega\Phi}{\sqrt{2}R_2}\cdot\frac{x_{2S}R_2}{Z_{2S}^2} ,$$

откуда активное магнитное сопротивление экрана

$$R_{\mu э} = \frac{w_2^2\omega}{\sqrt{2}}\cdot\frac{x_{2S}}{R_{2S}^2 + x_{2S}^2} . \qquad (1)$$

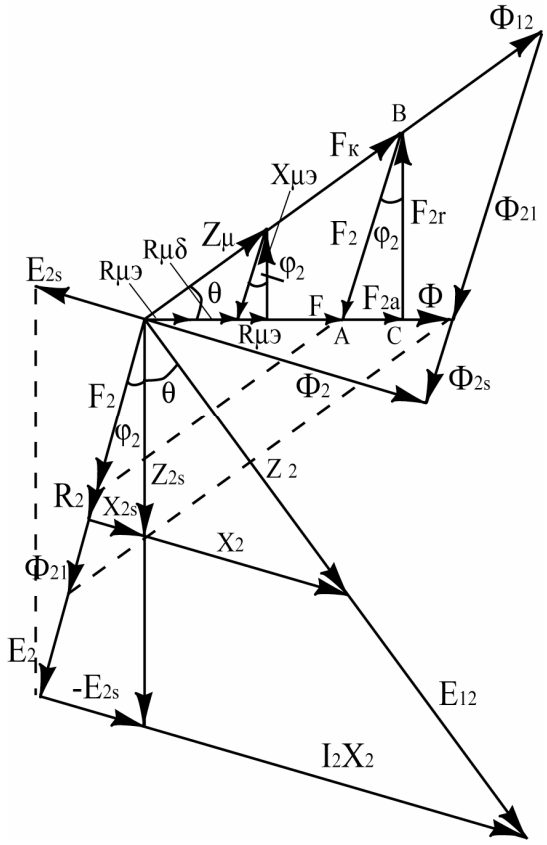


Рис. 1б.

Таким образом, при учете рассеяния экрана в комплексном магнитном сопротивлении цепи появляется активная составляющая магнитного сопротивления экрана. Если рассеяние экрана не учитывать, то $R_{\mu э}=0$.

Реактивную магнитную составляющую комплексного сопротивления экрана можно найти из рассмотрения прямоугольного треугольника *ABC* (рис. 1б)

$$CB = \Phi x_{\mu э} = F_2 \cos\varphi_2 = \frac{w_2 E}{R_2}\cos^2\varphi_2 = \frac{w_2^2\omega}{\sqrt{2}R_2}\Phi\cos^2\varphi_2 ,$$

откуда

$$x_{\mu э} = \frac{w_2^2\omega}{\sqrt{2}R_2}\cdot\frac{R_2}{R_2^2 + x_{2S}^2} . \qquad (2)$$

Если x_{2S}=0, то уравнение (2) принимает вид $x_{\mu э} = \frac{w_2^2\omega}{\sqrt{2}R_2}$ (без учета рассеяния экрана). Схема замещения цепи с экраном без учета потерь в стали показана на рис. 1в.

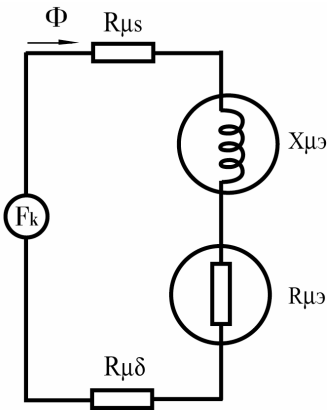


Рис. 1в.

Реальный поток *Ф* в магнитной цепи в рассматриваемом случае определяется уравнением:

$$\Phi = \frac{F_K}{\sqrt{\left(R_{\mu C} + R_{\mu\delta} + R_{\mu э}\right)^2 + x_{\mu э}^2}} . \qquad (3)$$

Угол потерь в экране

$$tg\theta = \frac{x_{\mu э}}{R_{\mu C} + R_{\mu\delta} + R_{\mu э}} . \qquad (4)$$

Пусть вторичная обмотка (рис. 1а) выполнена в виде короткозамкнутого кольца (w_2=1), сделанного из сверхпроводящей керамики.[1] Предположим, что $R_{\mu C}$ мало, а $R_{\mu\delta}$ отсутствует, так как $\delta=0$.

При $R_2=0$ (кольцо находится в сверхпроводящем состоянии),

$$R_{\mu э} = \frac{\omega}{\sqrt{2}x_{2S}}; x_{\mu э} = 0 . \qquad (5)$$

Если кольцо находится в нормальном состоянии (R_2 – велико, а стабилизатора нет), то

$$R_{\mu э} \to 0; x_{\mu э} = \frac{\omega}{\sqrt{2}R_2} . \qquad (6)$$

Подставляя (5) и (6) в (3), выразим поток в стержне магнитопровода Φ_m (кольцо в сверхпроводящем состоянии) через поток неэкранированного стержня Φ_0 (кольцо в нормальном состоянии), получим:

$$\Phi_m = \frac{x_{2S}}{R_2}\Phi_0 , \qquad (7)$$

где R_2 – активное сопротивление кольца в нормальном состоянии.

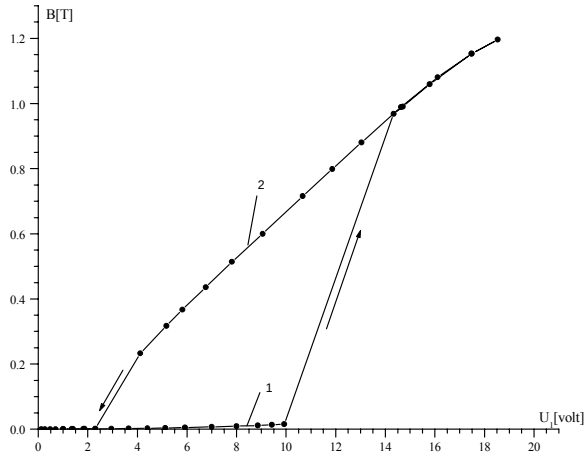


Рис. 2.

На рис. 2 показаны результаты измерения индукции магнитного поля в сердечнике для сверхпроводящего экрана, имеющего форму кольца.[2] При нулевом сопротивлении экрана (экран находится в сверхпроводящем состоянии, кривая 1) поток намагничивающей катушки, проходящей через экран, полностью компенсируется потоком экрана. Индуктивность катушки близка к нулю, а напряжение на ее зажимах определяется активным сопротивлением. Если сверхпроводящий экран находится в нормальном состоянии (кривая 2), то поток намагничивающей катушки полностью проходит через экран, что соответствует режиму холостого хода.

Представленная работа выполнена в рамках Российской федеральной программы по сверхпроводимости (контракт № 40.012.1.1146)

1. *Полущенко О.Л., Матвеев В.А., Нижельский Н.А., Шавкин С.В.* Рост кристаллов и структуры иттрий-бариевых сверхпроводников при направленной кристаллизации. //Физика и химия обработки материалов, 2003, №1, с. 77 – 82

2. *С.С. Иванов, В.Д. Жемерикин, С.И. Копылов* Однофазный сверхпроводящий управляемый реактор Препринт ОИВТ РАН № 4-475. –М., 2004, 28 с.

Квантовые магнеторезистивные осцилляции в сверхпроводящей структуре типа несимметричной восьмерки

В.И. Кузнецов, В.А. Тулин

Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Зависимости напряжения на сверхпроводящей тонкопленочной структуре типа восьмерки, состоящей из двух связанных несимметричных тонкостенных колец разной площади, от перпендикулярного магнитного поля при пропускании через нее постоянного или переменного тока вблизи критической температуры были экспериментально исследованы. Магнеторезистивные осцилляции, связанные одновременно с обоими кольцами наблюдались очень редко в узком экспериментальном интервале. Обычно мы наблюдали в зависимости от температуры, тока и геометрии структуры отклик либо одного, либо другого кольца. Предлагается возможное объяснение, связанное с неоднородным распределением сверхпроводящего параметра порядка и, соответственно, продольного электрического поля в структуре.

В [1] экспериментально продемонстрировано создание квантовой суперпозиции макроскопически различных состояний в сверхпроводящем квантовом интерференционном устройстве (SQUID). В [1] использовалась система колец разорванных туннельными контактами. В принципе возможно создание аналогичной квантовой суперпозиции в похожей системе, содержащей два связанных несимметричных кольца без наличия туннельных контактов.

Для наблюдения возможного когерентного квантового туннелирования между макроскопически различными состояниями необходимы низкие температуры, меньшие 0.1 K и сверхвысокочастотное облучение [1]. Наша работа посвящена первичному экспериментальному тестированию вблизи сверхпроводящей критической температуры T_c квантовых магнеторезистивных свойств сверхпроводящих алюминиевых структур (Рис.1.) с постоянным или низкочастотным током порядка критического с целью исследования возможности создания квантовой суперпозиции в них.

Центральная часть одной из исследуемых структур представляет собой несимметричную восьмерку с шириной всех широких линий w_w = 0.47 мкм, шириной узких линий w_n = 0.24 мкм (Рис.1.). Эта восьмерка состоит из двух имеющих общую часть колец разной площади. Первое кольцо состоит из двух полуколец с одним и тем же внутренним радиусом равным r_{i1} =2 мкм, но с разными внешними радиусами верхнего и нижнего полукольца, соответственно, равными: $r_{o1\uparrow}$ = 2.24 мкм, $r_{o1\downarrow}$ = 2.12 мкм. Второе кольцо также состоит из двух полуколец с соответствующими радиусами равными: r_{i2} = 1.48 мкм, $r_{o2\uparrow}$ =1.60 мкм, $r_{o2\downarrow}$ = 1.71 мкм. Отсюда средние арифметические верхние и нижние радиусы для первого и второго кольца равны соответственно: $r_{m1\uparrow} = (r_{i1}+r_{o1\uparrow})/2$ = 2.12 мкм, $r_{m1\downarrow} = (r_{i1}+r_{o1\downarrow})/2$ = 2.06 мкм, $r_{m2\uparrow} = (r_{i2}+ r_{o2\uparrow})/ 2$ = 1.54 мкм, $r_{m2\downarrow} = (r_{i2}+ r_{o2\downarrow})/2$ = 1.60 мкм.

Образцы изготовлены из пленки толщиной d=40 нм, осажденной с помощью термического напыления на кремниевую подложку, используя lift-off процесс электронной литографии. Отношение сопротивлений $R_{300}/R_{4.2}$=2.1, сопротивление квадрата поверхности пленки было R_s = 0.6 Ω.

Рис. 1. Изображение структуры в электронном микроскопе с токовыми I и потенциальными V подводами. Горизонтальная метка имеет длину 2 мкм.

Известно, что вблизи T_c в тонкостенных сверхпроводящих цилиндрах [2], петлях [3] с диаметром порядка сверхпроводящей длины когерентности ξ возникают осцилляции в зависимости R(H), связанные с квантованием флюксоида. Период осцилляций $\Delta H = (hc/2e)/S_{eff}$, где S_{eff} — есть эффективная площади квантования для петли конечной ширины.

В системе из колец следует ожидать некоторой интерференции осцилляций, связанных со всеми кольцами, а также некоторого хаоса по причине электродинамического взаимодействия между кольцами. Неожиданно мы обнаружили, что осцилляции R(H) для структуры, изображенной на Рис.1. чаще отражают магнеторезистивный отклик либо только первого кольца, либо второго кольца в зависимости от постоянного тока и температуры (Рис.2.). Больший период осцилляций ΔH =2.41 Oe соответствует контуру квантования с эффективным площадью S_{eff} = 8.59 мкм, что с точностью до 10 процентов равняется средней вычисленной из геометрии эффективной площади второго меньшего несимметричного кольца. Меньшому периоду ΔH =1.56 Oe соответствует S_{eff} = 13.27 мкм, что точностью 3 процентов равняется средней площади первого большего кольца.

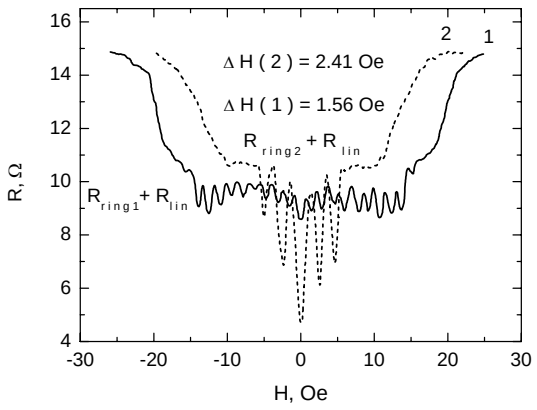


Рис. 2. Кривая 1: экспериментальные зависимости осцилляций R(H), связанные с большим кольцом при T=1.305 K на постоянном токе I=0.43 мкА; кривая 2: R(H), связанные с меньшим кольцом при T=1.294 K и токе I=1.77 мкА; T_c=1.35 K.

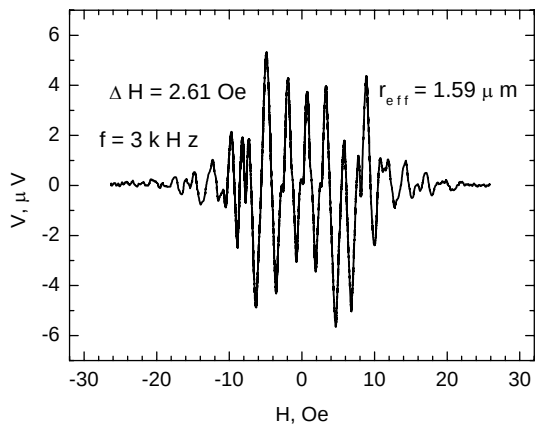


Рис. 3. Экспериментальная зависимость среднего постоянного напряжения V(H) при воздействии переменным током низкой частоты I_f =2.25 мкА при температуре T=1.287 K.

Мы использовали кольца переменной ширины, так как это позволяет узнать квантовое состояние кольца при воздействии переменным током. В этом случае знак напряжения V(H) всегда соответствует определенному направлению циркулирующего тока в кольце [4]. Зависимость V(H) на переменном токе с амплитудой чуть большей критической для выше упоминаемой структуры показана на Рис.3. Видны осцилляции с периодом, соответствующим меньшему кольцу. В отличие от осцилляций R(H), осцилляции V(H) являются антисимметричными относительно магнитного поля и первые пики V(H) вблизи нулевого поля соответствуют примерно $H_{\pm} \cong \pm (hc/8e)/S_{eff}$ (смотри [4] и также Рис.3.) Наблюдаемое изменение в периоде осцилляций при больших полях обусловлено, возможно, разрушением сверхпроводимости магнитным полем в структуре, а не влиянием другого кольца.

Мы измеряли также образцы, в которых отношение наименьших ширин первого и второго кольца было близко к двум (для образца Рис.1. это отношение равно 1). В этом случае осцилляции R(H) также были связаны либо с одним кольцом, либо с другим. Осцилляции V(H) были связаны только с большим кольцом (для образца Рис.1 – с малым кольцом).

В чем причина такого поведения зависимостей R(H) и V(H) в несимметричной восьмерке? Мы предполагаем, что разрушение сверхпроводимости током в структуре на Рис.1. связано с образованием центров проскальзывания фазы (ЦПФ) [5] прежде всего в каком-то месте токовых подводов, а не в самом кольце из-за геометрии. В результате возникает неоднородное электрическое поле с глубиной спада порядка 30 мкм для нашего образца, простирающееся вплоть до широких токовых подводов.

Из этого следует, что если даже ЦПФ образуется в самом кольце, то другое кольцо будет находиться в несколько иных резистивных условиях из-за больших размеров колец. Таким образом, одновременный отклик обоих колец затруднен. Увеличение тока может привести к перераспределению неоднородного электрического поля (например, из-за образования нового ЦПФ) и изменению отклика системы. Другой причиной может быть взаимодействие колец, при этом одно и то же магнитное поле вызывает разные трудно совместимые квантовые состояния в кольцах вследствие их разных площадей и наличия области пересечения колец.

Итак, мы наблюдали квантовые осцилляции R(H), V(H) в сверхпроводящей восьмерке, состоящей из несимметричных колец разной площади, причем в зависимости от параметров эти осцилляции были связаны либо с одним кольцом, либо с другим. Это возможно благодаря неоднородному распределению электрического поля в структуре.

Авторы благодарят С. Дубоноса и А. Фирсова за приготовление образцов. Работа выполнена в рамках программы ОИТВС РАН «Организация вычислений на новых физических принципах».

1. J. R. Friedman, V. Patel, W. Chen et al., Nature 406, 43 (2000).
2. W.A. Little and R.D. Parks, Phys. Rev. Lett. 9, 9 (1962).
3. H. Vloeberghs, V.V. Moshchalkov et al., Phys. Rev. Lett. 69, 1268 (1992).
4. S.V. Dubonos, V.I. Kuznetsov et al., JETP Lett. 77, 371 (2003).
5. B.I. Ivlev, N.B. Kopnin, Adv. Phys. 33, 47 (1984).

Модель Гинзбурга – Ландау в задаче об угловых зависимостях верхнего критического поля конечных многослойных SNS структур

В.Н. Кушнир

Белорусский национальный технический университет, 220013 Минск, Беларусь

В рамках теории Гинзбурга – Ландау (ГЛ) на основе вариационного решения граничной задачи исследовались угловые зависимости верхнего критического поля $H_{c2}(\theta)$ для конечных многослойных структур типа сверхпроводник/нормальный металл (SNS). Определена взаимосвязь между положением, степенью локализации зародыша сверхпроводящей фазы и характером зависимостей $H_{c2}(\theta)$.

В рамках микроскопической теории критического состояния многослойных структур ранее рассчитывались критическая температура T_c и температурные зависимости верхних критических полей $H_{c2\perp}(T)$, $H_{c2\parallel}(T)$ бесконечной сверхрешетки [1], верхнее критическое поле полубесконечной структуры $H_{c3}(T)$ [2]. При этом для определения данных характеристик приходится в общем случае рассматривать либо задачу на собственные значения бесконечномерной матрицы (с вычислением ее элементов), либо решать эквивалентную систему линейных дифференциальных уравнений нефиксированного порядка с периодическими коэффициентами. В одномодовом приближении микроскопической теории задача об определении $H_{c2}(\theta)$, $H_{c3}(\theta)$ SNS при малых θ решена в работах K. Takanaka [3]. Впервые в рамках модели ГЛ угловые зависимости $H_{c2}(\theta)$ бесконечной SNS рассчитывались (численно) в работе [4].

В данной работе на основе теории ГЛ проводится простейший вариационный расчет $H_{c2}(\theta)$ для конечных SNS.

Выберем систему координат следующим образом: ось OZ направлена перпендикулярно плоскостям слоев, координатная плоскость XOY параллельна слоям и совпадает с плоскостью симметрии SNS. Сверхпроводящая структура предполагается неограниченной в направлениях OX и OY и имеющей толщину L в направлении OZ. Внешнему магнитному полю $\boldsymbol{H}$ (0; $H\cdot\cos\theta$; $H\cdot\sin\theta$) соответствует вектор-потенциал $\boldsymbol{A}(\boldsymbol{r})$ ($H\,z\cos\theta - H\,y\sin\theta$; 0; 0). Тогда, имея в виду, что в критической области волновая функция (ВФ) ГЛ может быть представлена формулой $\Psi(\boldsymbol{r}) = e^{ikx}\psi(y,z)$, запишем функционал ГЛ в виде:

$$F = \iint dydz\Big\{(\partial_y\psi)^2 + (\partial_z\psi)^2 - a(z;T)\psi^2 + \\ + H^2\cdot(z\cos\theta - z_0 - y\sin\theta)^2\cdot\psi^2\Big\} \qquad (1)$$

Здесь $z_0 \equiv k/H_0$; $a(z;T)$ - ступенчатая функция [5]

$$a(z;T) = \begin{cases} 1, & z \in I_S \\ -\xi_S^2(T)/\xi_N^2(T), & z \in I_N \end{cases} \qquad (2)$$

$\xi_S(T)$, $\xi_N(T)$ - "корреляционные длины" сверхпроводящего и нормального слоев, I_S, I_N - области, занятые сверхпроводящими и нормальными слоями, соответственно. Пространственные переменные масштабированы на корреляционную длину $\xi_S(T)$, магнитное поле масштабировано на величину $H_{c2S} = \Phi_0/2\pi\xi_S^2$, где Φ_0 – квант магнитного потока.

Минимизируем (1), выбрав пробную ВФ с разделенными переменными [6]:

$$\psi(y,z) \to \tilde{\psi}(y,z) = f(y)g(z) \qquad (3)$$

Подстановка (3) в (1) и последующее варьирование приводят к выражению для функции

$$f(y) = exp\left\{-\frac{1}{2}H|sin\,\theta|\cdot(y-\bar{y})^2\right\} \qquad (4)$$

удовлетворяющей граничным условиям $f(\pm\infty) = 0$ и соответствующей максимальному H, а также, к уравнению для $g(z)$:

$$g''(z) + \Big(\eta(z;T) - H^2\cos^2\theta\,(z-\bar{z})^2 - \\ - H|sin\,\theta|\Big)g(z) = 0 \qquad (5)$$

(В (4), (5) черта над переменными означает пространственное усреднение).

Функция $g(z)$ обязана удовлетворять граничным условиям:

$$g'(\pm L/2) = 0 \qquad (6)$$

Кроме того, имеют место условия сшивания на границах z_i раздела S и N слоев

$$\left.\frac{g'}{g}\right|_{z_i+0} = p_i\cdot\left.\frac{g'}{g}\right|_{z_i-0} \qquad (7)$$

где числа p_i определяют величину скачка логарифмической производной ВФ.

Решением (5) - (7) получаем искомую зависимость $H_{c2}(\theta)$.

Кроме этого, легко может быть получено из (1) – (3) выражение для важной характеристики $\alpha(\theta) \equiv H_{c2}^{-1}(\theta)\cdot dH_{c2}(\theta)/d\theta$, аналитические свойства которой при $\theta = 0$ определяют эффективную размерность сверхпроводящей фазы. Для $\theta = 0$ имеем

$$\alpha(\theta = \pm 0) = -sign(\theta)/\big(H_{c2}(0)\cdot\sigma^2\big) \qquad (8)$$

где $\sigma^2 \equiv \overline{(z-\bar{z})^2}\big|_{\theta=0}$.

Из (8) видно, что в описанном приближении относительное падение характеристики $H_{c2}(\theta)$ при $\theta=0$ определяется исключительно параметром локализации σ ВФ в окрестности $\bar{z}$. (Заметим, что формула (8) дает еще один способ экспериментальной оценки размера зародыша сверхпроводящей фазы.)

В качестве примера рассчитывались критические характеристики $H_{c2}(\theta)$ для 3-слойной (1 бислой) и 17-слойной (8 би-слоев) SNS. 3-слойная структура взята как аналог тонкой пленки однородного сверхпроводника. Приняты следующие значения для толщин d_S и d_N сверхпроводящего и нормального слоев: $d_N = 0.5\ d_S = \xi_S(0) = 2\xi_N(T_c)$. Температурные зависимости корреляционных длин взяты в виде $\xi_S(T) = \xi_S(0)\cdot(1-T/T_S)^{-1/2}$, $\xi_N(T) = \xi_S(T_c)\cdot(T/T_c)^{-1/2}$ [5] (T_S - критическая температура сверхпроводящего материала). На Рис. 1, 2 представлены графики зависимостей $H_{c2}(\theta)$ при низких температурах и температурах, близких к температуре 2D-3D кроссовера $T^* = 0.86\ T_c$ соответственно. Видно, что для 3-слойной структуры зависимость $H_{c2}(\theta)$ точно воспроизводится формулой Тинкхама [6], полученной для пленок однородного сверхпроводника – это и есть 2D поведение. В этом случае верхнему критическому полю соответствует единственное для всех T значение параметра $\bar{z} = 0$, соответствующее симметричной функции $g(z)$; при $\theta=0$ зародыш сверхпроводящей фазы образуется в плоскости симметрии образца.

Для 8-бислойной структуры при низких температурах, как видно из Рис.1, 2D-поведение характерно для $\theta\ \delta\ 1$ рад; при $\theta > 1$ кривая $H_{c2}(\theta)$ отклоняется от соответствующей кривой для тонкой пленки. При движении к более высоким температурам (см. Рис.2) интервал 2D-поведения сужается. При этом аппроксимация соответствующего участка кривой формулой Тинкхама становится хуже.

Данный факт легко интерпретируется в терминах параметра локализации σ и параметра $\bar{z}$, определяющего положение сверхпроводящего зародыша: 2D поведению соответствуют значения $\sigma\ \delta\ d_S$ и значения $\bar{z} = \pm(L/2 - d_N - d_S/2)$ – в этом случае сверхпроводящая фаза сосредоточена в одном из крайних S-слоев. 3D поведению соответствует симметричная функция $g(z)$ ($\bar{z} = 0$), имеющая для четного количества бислоев 2 максимума в соседних центральных S-слоях (т.е. $\sigma\ \tau\ d_S + d_N$).

Полученные результаты согласуются с экспериментальными характеристиками $H_{c2}(\theta)$, полученными для Nb/Pd [7]. Подчеркнем два момента: 1)Как видно из (8), в рамках описанного приближения при всех температурах для $\theta = 0$ имеет 2D поведение, за исключением непосредственной окрестности T_c, где $\sigma \to \infty$ - но это и наблюдается на эксперименте [7]. То, что вариационный принцип с пробной ВФ (3) оказывается пригодным для описания экспериментальных данных не только при малых θ, можно объяснить интегрированным эффектом граничных плоскостей и плоскостей раздела S и N слоев. (Формально это можно показать, включив граничные условия и условия сшивания в (1) в виде дополнительного потенциала $V_{гр}(z)$). 2) Изменение симметрии ВФ при $T \sim T^*$ влечет излом на кривой $H_{c2}(\theta)$ (Рис. 2), что тоже наблюдается на экспериментальных кривых.

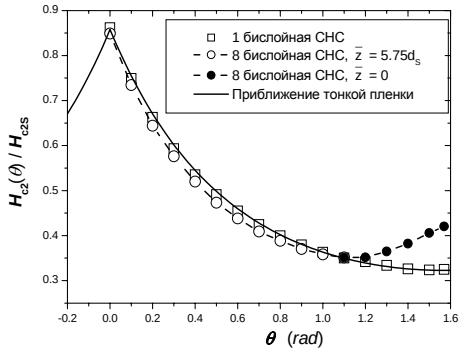


Рис. 1 Угловые зависимости критического магнитного поля, рассчитанные для 1-бислойной и 8-бислойной SNS при температуре $T = 0.46T_c = 0.24T_S$.

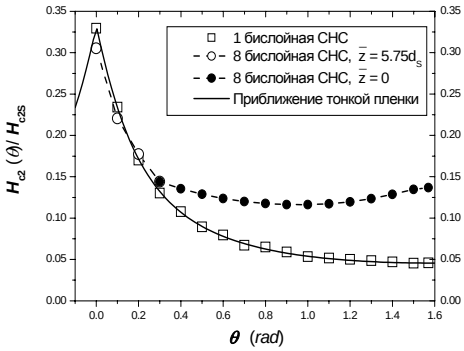


Рис. 2 Угловые зависимости критического магнитного поля, рассчитанные для 1-бислойной и 8-бислойной SNS при температуре $T = 0.81T_c = 0.43T_S$.

1. S. Takahashi, M. Tachiki, Phys. Rev. B 33, 4620 (1986);B. Y. Jin, J. B. Ketterson, Adv. Phys. 38, 189 (1989); C. Ciuhu, A. Lodder, Phys. Rev. B 64, 224526, (2001).

2. B. J. Yuan, J. P. Whitehead, Phys. Rev. B 44, 6943 (1991); T. Suzuki et al. , Physica C 242, 90 (1995).

3. K. Takanaka, J. Phys. Soc. Jpn. 58, 668 (1989); *ibid* 61, 2865 (1992). Physica C 301, 243 (1998).

4. N. Takezawa, T. Koyama, M. Tachiki, Physica C 207, 231 (1993).

5. В.Н. Кушнир и др., Физика низких температур 25, 1265 (1999).

6. М. Тинкхам, Введение в сверхпроводимость. М., Атомиздат, 1980.

7. С. Л. Прищепа, *Настоящий сборник*.

Математические модели электрооборудования нового поколения на основе сверхпроводников и силовой электроники

Э.П. Волков, Ш.И. Лутидзе
ОАО «Энергетический институт им. Г.М. Кржижановского», 119991, Москва, Россия

1. Использование сверхпроводников и силовой электроники с целью радикального улучшения технико-экономических показателей электроэнергетических устройств охватывает все их разновидности применяемые для генерирования, преобразования, потребления и хранения электрической энергии: генераторы, трансформаторы, линии электропередач, двигатели, СП накопители, коммутационную аппаратуру и т.д.

2. Описание электромеханических и электромагнитных процессов в этих устройствах для расчетов и оптимизации режимов их работы требует разработки математических моделей СП электрических машин и трансформаторов в наиболее общем виде, применяемых для случаев как постоянного, так и переменного токов с использованием низкотемпературных и высокотемпературных сверхпроводников первого и второго рода в широком диапазоне изменения интенсивности электромагнитного поля.

3. Для достижения этой цели необходимо в первую очередь установление параметров, характерных для СП среды, которые должны быть введены в уравнения. В качестве исходных уравнений необходимо использовать уравнения электромагнитного поля Максвелла.

4. Для определения плотности сверхпроводящего тока нами введен новый физический параметр – удельная кинетическая индуктивность

$$\ell_k = \frac{m}{e^2 n_s} \quad [\text{Гн·м}]$$

где m – масса электрона, e – заряд электрона, n_s – количество СП электронов единицы объема.

5. В реальных сверхпроводниках общее количество электронов в единице объема n0 делится на две части: на сверхпроводящие электроны ns и нормальные электроны nн. Для плотности тока от нормальных электронов имеем

$$\vec{j}_н = \frac{\vec{E}}{\rho}$$

где $\rho = \frac{m}{n_н e^2}\frac{1}{\tau} = \frac{m}{(n_0 - n_s)e^2}\frac{1}{\tau}$

τ - время свободного пробега электронов.

6. Относительная проницаемость в сверхпроводнике определяется по выражению

$$\mu' = \frac{B}{\mu_0 H}$$

где $\vec{B}$ и $\vec{H}$ - магнитная индукция и напряженность магнитного поля в заданной точке внутри сверхпроводника.

Для определения напряженности магнитного поля и магнитной индукции имеем:

$$\mathrm{rot}\vec{H} = \vec{j}_н$$
$$\mathrm{rot}\vec{B} = \mu_0\left(\vec{j}_s + \vec{j}_н\right)$$

где

$$\vec{j}_s = \frac{\int_0^t \vec{E}dt}{\ell_k}$$

$$\vec{j}_н = \frac{\vec{E}}{\rho_н}$$

7. Новый вид нелинейности, представляющий нелокальную зависимость плотности электронов магнитного поля, предложен нами следующим соотношением

$$\overset{*}{n}_s = \left(1 - \overset{*}{B}{}_0^{\nu_0}\right)\left(1 - \left(\frac{\overset{*}{B}}{B_0}\right)^{\chi}\right)$$

где

$\overset{*}{B}_0 = \frac{B_0}{B_к}$ - относительное значение магнитной индукции на поверхности сверхпроводника;

$\overset{*}{B}_0 = \frac{B}{B_0}$ - относительное значение магнитной индукции внутри сверхпроводника;

$\overset{*}{n}_s = \frac{n_s}{n_0}$ - относительное значение плотности СП электронов;

$\chi = \frac{\lambda}{\xi}$ - параметр Гинзбурга-Ландау, учитывающий степень неоднородности изменения СП электронов;

ν_0 – параметр, учитывающий уменьшение плотности электронов в зависимости от B_0.

8. Освоение новых полупроводниковых переключателей: силовых запираемых тиристоров, мощных транзисторов и быстродействующих диодов дает реальные возможности создания нового широкого класса электрических машин и трансформаторов с управляемым полупроводниковым коммутатором (УПК). При помощи УПК происходит по любому заданному закону пространственное переключение магнитодвижущих сил отдельных секций обмоток электрических машин и трансформаторов, что придает этим устройствам новые качественные свойства: управляемость и регулируемость, надежность и устойчивость в работе, экономическую выгодность, экологичность и т.д. В математической модели переходных процессов этих машин использованы обобщенные пространственно-временные ориентированные векторы токов, напряжений, потокосцеплений и комплексные матричные преобразования фаз для многофазных несимметричных обмоток.

В полученные уравнения введены угловые скорости переключения коммутаторов, что дает возможность использования этих уравнений в различных задачах регулирования осуществляемых в новых видах электрических машин и трансформаторов. Как частный случай предложено множество новых схем вращающихся и статических преобразователей на переменном и на постоянном токе. Особенно следует выделить из них новые регулируемые бесконтактные асинхронные и синхронные генераторы и двигатели, обладающие уникальными параметрами, устойчивостью и надежностью в работе, выполненные с СП многофазной обмоткой с коммутатором на постоянном токе. Следует также отметить целый класс статических регулируемых трансформаторных преобразователей с УПК. Среди них: мощные СП трансформаторы постоянного тока, выполненные в одной магнитной системе, СП регулируемые преобразователи для СПИН практически без гармоник со вторичной стороны.

ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТА ПАМЯТИ НА КРИТИЧЕСКИЙ ТОК СВЕРХПРОВОДЯЩИХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ НИОБИЯ

Ю.В. Вишняков, А.Н. Лыков, А.Ю. Цветков
Физический институт им. П.Н.Лебедева, 119991, Москва, Ленинский пр. 53.

Влияние эффектов памяти на критическое состояние в последнее время привлекает большое внимание. Это вызвано тем, что плотность критического тока имеет большое значение как с прикладной так и с фундаментальной точки зрения, поскольку этот параметр определяет стабильность магнитной структуры и ее связь с микроструктурой образцов. Чаще всего, это явление рассматривается в приложении к полевым зависимостям критического тока (т.е. зависимостям критического тока от величины внешнего магнитного поля) для ВТСП сверхпроводников [1, 2] (в основном сверхпроводящих лент). Это связанно с тем, что токонесущая способность именно этих материалов интересна в плане практического применения. Однако обнаружено, что эффекты памяти имеют место и в низкотемпературных сверхпроводниках [3] и определяют транспортные свойства анизотропных структур в широком интервале величины и направления внешнего магнитного поля. С другой стороны, изучение подобных явлений в низкотемпературных сверхпроводниках интересно с фундаментальной точки зрения для понимания природы возникновения различных неравновесных состояний связанных с протеканием транспортного тока.

В данной работе подробно исследовано влияние эффектов памяти на зависимости критического тока от угла расположения образца по отношению к направлению внешнего магнитного поля и от величины этого поля для зернистых пленок Nb и слоистых структур Nb/NbO_x. Обнаружено, что угловые зависимости критического тока этих пленок проявляют при малых значениях напряженности внешнего магнитного поля аномальные свойства [3,4], а именно, что положение максимума на этих зависимостях зависит от направления вращения исследуемой пленки. Такое поведение угловых зависимостей связывается с эффектом памяти, который учитывает то, что за формирование критического состояния в образце отвечает вся его предыстория. На рис.1 показан пример аномальных угловых зависимостей критического тока для различных образцов (H- внешнее магнитное поле, ΔΘ- величина расхождения прямого и обратного пиков). В рамках настоящей работы исследованы угловые и полевые свойства, связанные с данной аномалией. Обнаружено, что эффект памяти оказывает существенное влияние на угловые зависимости критического тока только в области низких внешних полей, причем это влияние линейно убывает с возрастанием внешнего магнитного поля пропорционально H^{-1} (рис.2).

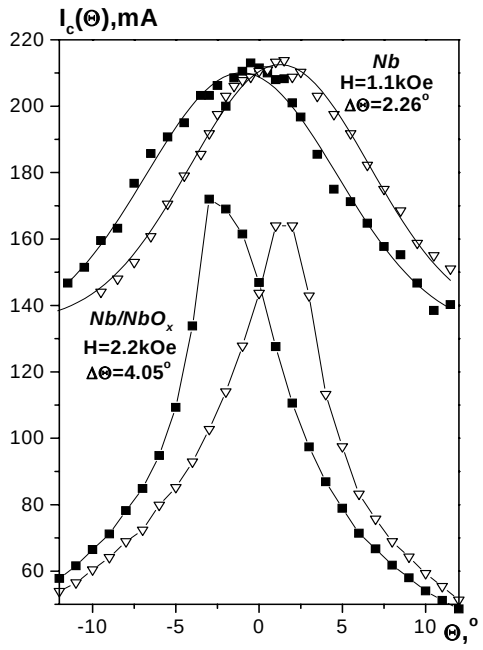


Рис.1. Пример угловой зависимости критического тока пленки Nb *и слоистой структуры* Nb/NbO_x.

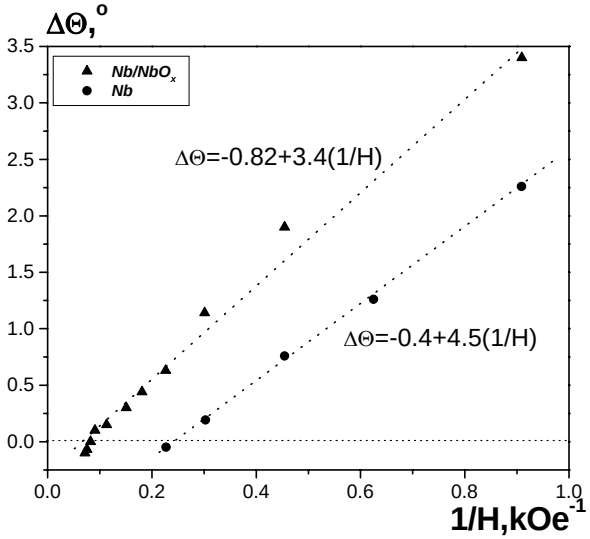


Рис.2. Пример зависимости расхождения прямого и обратного пиков от внешнего магнитного поля.

Особое внимание было уделено анализу зависимостей критического тока от величины и направления внешнего магнитного поля, а также от разных начальных условий, в которых находилась исследуемая структура, рассмотрены методы приведения сверхпроводящей структуры в различные неравновесные состояния. Предложена теоретическая модель, качественно объясняющая полученные результаты, основанная на учете влияния начальных условий на реализующуюся в образцах вихревую решетку и возможности существования в них замороженного беспорядка.

Данная работа была выполнена при финансовой поддержке Министерства промышленности, науки и технологий Российской Федерации в рамках госконтрактов №40.012.1.1.1355 и Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 02-02-16285) и Российско-украинского проекта «Эталон».

1. Warmont F., Jones H., Supercond. Sci. Technol. 14, 145 (2001).

2. Evetts J. E., Glowacki B. A., Cryogenics 28, p.641-649, (1998).

3. Lykov A. N., Vishnyakov Yu. V., Europhys. Lett. 36, 625 (1996)

4. Ю. В. Вишняков, А. Н. Лыков, А. Ю. Цветков, ЖЭТФ 125, 1 (2004).

Влияние черенковских потерь на движение вихрей в джозефсоновском переходе, связанным с волноводом

А.С. Малишевский, В.П. Силин, С.А. Урюпин
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Дано описание движения вихря, поддерживаемого транспортным током, в джозефсоновском переходе, связанном с волноводом. Показано, как величина транспортного тока зависит от черенковских потерь.

В работе [1] показано, что нелинейные волны в системе, состоящей из магнитосвязанных джозефсоновского перехода (ДП) и волновода, описываются следующим уравнением:

$$\mathrm{F}[\psi(\zeta)] = \frac{\left(\mathrm{v}_1^2 - \mathrm{v}^2\right)\left(\mathrm{v}_2^2 - \mathrm{v}^2\right)}{\omega_\mathrm{j}^2\left(\mathrm{V}_\mathrm{sw}^2 - \mathrm{v}^2\right)}\psi''(\zeta), \quad (1)$$

где $\mathrm{F}[\psi]$ - плотность тока Джозефсона, нормированная на критическую плотность $\mathrm{j_c}$, $\psi(\zeta)$ - разность фаз конденсатных волновых функций сверхпроводников, разделенных туннельным слоем, ω_j - джозефсоновская частота. Скорости v_1 и v_2 определяются скоростями Свихарта $\mathrm{V_s}$ и $\mathrm{V_{sw}}$ ДП и волновода соответственно, а также константами их связи S и $\mathrm{S_w}$.

Дальнейшее рассмотрение выполнено в рамках модели Сакаи-Татено-Педерсена [2-4], когда $\mathrm{F}[\psi]$ имеет пилообразный вид. Важным свойством этой модели является возможность рассмотреть влияние черенковских потерь на движение вихря.

Известно, что элементарный вихрь (2π-кинк) в одиночном ДП может двигаться с любыми скоростями, меньшими сивхартовской. Наличие волновода меняет эту ситуацию. А именно, в рассматриваемой системе свободное движение вихря возможно в двух областях скоростей: $0 < \mathrm{v} < \mathrm{v}_1$ и $\mathrm{V_{sw}} < \mathrm{v} < \mathrm{v}_2$. Эти области разделены запрещенной зоной $[\mathrm{v}_1, \mathrm{V_{sw}}]$ конечной ширины. Расщепление области допустимых скоростей движения вихря обусловлено взаимодействием волновода и ДП.

Далее будем предполагать, что выполнено условие $\mathrm{V_s} << \mathrm{V_{sw}}$. Также будем считать, что ДП и волновод слабосвязаны. Тогда можно говорить о медленных вихрях, имеющих скорости

$$\mathrm{v} < \mathrm{v}_1 \approx \left[1 - \left(\mathrm{SS_w}/2\right)\right]\mathrm{V_s} \quad (2)$$

и о быстрых вихрях, движущихся со скоростями

$$\mathrm{V_{sw}} < \mathrm{v} < \mathrm{v}_2 \approx \mathrm{V_{sw}} + \mathrm{SS_w}\mathrm{V_s}^2/2\mathrm{V_{sw}}. \quad (3)$$

Ниже будет описано движение медленного и быстрого вихрей в условиях, когда возможно черенковское излучение волн Свихарта. Для этого необходимо использовать уравнения нелокальной джозефсоновской электродинамики. Это связано с тем, что в локальной модели скорости волн Свихарта всегда больше скоростей движения вихрей и поэтому черенковское взаимодействие волн и вихрей невозможно. От такого ограничения свободна нелокальная электродинамика. Самосогласованное стационарное движение 2π-кинка, возникающее в результате баланса сил от действия транспортного тока плотностью j и радиационных потерь, впервые описано в работе [5], в которой на основе простейшего слабонелокального уравнения для разности фаз

$$\mathrm{F}[\psi(\zeta)] = \frac{\mathrm{v_s}^2 - \mathrm{v}^2}{\omega_\mathrm{j}^2}\psi''(\zeta) + \frac{1}{2}\lambda^2\lambda_\mathrm{j}^2\psi^{\mathrm{IV}}(\zeta) - \frac{\mathrm{j}}{\mathrm{j_c}}, \quad (4)$$

где λ - лондоновская длина, $\mathrm{v_s}$ - скорость Свихарта в изолированном ДП, показано, что ток связан со скоростью вихря (аналог вольт-амперной характеристики) соотношением:

$$\frac{\mathrm{j}}{\mathrm{j_c}} = \frac{\varepsilon^4}{8}\left[\sin\left(\frac{\pi}{2\varepsilon}\right) - \frac{\varepsilon}{2}\cos\left(\frac{\pi}{2\varepsilon}\right)\right]^2, \quad (5)$$

где $\varepsilon \equiv \left(2/\sqrt{\pi}\right)\left(\lambda/\lambda_\mathrm{j}\right)\mathrm{v_s}^2/\left(\mathrm{v_s}^2 - \mathrm{v}^2\right)$. Зависимость (5) справедлива для скоростей вихря, достаточно близких к скорости Свихарта:

$$\lambda/\lambda_\mathrm{j} << 1 - \left(\mathrm{v}/\mathrm{v_s}\right)^2 << 1.$$

Описание роли черенковского эффекта в системе, состоящей из ДП и связанного с ним волновода, начнем с рассмотрения области малых скоростей (2), когда можно говорить о движении медленных вихрей. Для описания черенковских потерь таких медленных вихрей достаточно учесть пространственную дисперсию только в ДП. Ограничимся пределом слабой пространственной дисперсии ДП, что возможно при скоростях вихря, удовлетворяющих условию

$$1-\left(\mathrm{v}/\mathrm{v}_1\right)^2 << 1.$$

Тогда вместо (1) для описания вынужденного движение медленного вихря можно использовать уравнение (4) с заменой $\mathrm{v}_\mathrm{s} \to \mathrm{v}_1$. Тогда, для скоростей вихря, удовлетворяющих условию

$$\lambda/\lambda_\mathrm{j} << 1-\left(\mathrm{v}/\mathrm{v}_1\right)^2 << 1, \qquad (6)$$

ток и скорость вихря связаны соотношением (5), в котором $\varepsilon \equiv \left(2/\sqrt{\pi}\right)\left(\lambda/\lambda_\mathrm{j}\right)\mathrm{v}_\mathrm{s}^2/\left(\mathrm{v}_1^2-\mathrm{v}^2\right)$. Это соотношение дает осцилляционную (пичковую) связь тока со скоростью вихря, которая устанавливается в результате баланса воздействия транспортного тока и черенковских потерь из-за излучения необычных волн Свихарта вихрем. При этом минимумы функции $\mathrm{j}(\mathrm{v})$ отвечают дискретному набору собственных скоростей v_n свободного движения джозефсоновского вихря, обусловленному внутренней структурой вихря, создаваемой необычными волнами Свихарта, черенковски захваченных вихрем [5]. В анализируемом случае медленного вихря дискретный набор скоростей v_n имеет вид:

$$\mathrm{v}_\mathrm{n} \approx \left(1-\frac{2}{\sqrt{\pi}}\frac{\lambda}{\lambda_\mathrm{j}}\mathrm{n}\right)\mathrm{v}_1,$$

где, в соответствии с неравенствами (6), натуральные числа n лежат в интервале $1 << \mathrm{n} << \lambda_\mathrm{j}/\lambda$.

Перейдем к рассмотрению области скоростей (3) быстрого вихря. Свойства быстрого вихря в основном определяются волноводом. Это означает, что при рассмотрении черенковских потерь быстрого вихря достаточно учесть лишь пространственную дисперсию волновода. Тогда, в условиях, когда скорость быстрого вихря удовлетворяет условию

$$1-\left(\mathrm{v}/\mathrm{v}_2\right)^2 << \mathrm{SS}_\mathrm{w}\left(\mathrm{V}_\mathrm{s}/\mathrm{v}_2\right)^2, \qquad (7)$$

для разности фаз быстрого вихря можно записать следующее уравнение:

$$\mathrm{F}[\psi(\zeta)] = \frac{\mathrm{V}_\mathrm{sw}^2}{\omega_\mathrm{j}^2}\frac{\mathrm{v}_2^2-\mathrm{v}^2}{\mathrm{v}^2-\mathrm{V}_\mathrm{sw}^2}\psi''(\zeta) + \frac{1}{2}\lambda_\mathrm{eff}^2\lambda_\mathrm{j}^2\psi^{\mathrm{IV}}(\zeta) - \frac{\mathrm{j}}{\mathrm{j}_\mathrm{c}}, \qquad (8)$$

где эффективная длина λ_eff зависит от скорости вихря: $\lambda_\mathrm{eff} \approx \sqrt{\mathrm{SS}_\mathrm{w}}\mathrm{V}_\mathrm{sw}^2\,\lambda_\mathrm{w}/\left(\mathrm{v}^2-\mathrm{V}_\mathrm{sw}^2\right)$, а $\lambda_\mathrm{w}^2 \equiv \lambda^3/\left(\lambda+\mathrm{d}_\mathrm{w}\right)$, где d_w - полуширина волновода. Формальное сходство уравнений (4) и (8) позволяет утверждать, что и для быстрого вихря связь тока со скоростью описывается соотношением (5), в которое теперь входит малый параметр

$$\varepsilon \approx \frac{2}{\sqrt{\pi}}\frac{\lambda_\mathrm{w}}{\lambda_\mathrm{j}}\sqrt{\mathrm{SS}_\mathrm{w}}\frac{\mathrm{v}_\mathrm{s}^2}{\mathrm{v}_2^2-\mathrm{v}^2} << 1. \qquad (9)$$

Условия (7) и (9), определяющие область скоростей, в которой имеет место осцилляционная связь тока со скоростью, совместны, если $\mathrm{SS}_\mathrm{w} >> \left(\lambda_\mathrm{w}/\lambda_\mathrm{j}\right)^2$. В случае быстрого вихря минимумы осциллирующей функции (5) достигаются при скоростях, равных собственным скоростям свободно движущихся вихрей, которые приближенно равны

$$\mathrm{v}_\mathrm{n} \approx \left(1-\frac{2}{\sqrt{\pi}}\sqrt{\mathrm{SS}_\mathrm{w}}\frac{\lambda_\mathrm{w}}{\lambda_\mathrm{j}}\frac{\mathrm{v}_\mathrm{s}^2}{\mathrm{V}_\mathrm{sw}^2}\right)\mathrm{v}_2.$$

При этом в соответствии с неравенствами (7) и (9) диапазон изменения натурального числа n таков:

$$1 << \mathrm{n} << \sqrt{\mathrm{SS}_\mathrm{w}}\left(\lambda_\mathrm{j}/\lambda_\mathrm{w}\right).$$

Итак, в модели Сакаи-Татено-Педерсена описано влияние черенковских потерь на транспортный ток. Это влияние проявляется как при скоростях вихря, меньших скорости Свихарта ДП, так и при скоростях быстрого вихря. И в том, и в другом случае проявляется осциллирующая зависимость $\mathrm{j}(\mathrm{v})$, ранее установленная лишь в случае одиночного ДП. Минимумы функции $\mathrm{j}(\mathrm{v})$ отвечают значениям собственных скоростей свободного движения как медленного, так и быстрого джозефсоновского вихря. В условиях малой диссипации и небольших черенковских потерь осциллирующую часть $\mathrm{j}(\mathrm{v})$ следует аддитивно добавить к монотонной части $\mathrm{j}(\mathrm{v})$, связанной с омической диссипацией в ДП и в волноводе.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов Президента РФ по поддержке молодых российских ученых (МК-1809.2003.02) и ведущих научных школ РФ (НШ-1385.2003.2), а также в рамках ФЦНТП (государственный контракт № 40.012.1.1.1357).

1. A. S. Malishevskii, V. P. Silin, S. A. Uryupin, Phys. Lett. A 306, 153 (2002).
2. S. Sakai, H. Tateno, Jpn. J. Appl. Phys. 22, 1374 (1983).
3. S. Sakai, N. F. Pedersen, Phys. Rev. B 34, 3506 (1986).
4. S. Sakai, Phys. Rev. B 36, 812 (1987).
5. В. П. Силин, А. В. Студенов, ЖЭТФ 117, 1230 (2000).

Магнитные опоры на основе ВТСП для роторных систем

В.А. Матвеев, О.Л. Полущенко, Н.А. Нижельский, В.Н. Герди
Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана
107005 Москва, Россия

Магнитные опоры, создаваемые на основе высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), весьма перспективны для использования в механизмах с высокооборотными роторами, работающих в экстремальных условиях при низкой температуре, в вакууме т.п. По способу охлаждения ВТСП сверхпроводящие опоры можно разделить на два типа: охлаждение в нулевом магнитном поле (ZFC) и охлаждение в поле постоянных магнитов (FC).

ZFC-опоры, характеризующиеся большой левитирующей силой осуществляют стабилизацию ротора лишь в одном направлении и соответственно требуют дополнительной активной стабилизации. В FC-опорах реализуется меньшая левитационная сила, но они позволяют осуществить стабилизацию ротора по всем направлениям. Нами разрабатываются опоры FC типа, как перспективные с точки зрения использования в роторных системах гиростабилизаторов космических летательных аппаратов (КЛА).

Эффект полной стабилизации ротора в FC-опорах базируется на возникновении магнитной потенциальной ямы в системе ВТСП—постоянный магнит, т.е. любое взаимное смещение сверхпроводника и магнита, приводит к возникновению силы, стремящейся возвратить систему в исходное состояние. Поэтому, при любом относительном смещении ВТСП и магнита жесткость $K_x = -dF_x/dx$ всегда отрицательна, что обеспечивает устойчивость системы.

Практическая реализация подвесов FC-типа с высокими нагрузочными и жесткостными характеристиками возможна при использовании ВТСП элементов с высокими значениями захваченных магнитных полей ≥1Тл. В настоящее время в МГТУ им. Баумана разработана технология получения квазимонокристаллов керамики $Y_1Ba_2Cu_3O_7$, способных захватывать магнитные поля до 1,25 Тл. На их основе созданы магнитные опоры, конструкция которых позволяет наиболее полно использовать высокие магнитные характеристики ВТСП за счет индуцирования большого магнитного поля порядка 0.7 Тл и высокого градиента во всем объеме сверхпроводника.

Разработаны и изготовлены три модели опор. Первая модель разработана на основе короткозамкнутых сверхпроводящих контуров. Пассивная стабилизация ротора обеспечивается за счет взаимодействия незатухающего тока, циркулирующего в короткозамкнутых сверхпроводящих контурах с магнитными полями, генерируемыми постоянными кольцевыми магнитами, смонтированными на роторе. В качестве короткозамкнутых контуров использовались сверхпроводящие кольца, изготовленные из однодоменного ВТСП материала состава $Y_1Ba_2Cu_3O_7$, размером D=15 мм, d=7 мм, h=2 мм с незатухающим циркуляционным током 1000…1200 А в одном кольце. В макете использованы 12 колец общей массой 15 г. Опора имеет нагрузочную способность 36 Н в аксиальном и 15 Н в радиальном направлении. Среднее значение аксиальной и радиальной компонент жесткости подвеса при температуре 77 К составило 30 Н/мм и 40 Н/мм соответственно. При циклических нагружениях ротора обнаруживается гистерезис нагрузочных характеристик величиной 10%.Отношение массы сверхпроводника к максимальной нагрузке в радиальном направлении равно 100. Внешний диаметр опоры -110 мм, высота – 40 мм, масса – 1 кг, в том числе масса ротора - 800 г.

Вторая модель опоры включает магнитную систему на основе кольцевых Nd-Fe-B постоянных магнитов, ротор с ВТСП- дисковыми элементами (Ø28 мм, h=4мм, 7 шт), в которых циркулируют сверхпроводящие токи ~ 4000А. Фотография компонентов опоры представлена на рис.1. Разработанная конструкция обеспечивает устойчивый подвес ротора в аксиальном и радиальном направлениях при его циклических нагружениях до 85 Н и 190 Н соответственно. Средняя жесткость опоры в аксиальном направлении 140 Н/мм, в радиальном 190 Н/мм, что превышает жесткостные параметры разработанной ранее конструкции первого образца ВТСП-опоры в 5 раз Размеры опоры: диаметр 113мм и высота 30 мм, масса ВТСП -элементов 90г. Отношение нагрузочной способности к весу сверхпроводника - 200. Ротор устойчиво вращался со скоростью 5000 об/мин. без нагрузки. На зависимости радиальной силы от смещения (рис.2) можно выделить три характерных участка. Участок **1** наблюдается при очень малых отклонениях ротора от положения равновесия и характеризуется высокой жесткостью,

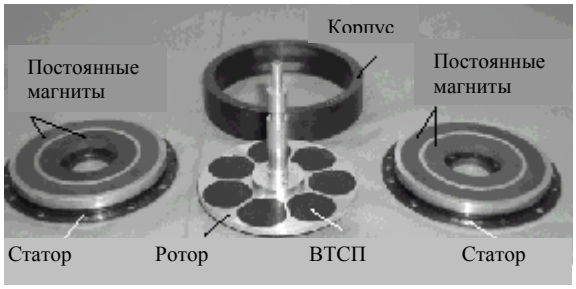


Рис.1. Компоненты ВТСП опоры.

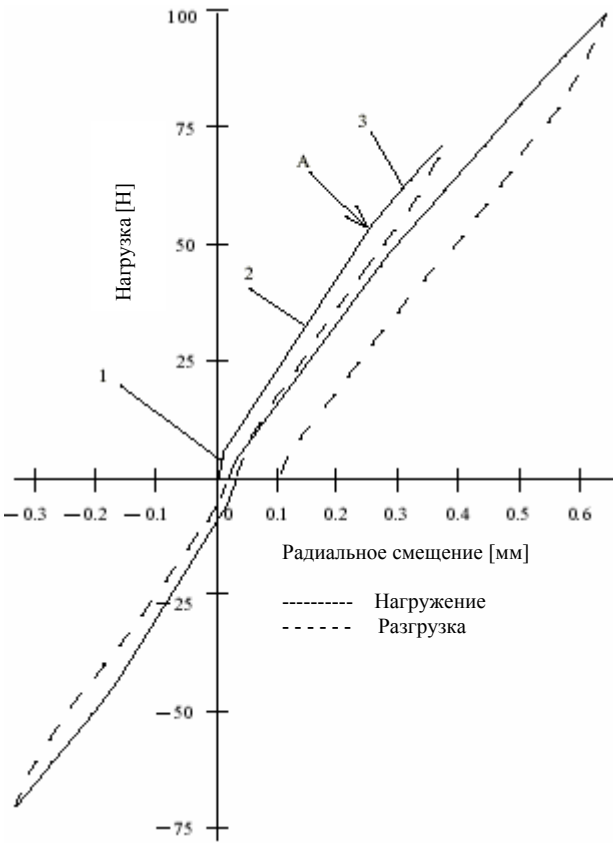


Рис. 2. Зависимость радиальной силы опоры от смещения ротора

которая составляет 560 Н/мм. Он присутствует как на начальной кривой нагружения, так и на кривых повторных нагружений в обоих направлениях смещения. Второй участок имеет место при смещениях до 0,27 мм от первоначального положения и ему соответствует нагрузка 52 Н. При нагружении менее этой величины ротор возвращается в исходное состояние без остаточного смещения. Жесткость на данном участке имеет линейный характер и составляет 190 Н/мм. Таким образом участки **1** и **2** составляют зону безгистерезисного (магнитоупругого) взаимодействия сверхпроводников и постоянных магнитов. При больших смещениях и нагрузках (участок **3**) наблюдается гистерезисное поведение силового взаимодействия ВТСП и магнитов. Имеет место петля гистерезиса на нагрузочно-разгрузочной кривой и появляется остаточное смещение ротора относительно исходного положения после снятия нагрузки. Жесткость снижается до 150 Н/мм. Обнаруженное существование магнитоупругого взаимодействия ВТСП элементов и постоянных магнитов обеспечивает высокую точность позиционирования ротора.

Необходимо отметить, что высокая начальная жесткость и зона бесгистерезисного смещения являются следствием использования сверхжестких ВТСП с высоким значением пиннинга, который обеспечивает замораживание магнитного поля величиной 1 Тл. Несомненно, что ВТСП с еще более высокими магнитными характеристиками обеспечат заметное увеличение жесткости и несущей способности ротора опоры на участке упругого взаимодействия ВТСП с постоянными магнитами при малых зазорах между их поверхностями в режиме FC, что позволит создать надежные и качественные устройства на ВТСП магнитных подвесах.

Третья модель подвеса выполнена в виде роторной системы на двух магнитных опорах и предназначена для использования в гиромоторах. Подвес включает вал с закрепленными на нем 4 парами кольцевых постоянных магнитов и два статора с 7 ВТСП дисками в каждом. Предварительные исследования показали , что ротор общей массой 3,6кг вращается устойчиво со скоростью 1800 об./мин. Охлаждение сверхпроводников до температуры 77К осуществляется через рубашку охлаждения, благодаря чему ротор вращается в воздушной среде, а не в жидком азоте. Нагрузочные характеристики подвеса в настоящее время исследуются.

Металлоксидные сверхпроводящие бикристаллические переходы с высокими критическими параметрами

А.В. Шадрин, И.В. Борисенко, Г.А. Овсянников, И.М. Котелянский, Ф.В. Комиссинский
Институт радиотехники и электроники РАН, 125009 Москва, Россия

В работе исследовались бикристаллические джозефсоновские переходы из металлоксидных сверхпроводников нового типа с разориентацией базовых плоскостей (001) $YBa_2Cu_3O_x$ вокруг направления [100] на симметричный и асимметричный бикристаллические углы от 21° до 28°. В этих переходах достигнуты высокие значения плотности критического тока $I_C=(2\div5)\cdot10^5$А/см^2 и характерного напряже нияV_C=0,6÷0,9 мВ при температуре T=77K. Исследованы свойства таких переходов под влиянием монохроматического излучения миллиметрового диапазона, а также магнитные и температурные характеристики.

В недавно опубликованых работах [1,2] показано, что за счет изменения топологии бикристаллической подложки, на которые наносится пленка из металлоксидных сверх-проводников (МОСП), удается повысить до 1 мВ характерное напряжение V_c, определяющее высокочастотные свойства переходов. Однако, до настоящего времени, отсутствуют данные о соответствии электро-физических параметров, измеренных на постоянном токе (критический ток -I_c и нормальное сопротивление - R_N), и динамических (высокочастотных) параметров таких переходов. В МОСП переходах высокие значения $V_c= I_c R_N$, полученные из измерений I_c и R_N, часто не соответствуют динамическим характеристикам перехода: амплитуде джозефсоновской генерации, ток-фазовой зависимости критического тока, СВЧ импедансу перехода и т.д. [3-5].

В работе исследованы электрофизические и динамические (СВЧ) параметры наклоненных, как уже известных симметричных (НСБП)[1,2], так и предлагаемых авторами, асимметричных бикристаллических переходов (НАБП) из металлооксидных сверхпроводников с высокой критической температурой. Напомним, что в хорошо изученном(см. обзор [4]) и, до недавнего времени, единственном типе бикристаллических переходов - плоскостном (ПБП) рабочими поверхностями являются (001) $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ (YBCO), лежащие в одной плоскости и разориентированые на симметричный угол вокруг направления [001]. В отличие от известных, у НАБП рабочие поверхности, расположенные по разные стороны бикристаллической границы, различаются кристаллографической ориентацией. Одна из них - (001) YBCO, а другая - разориентирована относительно (001) YBCO на бикристаллический угол вокруг направления, лежащего в плоскости подложки. В качестве базовой плоскости выбрана (110) $NdGaO_3$ (NGO), на которой растет высококачественная пленка (001) (YBCO) и выполняется условие эпитаксии [100]YBCO//[001]NGO, которое сохраняется при наклоне плоскости (110)NGO относительно нормали до 30 градусов[6]. Разориентация рабочих поверхностей бикристаллической подложки составляла для НСБП $\alpha=\beta=11^o$ и 14° и НАБП $\alpha=0$, $\beta= 21^o$ и 28°.

Измерялись вольт-амперные характеристики (ВАХ) переходов в диапазоне температур 4.2K<T<77K, магнитных полей до H≤100 Э и микроволнового воздействия монохроматического излучения частотой $f_e=30\div100$ ГГц.

Получены переходы НСБП и НАБП с плотностью критического тока $j_c=(2\div5)10^5$А/см^2, V_c=0,6÷0,9 мВ при температуре T= 77K. Значения V_c для полученных переходов при T=77K существенно (на порядок) выше, чем для плоскостных при тех же площадях поперечного сечения переходов. Типичная ВАХ наклоненного перехода, представленная на рис.1, имеет гиперболическую зависимость, типичную для резистивной модели джозефсоновского перехода, в которой присутствуют два канала переноса тока: ток квазичастиц V/R_N и сверхпроводящий ток $I_S(\varphi)$. Большая (до 50% от I_c) величина избыточного тока (отклонение от закона Ома) при напряжениях больше 3 мВ указывает на присутствие дополнительного канала прямой (не туннельной)

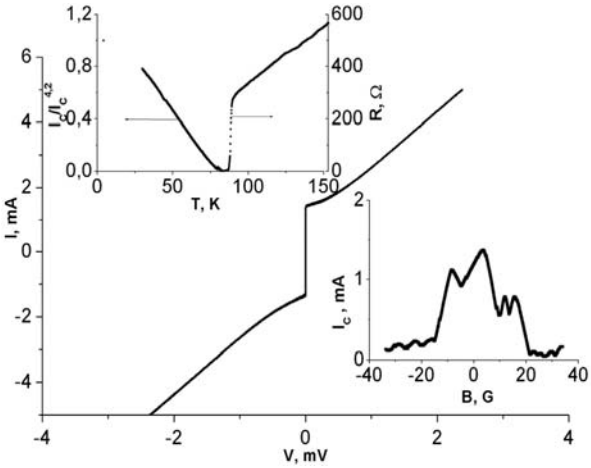


Рис.1. Типичная ВАХ перехода, вставки – температурная и магнитно-полевая (при T=77K) зависимости критического тока.

проводимости. При плотностях токов через переход, превышающих 10^6А/см^2 (близких к току разрушения сверхпроводимости подводящих пленок), ВАХ отклоняется от линейной, что ограничивает

использование переходов при высоких напряжениях (токах).

Зависимость $I_c(T)$ (вставка слева рис.1) близка к линейной, чем отличается от теоретической зависимости для туннельных переходов S-сверхпроводников (SIS), где наблюдается насыщение при $T<0,5T_c$.

Согласно нашим расчетам андреевское отражение подавлено в НБП для электронов, падающих на границу под углами более $\theta>\pi/4$ при анизотропии Ферми импульсов 2-3. Однако при учете широкого конуса туннелирования электронов (угловая зависимость прозрачности $D=D_0\cos\theta$) это не должно сильно уменьшать j_c с увеличением $\alpha+\beta$. В эксперименте при увеличении суммарного угла разориентации $\alpha+\beta$ от 21 до 28 градусов j_c падает втрое, а V_c изменяется слабо, поскольку увеличивается R_NS (S-площадь перехода). Эти зависимости согласуются с теорией[5] и экспериментом[2], в котором измерения проделаны при достаточно низкой температуре (T=4,2K), где наблюдаются большие отклонения от резистивной модели. Для всех трех типов переходов при небольших значениях бикристаллического угла $\alpha+\beta<18°$ наблюдаются ВАХ, которые отличаются от гиперболической формы и типичны для вязкого течения потока вихрей.

На вставке к рис.1 справа показаны зависимости критического тока от магнитного поля $I_c(B)$. Наблюдается максимум при B=0, уменьшение I_c при увеличении поля немонотонно, также как для распределенных джозефсоновских переходов. Действительно, из-за высокой j_c джозефсоновская глубина проникновения λ_J=0,5 мкм для $j_c=3*10^5$ А/см^2 существенно ниже ширины перехода w=5 мкм. Таким образом, уже при азотной температуры переходы можно считать распределенными.

Для экспериментального определения отклонения динамических параметров переходов от измеренных на постоянном тока были исследованы ВАХ под влиянием монохроматического излучения миллиметрового диапазона $A\sin(2\pi f_e t)$, f_e=56 ГГц. Зависимости критического тока и ступеней Шапиро от амплитуды внешнего электромагнитного воздействия хорошо совпадали с теоретическими зависимостями, полученными по резистивной модели (рис.2). Отклонение экспериментального значения нормированной максимальной первой ступени $(I_1/I_c)_{max}$=0,46 от теоретического значения $(I_1/I_c)_{max}$=0,43, полученного в рамках резистивной модели при нормированной частоте f_e/f_c=0,23 составляло 7%. Несмотря на наличие избыточного тока на ВАХ (рис.1) при 77K наблюдается хорошее соответствие динамических и измеренных на постоянном токе параметров переходов. При понижении температуры ниже 77K наблюдается рост избыточного тока и отклонения от резистивной модели увеличиваются. Высокое характерное напряжение V_C>0,6 mV при T= 77K в более 70% исследованных наклоненных симметричных и асимметричных переходах делает их очень привлекательными элементами для применения в высокочастотной и низкочастотной сверхпровод-никовой электронике.

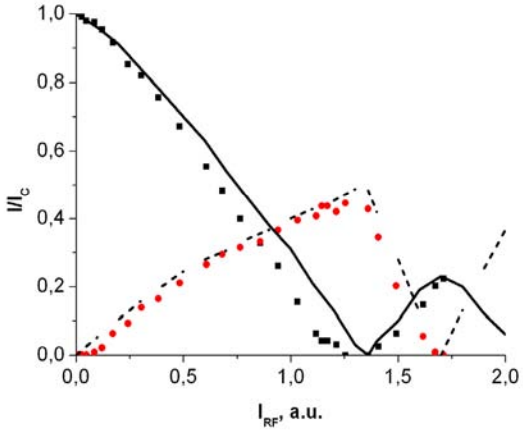


Рис.2. Амплитудные зависимости критического тока (квадраты) и первой ступени Шапиро (заполненные кружки) для частоты внешнего воздействия f_e= 56 ГГц. Сплошные линии и пунктир – соответсвующие теоретические зави-симости f_e/f_0 =0,23 .

Авторы благодарны Ю.В. Кислинскому и К.И. Константиняну за многочисленные обсуждения. Работа частично финансировалась в рамках Федеральной программы Актуальные направления физики конденсированного состояния, Сверхпроводимость, грантом научных школ Президента России НШ-1344.2004.2, РФФИ 04-02-16818а и 04-02-16687 ИНТАС–2001-0809 и 2001-0249, МНТЦ-2369.

1. U. Poppe, Y.Y. Divin, M.I. Faley et al, IEEE Tr. Appl. Superconductivity, 11, 3768 (2001).
2. Y.Y. Divin, I.M. Kotelyanskii, P.M. Shadrin et al, Book of Abstracts of 6 European Conference on Applied Superconductivity, 2003, p.166.
3. A.D. Mashtakov G. A. Ovsyannikov, I. V. Borisenko et al. IEEE Tr. Appl. Superconductivity, 9, 3001 (1999).
4. H. Hilgenkamp, J. Mannhart, Rev. Mod. Phys., 74, 485 (2002).
5. A. Golubov, F. Tafuri Phys. Rev.B, 62, 15200 (2000).
6. И.К. Бдикин, П.Б. Можаев, Г.А. Овсянников и др, ФТТ, 43, 1548 (2001).

Криогенная топливная помпа с приводом от электродвигателя с высокотемпературным сверхпроводниковым ротором

Л.К. Ковалев[1], К.В. Илюшин[1], В.Т. Пенкин[1], К.Л. Ковалев[1], И.И. Акимов[2], Л.Г. Вержбицкий[3], В.П. Логвинюк[4], Д. Дью-Хьюз[5]

[1)]Московский Авиационный Институт (МАИ), Москва, Россия

[2)]Всероссийский Научно-Исследовательский Институт Неорганических Материалов им. А.А. Бочвара (ВНИИНМ), Москва, Россия

[3)]Научно-Исследовательский Институт Электромеханики (НИИЭМ), Истра, Московкая обл., Россия

[4)]ОАО Туполев, Москва, Россия

[5)]Оксфордский университет, Оксфорд, Великобритания

Применение сверхпроводников в электрических машинах весьма привлекательно с точки зрения улучшения массогабаритных показателей. Снижение массы и размеров электрических машин существенно как для аэрокосмической, так и для общепромышленной техники, поскольку обеспечивает улучшение массоэнергетических показателей и увеличение коммерческой нагрузки. В ряде научных центров в США, Германии и России исследуются возможности применения криогенного авиационного топлива. В этой связи одним из возможных применений сверхпроводниковых электрических машин являются криогенные топливные погружные насосы [1].

В работах [1 - 3] проведён анализ перспектив применения объёмных высокотемпературных сверхпроводниковых (ВТСП) материалов в роторах некоторых типов бесконтактных электрических машин. Было показано, что в различных типах класса синхронных электрических машин могут быть использованы следующие свойства сверхпроводников:

- способность ВТСП элемента захватывать постоянное магнитное поле;
- явление гистерезиса при перемагничивании;
- диамагнитные свойства ВТСП элемента.

Отсюда следует возможность разработки трёх типов ВТСП электродвигателей: моторы с вмороженным потоком, гистерезисные и реактивные электродвигатели [2].

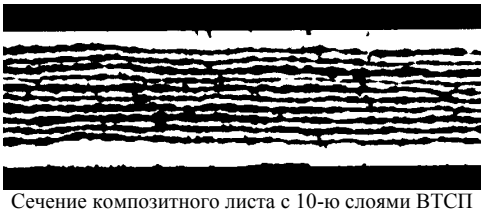
В результате проведённого анализа показано, что все типы электрических машин с ВТСП роторами имеют лучшие КПД и коэффициент мощности в сравнении с аналогичными машинами традиционного исполнения.

Для применения в роторе электропривода рассматривались иттриевая керамика YBCO и листовой композит на основе висмутовой керамики BSCCO в серебряной матрице (рисунок 1).

Экспериментальные исследования показали, что при температурах, близких к 80К, YBCO обладает лучшими магнитными свойствами. При температуре жидкого водорода 20,5К, рассматриваемого в качестве авиационного топлива, электромагнитные характеристики обоих материалов примерно одинаковы.

Объёмные пластины из YBCO

Композит из BSCCO/Ag толщиной 0,3мм



Сечение композитного листа с 10-ю слоями ВТСП

Рис. 1. Внешний вид ВТСП элементов

Из трёх указанных типов машин с ВТСП ротором для привода криогенной помпы был выбран 4-х полюсный реактивный двигатель. Максимальный момент на валу реактивного электромотора определяется отношением магнитных проводимостей по оси d полюса и ей перпендикулярной оси q. В отличие от традиционных реактивных электродвигателей, в ВТСП реактивных машинах немагнитные материалы ротора заменены ВТСП элементами, обладающими диамагнитными свойствами. Это позволяет существенно увеличить отношение магнитных проводимостей по указанным осям. Данные теоретических и экспериментальных исследований показывают [2], что ВТСП реактивный электродви-

гатель в среде жидкого азота имеет массогабаритные параметры в 3 - 5 раз лучше в сравнении с обычным реактивным или асинхронным электромотором при коэффициенте мощности 0.7 - 0.8. Хорошие пусковые свойства достигаются благодаря тому, что стальной нешихтованный сердечник ротора формирует гистерезисный и асинхронный пусковые моменты.

На рисунке 2 показан поперечный разрез 4-х полюсного реактивного ВТСП ротора с композитной структурой, состоящей из стального сердечника и чередующихся стальных и ВТСП слоёв, которые работают как концентраторы магнитного потока.

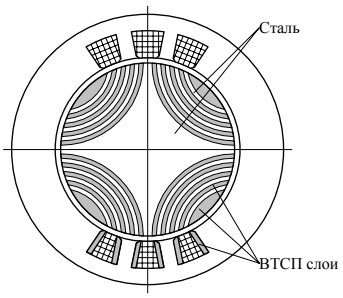


Рис. 2. Конструкция 4-х полюсных реактивных ВТСП электродвигателей

Такая конструкция обеспечивает наилучшие КПД и коэффициент мощности. Для исключения кавитации использована 4-х полюсная магнитная система ротора и статора, обеспечивающая при частоте напряжения бортовой сети 400Гц частоту вращения 12000 мин$^{-1}$.

Распределение магнитного поля, основные индуктивные параметры и момент на валу электродвигателя были определены из решения двумерных электродинамических задач с соответствующими граничными условиями.

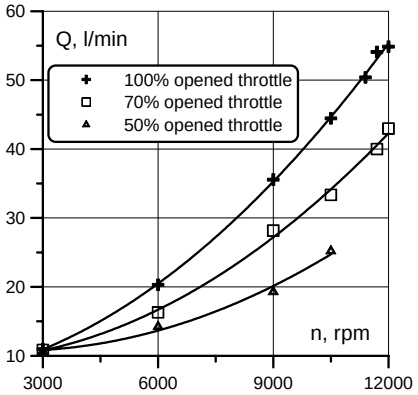


Рис. 3. Объёмный расход в функции частоты вращения при различном дросселировании

Разработанный реактивный ВТСП электродвигатель встроен в центробежную топливную помпу, разработанную ОАО ТУПОЛЕВ для самолёта КРИОПЛАН. Испытания помпы проводились в среде жидкого азота. Получены зависимости давления от расхода, а также зависимость расхода от частоты вращения ротора. Результаты испытаний приведены на рисунках 3-4.

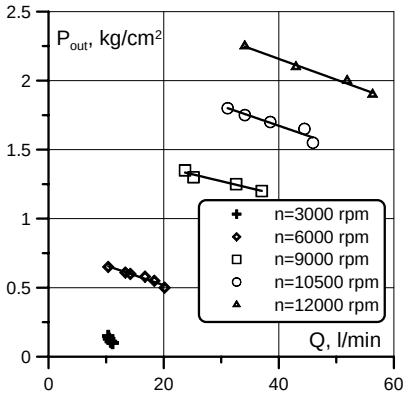


Рис. 4. Напор-расходные характеристики для разных частот вращения

Криогенная помпа обладает стабильными выходными параметрами в широком диапазоне частот вращения.

Данная работа была выполнена в рамках программы НАТО «Наука ради мира» (Проект SfP#974241)

1. Dew-Hughes, D., McCulloch, M.D., Jim, K., Aldwinckle, J., Barnes, G., Jones, G., Gaines, J. R. and Sengupta, S., Advances in Cryogenics 45, 1477 (2000).

2. Kovalev, L. K., Ilushin, K. V., Koneev, S. M.-A., Kovalev, K.L., Penkin, V. T., Poltavets, V. N., Gawalek, W., Habisreuther, T., Oswald, B. and Best, K.-J., IEEE Trans. on Applied Superconductivity, 9 pp.1261 – 1263 (1999).

3. Kovalev, L. K., Ilushin, K. V., Penkin, V. T., Kovalev, K. L., Koneev, S. M.-A., Modestov, K. A., Larionov, S. A., Akimov, I.I. and Dew-Hughes, D., Physica C, 372-376, pp.1524-1527 (2002).

Угловые зависимости верхнего критического магнитного поля многослойных SNS структур с различной геометрической симметрией

С.Л. Прищепа

Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, 220013 Минск, Беларусь

Исследовались угловые зависимости верхнего критического поля, $H_{c2}(\Theta)$, для многослойных структур Nb/Pd с различной геометрической симметрией. Установлено что характер кривых $H_{c2}(\Theta)$ зависит от того, из какого количества бислоёв (чётного или нечётного) сформирована многослойка. Образцы с чётным количеством бислоёв во многом ведут себя как "классические" S/N структуры. В то же время образцы с нечётным количеством бислоёв практически во всём температурном диапазоне ведут себя как двумерные.

Физические объекты с сильной анизотропией всегда представляли особый интерес в силу своих уникальных свойств. Анизотропные сверхпроводники относятся к подобного рода объектам и их магнитные и транспортные свойства как правило исследуются в рамках модели слоистых сверхпроводников [1], свойства которых в значительной степени определяются характером связи между S слоями. С этой точки зрения многослойные структуры типа сверхпроводник/нормальный металл (S/N) представляют существенный интерес. Изменяя толщины и тип S и N материалов, можно изучать как эффект близости между различными металлами в связанной сверхрешётке, так и свойства решётки несвязанных S плёнок различной размерности.

Одной из фундаментальных величин, характеризующих сверхпроводящее состояние, является верхнее критическое магнитное поле H_{c2}. Исследование его угловой зависимости даёт важную информацию о размерности сверхпроводящего состояния в образце. В частности, для однородных трёхмерных (3D) сверхпроводников кривая $H_{c2}(\Theta)$ является гладкой функцией в точке $\Theta = 0$ (параллельная ориентации поля) [2]. В то же время для двумерных (2D) сверхпроводников производная зависимости $H_{c2}(\Theta)$ в точке $\Theta = 0$ не определена [3]. Эти особенности справедливы и для S/N многослойных структур [4]. Однако полная аналитическая зависимость $H_{c2}(\Theta)$ для S/N образцов до сих пор не получена.

Поскольку величина H_{c2} в многослойных структурах существенно определяется положением зародыша сверхпроводящей фазы, в данной работе были проведены экспериментальные исследования зависимостей $H_{c2}(\Theta)$ для образцов Nb/Pd с различной геометрической симметрией: плоскость симметрии в центре S слоя (число бислоёв $N_b = 9$ плюс завершающий N слой) и плоскость симметрии в центре N слоя ($N_b = 10$ плюс завершающий N слой) [5]. Толщина слоёв Nb составляла $d_S = 200$Å и толщина слоёв Pd - $d_N = 100$Å. Образцы были получены в одном вакуумном цикле методом катодного распыления на постоянном токе [5], что обеспечивало идентичность сверхпроводящих свойств плёнок Nb, а также границ раздела между Nb и Pd. Значения H_{c2} определялись из кривых $R(H)$ по началу перехода в сверхпроводящее состояние. Точность стабилизации температуры в процессе измерений составляла ±10 мК.

На рис.1а показаны температурные зависимости H_{c2} для перпендикулярной и параллельной ориентаций магнитного поля относительно плоскости подложки. Данная фазовая диаграмма является типичной для S/N образцов с $d_N \sim d_S \sim \xi_S$ (ξ_S – длина когерентности) и показывает хорошо известный кроссовер между 3D (при $T > T^*$) и 2D (при $T < T^*$) размерностями образца (T^*- температура размерного кроссовера, в данном случае составляет 3.60 К).

На рис. 1б показаны зависимости $H_{c2}(\Theta)$ для этого образца, измеренные при 4-х температурах: $T = 4.19$К; 3.97К; 3.45К; 2.05К. Видно, что форма кривых $H_{c2}(\Theta)$ очень сильно меняется с температурой. Вблизи T_c (4.19К) на зависимости H_{c2} от Θ присутствуют характерные черты 3D поведения (гладкость функции при $\Theta = 0$). Это соответствует линейной зависимости $H_{c2}(T, \Theta = 0)$ на рис. 1а в этом температурном интервале. Однако при дальнейшем понижении температуры (3.97К), при которой зависимость $H_{c2}(T, \Theta = 0)$ по-прежнему линейна, на кривой $H_{c2}(\Theta)$ появляется резкий излом при $\Theta = 0$, что является характерным признаком 2D поведения (пунктирная линия) и находится в противоречии с линейной температурной зависимостью параллельного критического магнитного поля, характерной для 3D случая.

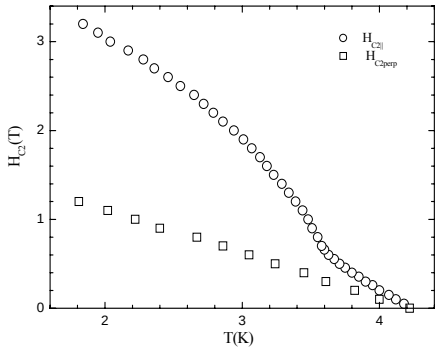


Рис. 1а. Температурная зависимость перпендикулярного и параллельного критического магнитного поля для образца Nb/Pd с $N_b = 10$.

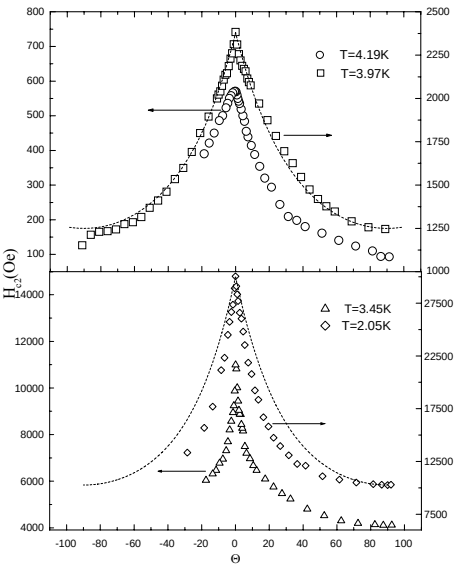


Рис. 1б. Угловые зависимости критического магнитного поля для образца Nb/Pd с $N_b = 10$, снятые при 4-х температурах.

На зависимости $H_{c2}(\Theta)$, снятой при T = 3.45K, обращает внимание резкое увеличение H_{c2} при $|\Theta|<10°$. Наконец, при $T = 2.05$K, кривая $H_{c2}(\Theta)$ становится монотонной с характерным для 2D случая изломом при $\Theta = 0$, однако формула Тинкхама для тонкой плёнки [3] при этой температуре уже "не работает".

Логично связать обнаруженные температурные изменения в форме кривых $H_{c2}(\Theta)$ с изменением положения зародыша сверхпроводящей фазы и степени его локализации вблизи $\Theta = 0$. Измерения показывают, что вблизи T_c зародыш "размазан" по всему образцу. С понижением температуры величина ξ_S падает, и зародыш локализуется уже на одном периоде многослойки. В пользу этого свидетельствует и величина $\xi_S(0)$, непосредственно измеренная из вида зависимости $H_{c2}(T)$ ($\xi_S(0) \approx 100$Å). Резкое возрастание H_{c2} при $|\Theta|<10°$, наблюденное вблизи T^*, может быть связано с изменением места локализации зародыша при изменении ориентации магнитного поля. Естественно, для подкрепления данных гипотез необходимо проведение теоретической работы на основе данных экспериментов.

В пользу важности места локализации зародыша на вид зависимостей $H_{c2}(T,\Theta)$ свидетельствуют результаты, полученные на образце с N_b=9, в котором плоскость симметрии приходится на центральный слой Nb. Так, на рис.2а приведены зависимости $H_{c2}(T)$, свидетельствующие о том, что данный образец во всём температурном диапазоне ведёт себя как двумерный. Данный эффект объясняется тем, что для данной симметрии зародыш сверхпроводящей фазы все время локализован в центральном S слое, что и находит своё отражение в 2D поведении [5]. Угловые зависимости $H_{c2}(\Theta)$ для этого образца также свидетельствуют о его двумерном поведении. На рис. 2б показаны подобные характеристики для двух температур вместе с теоретической зависимостью, рассчитанной по формуле Тинкхама для 2D плёнки [3]. Видно хорошее согласие между экспериментом и 2D моделью.

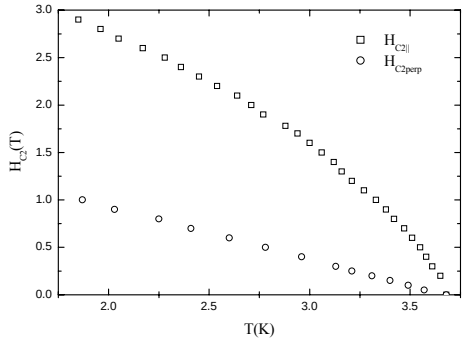


Рис. 2а. Температурная зависимость перпендикулярного и параллельного критического магнитного поля для образца Nb/Pd с $N_b = 9$.

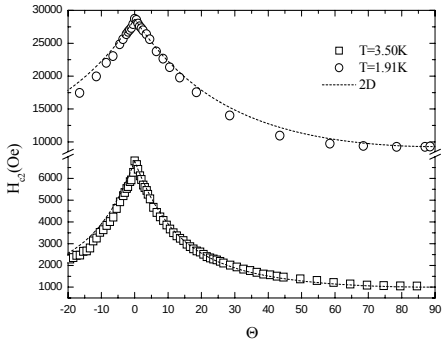


Рис. 2б. Угловые зависимости критического магнитного поля для образца Nb/Pd с $N_b = 9$, снятые при 2-х температурах.

Таким образом, симметрия образца оказывает существенное влияние на вид зависимостей $H_{c2}(T, \Theta)$, что, по-видимому, обусловлено изменением положения и формы зародыша сверхпроводящей фазы в образцах с разной симметрией.

1. G. Blatter, et al., Rev. Mod. Phys. 66, 1125 (1994).
2. W.E. Lawrence, S. Doniach, Proc. LT-12. Ed. E. Kanada (Keigaki, Tokyo, 1971) p.361.
3. M. Tinkham, Phys. Lett. 9, 217 (1964).
4. N. Takezawa, T. Koyama, M. Tachiki, Physica C 207, 231 (1993).
5. S.L. Prischepa et al. Microel. Engin. 69, 346 (2003); Phys. Rev. B 68, 212505 (2003).

Резонансные моды торцевого джозефсоновского контакта в поле магнитных частиц

А.В. Самохвалов,
Институт физики микроструктур РАН, 603950 Нижний Новгород, Россия

Выполнены расчеты резонансов Фиске в коротком джозефсоновском контакте на стыке тонких сверхпроводящих пленок, помещенный в периодическое поле цепочки магнитных наночастиц. Рассмотрены эффекты соизмеримости, обусловленные взаимодействием волны плотности джозефсоновского тока с резонансными высокочастотными электромагнитными модами контакта в присутствии периодической модуляции разности фаз, создаваемой магнитными частицами.

Экспериментальные исследования взаимодействия массива магнитных частиц с джозефсоновским переходом, показали наличие в такой гибридной системе явно выраженных эффектов соизмеримости, обусловленных взаимным влиянием магнитной (F) и сверхпроводящей (S) подсистем друг на друга [1]. При отсутствии эффекта близости между сверхпроводником и ферромагнетиком, дальнодействующее взаимодействие между F и S подсистемами осуществляется через поля рассеяния магнитных и вихревых структур [2]. Создаваемое частицами неоднородное магнитное поле частично проникает в сверхпроводник и область слабой связи, и вызывает модуляцию калибровочно-инвариантной разности фаз на переходе $\varphi(r)$, что приводит к особенностям квантовой интерференции [1,3]. Хорошо известно, что периодическая решетка амплитудных дефектов в области слабой связи существенно влияет на динамические свойства джозефсоновского перехода: на ВАХ контакта возникают дополнительные особенности (ступеньки) при резонансном взаимодействии плазменных волн и движущейся цепочки вихрей [4]. По аналогии, следует ожидать, что и периодическая модуляция разности фаз заметно меняет условия резонансного взаимодействия волны плотности сверхтока с электромагнитными модами контакта. В данной работе теоретически изучено влияние цепочки магнитных частиц на высокочастотные свойства торцевого джозефсоновского контакта.

Рассмотрим короткий джозефсоновский переход на стыке двух тонких сверхпроводящих пленок, толщина которых d много меньше лондоновской глубины проникновения магнитного поля в сверхпроводник λ, помешенный в периодическое поле цепочки точечных магнитных диполей $\mathbf{M} = M\,\mathbf{y}_0$, как показано на рис.1. Предполагая, что полный ток через переход складывается из сверхтока $I_c \sin(\varphi)$, нормального тока V/R и тока смещения $C\,dV/dt$ получим следующее уравнение для разности фаз $\varphi(r,t)$:

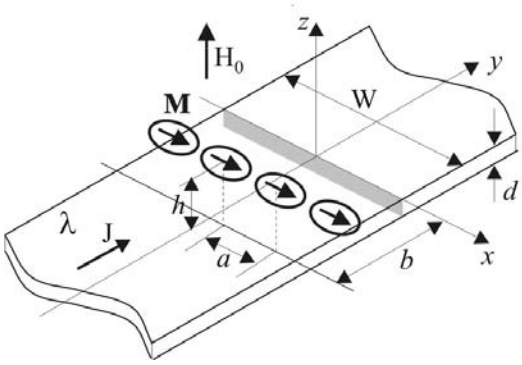


Рис. 1. Схема джозефсоновского перехода с цепочкой магнитных частиц.

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2}\left[\int dq\ \mathrm{e}^{-iqx}\,\phi(q,t)\,Q(q)\right] + \gamma^M(x) =$$
$$= \varepsilon\left[\sin\varphi + \partial^2\varphi/\partial t^2 + \alpha\,\partial\varphi/\partial t - \gamma_b\right], \quad (1)$$
$$Q(q) = \frac{4}{\pi^2\sqrt{4q^2-1}}\,\mathrm{arctg}\left(\frac{\sqrt{4q^2-1}}{1+2|q|}\right),$$

записанное в безразмерных переменных: $x \to x/\Lambda$, $t \to \omega_J t$. Здесь $\Lambda = \lambda^2/d$ - эффективная глубина проникновения, определяющая экранирующие свойства тонкой пленки сверхпроводника, а $\omega_J = (2eI_c/\hbar C)^{1/2}$ - характерная плазменная частота перехода. Параметр $\alpha = \beta_c^{-1/2}$ описывает затухание электромагнитных волн в переходе и может быть выражен через параметр МакКамбера-Стюарта β_c. Интегральное слагаемое в (1), где $\phi(q,t) = \int \varphi(x,t)\exp(iqx)$, учитывает нелокальную связь между током и разностью фаз в торцевом переходе, обычную для подобных пленочных систем [5]. Безразмерный коэффициент $\varepsilon = \Lambda\lambda/\lambda_J^2$ характеризует экранирующие свойства перехода, а $\gamma_b = I_b/j_c dW$ определяется внешним током I_b. Слагаемое $\gamma^M(x)$ описывает влияние магнитных частиц на переход, и для рассматриваемой геометрии может быть записано в виде:

$$\gamma^M(x) = 4\pi\mu\sum_{n=1}^{\infty} G_n\cos(nq_a x),\ q_a = \frac{2\pi}{a},\ \mu = \frac{M}{\Phi_0\Lambda}. \quad (2)$$

Выражения для амплитуд пространственных гармоник G_n и детали их вычисления приведены в работе [3]. Поскольку амплитуды G_n достаточно быстро спадают с ростом номера n, в дальнейшем ог-

раничимся гармонической зависимостью $\gamma^M(x)$, оставляя в (2) только слагаемое с $n=1$.

В предельном случае абсолютно непрозрачного перехода ($\varepsilon = 0$) из (1) легко определить распределение разности фаз $\varphi^M(x)$, индуцируемое в переходе магнитным полем цепочки магнитных частиц:

$$\varphi^M(x) = \varphi_a \cos(q_a x), \quad \varphi_a = 2\mu G_1 / q_a^2 Q(q_a). \quad (3)$$

Выполненные в [3] расчеты максимального сверхтока I_m через контакт показали, что в присутствии магнитных частиц зависимость I_m от внешнего магнитного поля меняется качественно: на фраунгоферовой картине появляются дополнительные максимумы, если магнитный поток эффективного поля H_0 через элементарную ячейку $S_a = 2\Lambda \times a$ равен целому числу квантов магнитного потока Φ_0:

$$f_a = \Phi_a / \Phi_0 = 1,2\ldots, \quad \Phi_a = H_0 S_a. \quad (4)$$

Для анализа динамических свойств короткого джозефсоновского перехода в поле магнитных частиц представим решение уравнения (1) в виде:

$$\varphi(x,t) = \omega t + \kappa x + \varphi^M(x) + \psi(x,t), \quad (5)$$

где частота $\omega = \gamma_b / \alpha$ определяется средним напряжением на контакте V_0 ($\omega = 2eV_0/\hbar\omega_J$), а $\kappa = 2\pi\Lambda^2 H_0/\Phi_0$ - пространственный масштаб волны джозефсоновсоко тока: $j \sim \sin(\kappa x)$. Полагая, что возмущение $\psi(x,t)$ мало из-за низкой добротности контакта ($\omega/\alpha \sim 1$), получим следующее уравнение относительно $\psi(x,t)$:

$$\varepsilon^{-1}\int dq\ \mathrm{e}^{-iqx}\psi_{xx}(q,t)\,Q(q) - \psi_{tt}(x,t) - \alpha\psi_t(x,t) = \sin\left(\omega t + \kappa x + \varphi_a \cos(q_a x)\right). \quad (6)$$

Решение (6), удовлетворяющее граничным условиям $\partial\psi(0,t)/\partial x = \partial\psi(w,t)/\partial x = 0$ следует искать, раскладывая $\psi(x,t)$ по нормальным модам перехода $q_l = l\pi/w$, где $w = W/\Lambda = m\cdot a$, $m = 1,2\ldots$:

$$\psi(x,t) = \mathrm{Im}\left\{\sum_l P_l\,\mathrm{e}^{i\omega t}\cos(q_l x)\right\}.. \quad (7)$$

Постоянный ток через джозефсоновский контакт I_{DC} как функция напряжения V_0 и магнитного поля H_0 определяется выражением

$$I_{DC} = I_0\left[\alpha\omega + \left\langle\overline{\psi(x,t)\cos(\omega t + \kappa x + \varphi_a \cos q_a x)}\right\rangle\right],$$

в котором следует выполнить усреднение по координате и времени. Окончательно можно получить следующее выражение, для ВАХ торцевого джозефсоновского контакта в поле магнитных частиц:

$$\frac{I_{DC}}{I_0} = \alpha\omega\left(1 + \frac{1}{4}\sum_l \frac{|F_l|^2}{(\omega^2 - \omega_l^2)^2 + \alpha^2\omega^2}\right), \quad (8)$$

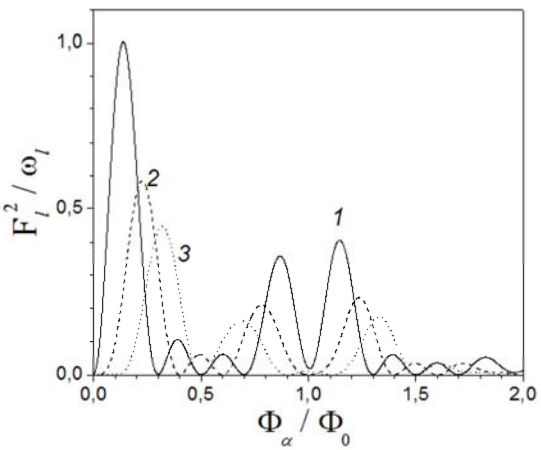


Рис. 2. Зависимость амплитуды ступеньки $|F_l|^2/\omega_l$ от величины магнитного потока $f_a = \Phi_a/\Phi_0$. Цифрой указан порядковый номер ступеньки $l = 1 \div 3$.

где $I_0 = j_c W d$, а зависящий от внешнего магнитного поля фактор F_l определяется выражением

$$F_l = \frac{2}{w}\int_0^w dx\cos(q_l x)\,\mathrm{e}^{i\kappa x + i\varphi_a \cos q_a x}.$$

При фиксированной величине внешнего поля H_0 выражение (8) представляет собой сумму лоренцевых линий с центрами при напряжениях

$$V_l = \left(\frac{\hbar\omega_J}{2e}\right)\omega_l, \quad \omega_l = q_l\sqrt{\frac{2\pi Q(q_l)}{\varepsilon}}, \ l = 1,2\ldots. \quad (9)$$

Заметим, что спектр линий неэквидистантный, что отражает специфические особенности дисперсии электромагнитных мод торцевого контакта. Зависимость амплитуды l-ступеньки от внешнего магнитного поля определяется фактором F_l и представлена на рис.2.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (№03-02-16774) и программы РАН «Квантовая макрофизика».

1. A. Y. Aladyshkin, A. A. Fraerman, S. A. Gusev, et al., JMMM 258-259, 406 (2003).

2. I. F. Lyuksyutov and V. Pokrovsky, Phys. Rev. Lett. 81, 2344 (1998).

3. А. В. Самохвалов, Письма в ЖЭТФ 78, 822 (2003).

4. А. А. Голубов, И. Л. Серпученко, А. В. Устинов, ЖЭТФ 94, 297 (1988); R. Fehrenbacher, V. Geshkenbein, and G. Blatter, Phys. Rev. B 45, 5450 (1992); M. Itzler and M. Tinkham, Phys. Rev. B 51, 435 (1995); B. Malomed and A. Ustinov, Phys. Rev. B 41, 254 (1990).

5. Ю. М. Иванченко, Т. К. Соболева, ФТТ 32, 2029 (1990); V. G. Kogan, V. V. Dobrovitski, J.R. Clem, et al., Phys. Rev. B 63, 144501 (2001).

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДА ЯКР Cu ДЛЯ ОЦЕНКИ КАЧЕСТВА ТЕКСТУРИРОВАННЫХ ВТСП-МАТЕРИАЛОВ

Ю.А. Сахратов, В.Л. Матухин, А.И. Погорельцев
Казанский Государственный Энергетический Университет, 420066 Казань, Россия
К.Л. Ковалев
Московский Авиационный Институт, 125993 Москва, Россия

За последнее время наблюдается существенный прогресс в технологии получения технических высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) с необходимыми эксплуатационными характеристиками [1]. В этой связи, актуально развитие неразрушающих методов контроля ВТСП-материалов. Эти методы нужны для дальнейшего улучшения и оптимизации материалов, создаваемых для прикладных целей. В настоящей работе предпринята попытка использовать ядерный квадрупольный резонанс (ЯКР) плоскостной меди для характеризации текстурированных ВТСП-материалов.

Нами были изучены три текстурированных образца – "чистый" $YBa_2Cu_3O_7$, и два образца с добавками – $Y_{1.5}Ba_2Cu_3O_{7.8}$ + 1% CeO_2 + 2.5% Ag_2O и $Y_{1.5}Ba_2Cu_3O_{7.8}$ + 1% PtO_2 + 2.5% Ag_2O. Применение добавок обусловлено стремлением улучшить прикладные свойства материалов. Известно [2], что Ag положительно влияет на механическую прочность материалов, когда замещает Cu в решетке 123 (критическая температура при этом не уменьшается). Добавки CeO_2 и PtO_2 увеличивают критическую плотность тока [3].

Измерения спектров ЯКР меди проводились с помощью широкодиапазонного когерентного импульсного ЯКР/ЯМР спектрометра при температуре 4.2 К. На рис. 1 представлены спектры всех трех образцов. Полная ширина на полувысоте линии ^{63}Cu(2) в чистом образце составляет 660 кГц, в образцах с добавками ширины линий примерно одинаковы и составляют 930 кГц. Видно, что в текстурированных образцах линии достаточно широкие. Для сравнения, ширина линии ^{63}Cu(2) в образцах $YBa_2Cu_3O_7$, полученных обычным методом твердофазного синтеза (нетекстурированные), варьировалась в пределах 350÷650 кГц [4, 5]. Помимо ширины, в образцах с добавками обращает на себя внимание форма линии ЯКР. Она асимметричная, с более пологим левым крылом. Такая асимметрия, но в меньшей степени, присутствует также и в большинстве нетекстурированных образцов $YBa_2Cu_3O_7$. Мы полагаем, что асимметрия обусловлена наличием в спектре пьедестала, шириной порядка 1.5÷2 МГц. Спектр пьедестала обязан ядрам меди, расположенным в областях с дефектами (например, вблизи добавок).

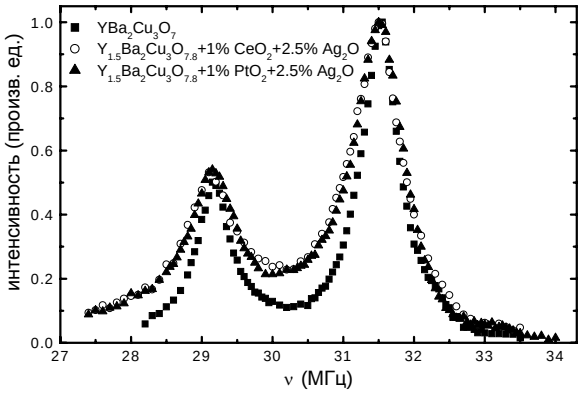


Рис. 1. Спектры ЯКР Cu(2) в текстурированных образцах при T = 4,2К.

Помимо спектров, во всех образцах была изучена спин-решеточная релаксация Cu(2). Кривые восстановления продольной намагниченности описывались функцией

$$\frac{M_0 - M(t)}{M_0} = \exp\left(-\left(\frac{t}{T_1}\right)^N\right),$$

где M_0 – равновесная намагниченность, $M(t)$ – продольная намагниченность через время t после насыщающего $\pi/2$-импульса, а параметр N характеризует степень распределения времен релаксации отдельных ядерных спинов: $N = 1$ для однородной системы, в которой все спины релаксируют с одинаковой скоростью, и $N < 1$ для неоднородной системы, в которой флуктуирующие поля, вызывающие релаксацию, неодинаковы на разных спинах. Кривые восстановления продольной намагниченности показаны на рис 2. Видно, что в нашем случае кинетика релаксации оказалась неэкспоненциальной, с $N \approx 0.5$. Времена T_1 приведены на рисунке. Обращает на себя внимание то, что в образце $Y_{1.5}Ba_2Cu_3O_{7.8}$ + 1% CeO_2 + 2.5% Ag_2O T_1 получи-

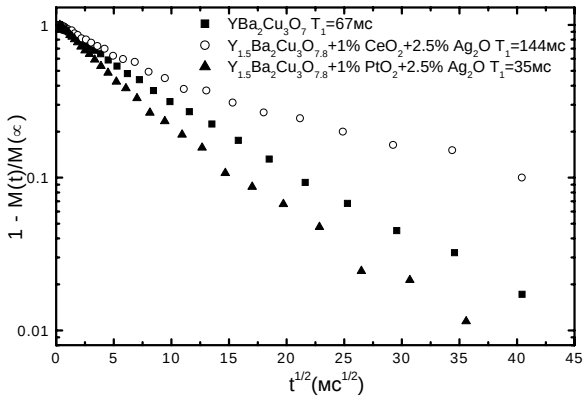


Рис. 2. Кривые восстановления продольной намагниченности ядер ^{63}Cu(2) при T = 4,2К.

лось самое длинное, даже больше, чем в чистом образце. Кинетика с $N \approx 0.5$ характерна и для нетекстурированных образцов $YBa_2Cu_3O_7$ при температуре жидкого гелия. Для сравнения T_1 в этих образцах варьируется в пределах 800÷2800 мс, т.е. на порядок больше.

Предварительные результаты показывают, что ЯКР может быть полезен для контроля качества текстурированных образцов.

1. Н.А. Черноплеков. *Сверхпроводниковые технологии: Современное состояние и перспективы практического применения* // Вестник РАН, т. 71, № 4, с. 303-319 (2001).

2. P. Diko, G. Krabbes and C. Wende. *Influence of Ag addition on crystallization and microstructure of melt-grown single-grain $YBa_2Cu_3O_7$ bulk superconductors* // Supercond. Sci. Technol., т. 14, 486–495 (2001).

3. M.P. Delamare, I. Monot, J. Wang, J. Provost and G. Desgardin. *Influence of CeO_2, $BaCeO_3$ or PtO_2 additions on the microstructure and the critical current density of melt processed YBCO samples* // Supercond. Sci. Technol., т. 9, 534–542 (1996).

4. А.В. Дуглав, М.В. Ерёмин, Ю.А. Сахратов, А.В. Савинков. *Температурная зависимость ширины линии ЯКР Cu(2) в $YBa_2Cu_3O_{7-y}$* // Письма в ЖЭТФ, т. 74, вып. 2, стр. 108-111 (2001).

5. А.И.Погорельцев, Матухина Л.Е., Ковалев Л.К., Ковалев К.Л., Матухин В. Л., Невхзоров Н.А. *Исследование текстурированной керамики YBCO методом ядерного квадрупольного резонанса* //Проблемы энергетики, №3-4, стр. 78-82(2002).

Особенности пиннинга и микроволнового поглощения в тонких пленках ВТСП

Ю.И. Таланов
Физико-Технический институт им. Е.К. Завойского КНЦ РАН, 420029 Казань, Россия
С.Л. Царевский, Т.С. Шапошникова
Казанский государственный университет, 420018 Казань, Россия

Регистрация петли гистерезиса микроволнового поглощения (МВП) при изменении направления развертки магнитного поля широко используется для исследования эффектов пиннинга в высокотемпературных сверхпроводниках (см. например [1-3]). В связи с тем, что при измерениях МВП на спектрометре ЭПР на образец накладывается суперпозиция трех полей, меняющихся с разной частотой, для получения достоверной информации о свойствах вихревой системы с помощью этого инструмента необходимо применение теоретической модели, адекватно отражающей процессы, происходящие в образце в ходе измерений. Теоретическая модель гистерезиса МВП для массивных сверхпроводников была разработана в работах [2,3]. В них рассмотрена динамика вихрей, колеблющихся под действием микроволнового поля с частотой ω_1 (ω_1~10^{10} Гц) относительно положения равновесия, которое определяется потенциалом пиннинга и медленно изменяющимся полем H_a , модулированным с частотой ω_m (ω_m~100 кГц). С помощью этой модели удалось описать основные особенности гистерезиса МВП в кристаллах ВТСП-соединений с сильным пиннингом. Однако, гистерезис в тонких сверхпроводящих пленках ($d<\lambda$, d – толщина пленки, λ – глубина проникновения магнитного поля) проявляет необычные свойства, которые не поддаются описанию в рамках предложенных моделей [2,3]. К главным особенностям гистерезиса в пленках относятся: 1) смена знака гистерезиса при увеличении поля; 2) немонотонная и неоднозначная зависимость величины гистерезиса от амплитуды модуляции внешнего поля.

Как нам удалось показать, необычные свойства гистерезиса МВП обусловлены тем обстоятельством, что в тонких пленках вихри находятся в существенно разных (по величине и форме) потенциальных ямах. Причина этого заключается в том, что случайное распределение естественных и/или искусственных дефектов (центров пиннинга, ЦП) не усредняется, как это было в толстых образцах, на большой длине вихревой нити. Вследствие этого суммарная петля гистерезиса МВП является суперпозицией многих вкладов, имеющих разные функциональные зависимости от величины поля и амплитуды модуляции. Это и приводит к немонотонной и неоднозначной петле гистерезиса. Данная работа посвящена разработке и проверке теоретической модели гистерезиса МВП тонких сверхпроводящих пленок. В основу модели положена динамика вихрей, захваченных центрами пиннинга, имеющими существенно различный потенциальный профиль. Рассчитанные кривые сравниваются с экспериментальными петлями МВП, полученными на тонких пленках $Bi_2Sr_2CaCu_2O_x$ (Bi-2212).

Мы изучали гистерезисное микроволновое поглощение на пленках Bi-2212, толщиной 200 нм, осажденных на полированную подложку, вырезанную из монокристалла $LaAlO_3$. Для создания хаотически распределенных колончатых центров пиннинга пленки подвергались облучению в пучке ионов урана, разогнанных в ускорителе до энергии 1.4 ГэВ. При измерениях МВП пленка ориентировалась плоскостью перпендикулярно внешнему постоянному магнитному полю H_a, а микроволновое поле H_1 было параллельно ей. Помещенная в резонатор спектрометра ЭПР пленка предварительно охлаждалась от $T>T_c$ до температуры измерений в фиксированном магнитном поле H_i, близком к 0. Затем производилась развертка внешнего поля со скоростью около 50 Э/с от H_i до 5 кЭ и обратно с одновременной регистрацией сигнала МВП.

Облученные пленки содержат радиационные дефекты в форме цилиндров диаметром D, с осью, перпендикулярной плоскости пленки, распределенные случайным образом, со средним расстоянием между дефектами, зависящим от дозы облучения $l \approx \sqrt{\Phi_0 / B_\Phi}$ (Φ_0 - квант магнитного потока, B_Φ - условное поле, соответствующее дозе облучения). К примеру, при дозе облучения B_Φ=2 Т среднее расстояние между дефектами l ~ 300 Å. Так как вихревые токи вокруг нормальной сердцевины простираются на расстояние порядка λ (в Bi-2212 $\lambda_0 \cong 2000$ Å), то при такой большой концентрации дефектов в область протекания экранирующих токов одного вихря попадают примерно 20-30 центров пиннинга. Поэтому необходимо учитывать взаимодействие вихря не только с тем центром пиннинга, на котором он закреплен, но и с соседними. Влияние соседних дефектов приводит к уширению и деформации потенциала пиннинга. Причем форма, ширина и глубина потенциальной ямы зависит от взаимного расположения «центрального» (т.е. содержащего вихрь) и ближайших «пустых» центров пиннинга. В предложенной нами модели рассматривается образование следующих типичных конфигураций пиннингующих комплексов (см. Рис.1) и соответствующих им потенциалов пиннинга: 1) когда соседние ЦП располагаются на достаточном удалении от запиннингованного вихря, образуется узкая одиночная симметричная потенциальная яма $U_{s0}(u)$; 2) когда соседние ЦП – близко и

на равных расстояниях от центрального ЦП, потенциал пиннинга – широкий и симметричный, $U_{s1}(u)$; 3) когда соседние ЦП распределены неравномерно, причем левый ЦП – дальше, чем правый, то получается широкая асимметричная потенциальная яма $U_a^+(u)$; 4) разное удаление соседних ЦП, причем правый ЦП – дальше, чем левый, также приводит к образованию широкой асимметричной ямы $U_a^-(u)$; 5) двойная асимметричная потенциальная яма $U_a^d(u)$ образуется, когда вихрь пиннингуется либо в левой, либо в правой части ямы в зависимости от направления развертки магнитного поля.

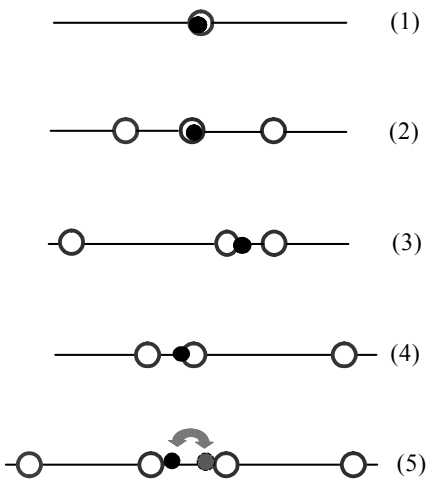


Рис.1. Возможные конфигурации взаимного расположения центров пиннинга (белые кружки) и вихрей (черные кружки).

Расчеты показали, что микроволновая мощность, поглощаемая вихрем в симметричной потенциальной яме, пропорциональна квадрату плотности тока $(j/j_c)^2$, а в асимметричной яме – линейная пропорциональность: $P \sim \pm(j/j_c)$. Чтобы найти выражение для мощности, поглощаемой всеми вихрями образца, надо просуммировать по их распределению, как это делалось в работе [3]. При этом мы полагаем, что потенциальные ямы всех типов распределены по образцу равномерно. Для того чтобы задать форму потенциала пиннинга, мы использовали отрезок синусоиды для симметричных ям и отрезок кубической параболы для асимметричных ям. Их аналитические выражения и определение параметров приведены в работе [4].

На Рисунке 2 представлено сравнение петель гистерезиса МВП, рассчитанных с помощью теоретической модели, рассмотренной выше, с экспериментальными петлями, полученными при измерениях МВП тонкой облученной пленки Bi-2212 при температуре 32 K и разных амплитудах модуляции внешнего магнитного поля (0.4 Э, 1.0 Э и 2.0 Э). Видно, что теоретические кривые хорошо повторяют все характерные черты экспериментальных петель. Для случаев с малой модуляцией, 0.4 Э и 1.0 Э, наблюдается и количественное согласие. Это может свидетельствовать в пользу модели, использованной для расчетов. В то же время, заметное расхождение рассчитанной и экспериментальной кривых в больших полях при H_m=2.0 Э служит основание для проведения более тщательного анализа возможных форм и параметров потенциалов пиннинга и их распределения по сверхпроводнику. Это планируется сделать в следующих работах.

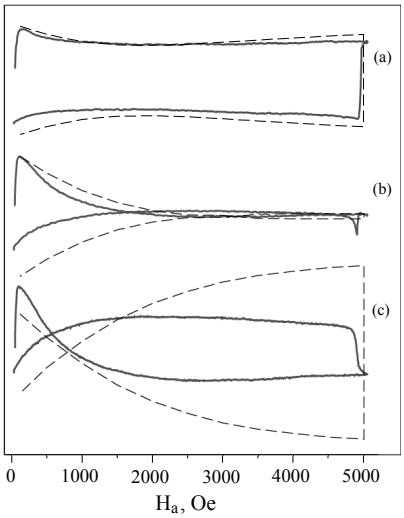


Рис.2. Петли гистерезиса МВП тонкой пленки Bi-2212, полученные при разных величинах амплитуды модуляции поля: 0.4 Э, 1.0 Э, 2.0 Э. T=32K. Пунктирные линии рассчитаны с помощью теоретической модели

Необходимо отметить, что потенциальные ямы различного типа могут присутствовать и в необлученных пленках ВТСП, так как размеры неоднородностей распределения точечных центров пиннинга могут существенно превысить толщину пленки. Следствием этого может быть образование потенциалов пиннинга различной величины и симметрии. Поэтому рассмотренная выше модель применима и в таком случае.

Настоящая работа поддержана грантами CRDF (REC 007), РФФИ (№ 03-02-96230), фонда НИОКР АНТ (№ 06-6.2-234), Российского министерства промышленности и науки (гос. контракт № 40.012.1.1.1356).

1. M. Pozek, A. Dulčić, B. Rakvin, Phyica C 197, 175 (1992).
2. C. Kessler, B. Nebendahi, D.-N. Peligrad, *et al.*, Physica C 219, 233 (1994).
3. T. Shaposhnikova, Yu. Vashakidze, R. Khasanov, Yu. Talanov, Physica C 300, 239 (1998).
4. S. Tsarevskii, T. Shaposhnikova, Yu.Talanov, J. Superconductivity, *to be published*.

Применение кратковременного плавления ВТСП-керамик (лазером, электрическим током, инфракрасными лампами) для улучшения их функциональных характеристик

Б.П. Михайлов
Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН
Г.Н. Михайлова, А.В. Троицкий
Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

Открытие сверхпроводников с T_c>77 дало надежду на их скорое применение в современной технике. Однако из-за сложного химического состава, низкой технологичности, необходимости текстурирования и уплотнения, поддержания узкого интервала концентраций катионов и особенно анионов (кислорода), а также слабых межзеренных связей изготовление ВТСП проводников с высоким уровнем критического тока при T>77 К, особенно в магнитных полях, по настоящее время остается нерешенной проблемой.

В докладе представлены результаты повышения критического тока материалов на основе ВТСП соединений (Y-123, Bi-2212, Bi-2223) за счет их кратковременного плавления и последующей рекристаллизации, полученные в течение последних нескольких лет коллективом ученых ИМЕТ, ИОФ РАН и химфака МГУ. Основная цель кратковременного плавления заключается в

-уплотнении ВТСП-керамики,

-ее текстурировании,

-формировании дополнительных несверхпроводящих выделений (центров пиннинга) в ВТСП матрице,

-усилении межзеренных связей.

При этом применены кратковременное плавление, аморфизация и последующая рекристаллизация указанных соединений, в том числе, содержащих малые добавки наноразмерных порошков карбидов и нитридов тугоплавких соединений.

Плавление исходно синтезированных керамических ВТСП соединений и их последующая аморфизация осуществлены различными источниками теплового воздействия (инфракрасными и лазерными источниками, а также электрическим током) [1-5]. Выбор указанных источников нагрева связан с их высокой скоростью нагрева и последующего резкого охлаждения. При этом опробованы различные температурно-временные режимы плавления и рекристаллизации. Использованы различные мощности нагревательных источников, различная продолжительность выдержки в расплавленном состоянии, различные скорости сканирования луча и др.

На разных этапах после плавления и термообработки исследован фазовый состав (РФА), микроструктура, морфология зерен сверхпроводящей матрицы и несверхпроводящих фаз, плотность керамики, текстура, исследованы функциональные характеристики (T_c, $J_c(T)$ и др.) На рис. 1 а-г представлена микроструктура керамик Y-123 и Bi-2223 в исходном состоянии и после кратковременного подплава. Исследования проведены на образцах керамик различного состава и различной конфигурации (объемных пластинах, кольцах), а также на лентах и проводах, содержащих ВТСП керн.

В результате проведенных исследований установлена возможность многократного (>3-5) повышения плотности критического тока на объемных керамиках при температурах 60-70 К (рис.2). При T=20 К было зафиксировано увеличение плотности критического тока керамики Bi(2223) в 40 раз.

Именно благодаря быстрому нагреву и последующему резкому охлаждению в указанных ВТСП соединениях возможно предотвращение распада на несверхпроводящие соединения при плавлении. После проведения рекристаллизационной термообработки в аморфизированной фазе полностью восстанавливается кристаллическая решетка ВТСП соединений. В тех случаях, когда аморфизации из-за длительного процесса плавления не происходит и ВТСП фаза распадается на несколько несверхпроводящих фаз, восстановление исходной ВТСП фазы требует длительных термообработок.

В докладе также приведены данные о возможности использования лазерной сварки ВТСП керамических пластин [6]. При этом сверхпроводящие характеристики объема керамики, находящегося в зоне сварного шва, практически не отличаются от свойств свариваемых пластин. Применение лазерной сварки ВТСП керамик открывает новые возможности для создания сверхпроводящих экранов сложной конфигурации, резонаторов и т.д.

1. Б.П. Михайлов, П. Гутька, И. Освальд, Я. Пишта, Письма в ЖТФ 18, 47 (1992).

2. Б.П. Михайлов, А.Р. Кадырбаев, Неорган. материалы 31, 247 (1995).

3. А.Л. Михайличенко, Г.Н. Михайлова, А.М. Прохоров, и др., Квантовая электроника 23, 715 (1996).

4. И.С. Шаплыгин, Г.А. Халилов, Б.П. Михайлов, Э.А. Тищенко, В.Б. Лазарев, Неорган. Материалы 30, 258 (1994).

5. Г.Н. Михайлова и А.В. Троицкий. Квантовая электроника 33, 621 (2003).

6. G.N. Mikhailova, B.P. Mikhailov and A.V. Troitskii. Laser Phys. Lett., 1, 525 (2004).

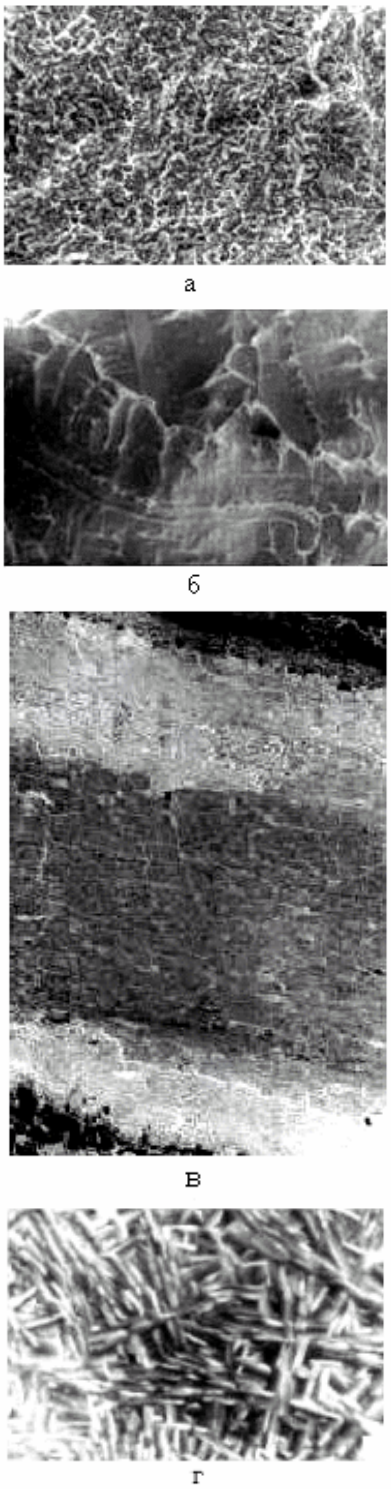


Рис.1. Микроструктура ВТСП после кратковременного плавления и отжига: а – неплавленная керамика, б – после плавления в оболочке электрическим током, в – после плавления инфракрасной лампой, г – после плавления лазером. Фото а, б, в – Y-123; г – Bi-2223.

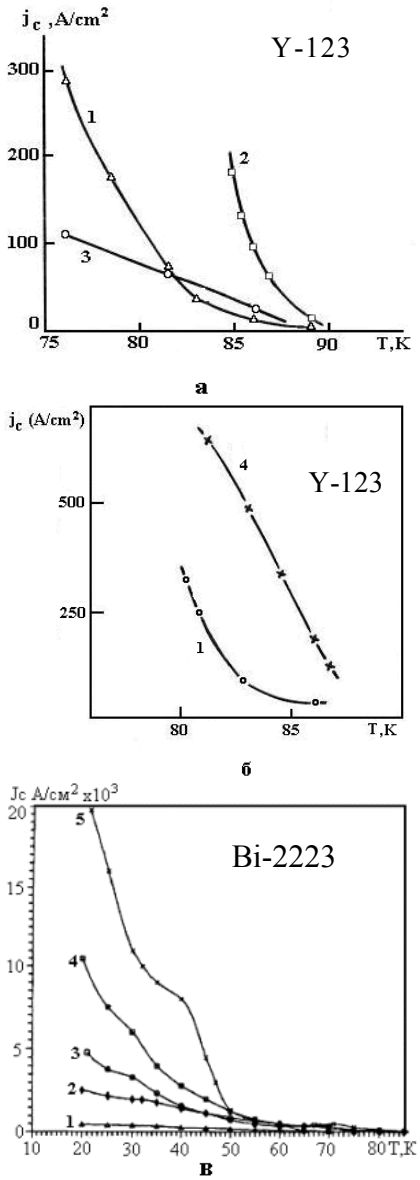


Рис. 2. Зависимости $J_c(T)$ для ВТСП-керамик после кратковременного плавления электрическим током (а), инфракрасной лампой (б) и лазером (в). 1 – исходные образцы. 2-5 – после плавления и термообработки.

Вынужденное движение вихрей в джозефсоновском переходе, расположенном между двумя волноводами

С.Г. Успенский, А.С. Малишевский, В.П. Силин, С.А. Урюпин
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Для джозефсоновского перехода (ДП), магнитосвязанного с двумя плоскими волноводами, находящимися по обе стороны ДП, установлена связь транспортного тока со скоростью вихря, движущегося в ДП.

Изучение вихрей в слоистых джозефсоновских структурах давно привлекает внимание специалистов (см., например, [1-3]). Свойства вихрей в слоистых структурах могут существенно отличатся от их свойств в одиночном ДП [4,5]. Появление новых свойств обусловлено не только изменением пространственного распределения магнитного поля вихрей [4], но и возможностью генерации электромагнитных полей вне ДП движущимися вихрями [6,7]. С целью дальнейшего изучения возможности управления свойствами вихрей в настоящем сообщении описано движение вихря, в слоистой структуре, состоящей из ДП, связанного с двумя плоскими волноводами.

Структура состоит из тонкого несверхпроводящего слоя с диэлектрической постоянной ε и проводимостью σ, расположенного в области $-d < x < d$, и двух несверхпроводящих волноводов с диэлектрическими постоянными ε_1 и ε_2 и проводимостями σ_1 и σ_2, расположенных в областях $-L_1 - d - 2d_1 < x < -L_1 - d$ и $L_2 + d < x < L_2 + d + 2d_2$ соответственно. Несверхпроводящие слои разделены сверхпроводящими слоями, имеющими толщины L_1 и L_2 и лондоновскую длину λ. В областях $x < -L_1 - d - 2d_1$ и $x > L_2 + d + 2d_2$ также расположены сверхпроводники с лондоновской длиной λ. При этом полагаем толщины волноводов достаточно большими, чтобы пренебречь сверхпроводящим туннельным током через них. В этом случае о данной системе можно говорить как о ДП, расположенном между двумя волноводами.

Ограничимся рассмотрением вихревых структур, движущихся вдоль оси Oz с постоянной скоростью v. Для поддержания такого движения вдоль оси Ox через ДП и оба волновода пропускается транспортный ток плотностью j. В этом случае уравнение для разности фаз $\psi(\zeta = z - \mathrm{v}t)$ волновых функций в сверхпроводниках, разделенных ДП, имеет вид:

$$\sin\psi(\zeta) - k_j^{-2}(\mathrm{v})\psi''(\zeta) + \frac{j}{j_c}\frac{1}{I(\mathrm{v})} = \frac{\mathrm{v}\beta(\mathrm{v})}{\omega_j^2}\psi'(\zeta), \quad (1)$$

где $\beta(\mathrm{v})$ – положительная величина, характеризующая диссипацию энергии в ДП и волноводах, $k_j^{-1}(\mathrm{v})$ – характерный размер вихря вдоль оси Oz, а явный вид функции $I(\mathrm{v})$ зависит от скорости движения вихря v.

В случае отсутствия диссипации и транспортного тока уравнение (1) описывает свободно движущиеся вихри. В этом случае решение уравнения (1), которое представляет собой движущийся с постоянной скоростью v устойчивый элементарный вихрь (2π-кинк), имеет вид:

$$\psi(\zeta) = 4\mathrm{arctg}\{\exp[k_j(\mathrm{v})\zeta]\}. \quad (2)$$

Это решение описывает вихрь только в том случае, когда функция $k_j(\mathrm{v})$, является действительной, что накладывает ограничение на возможные скорости движения вихря. При отсутствии волноводов вихрь может двигаться в ДП только со скоростями, которые меньше скорости Свихарта ДП: $\mathrm{v} < V_s$. Под влиянием волноводов условия существования вихрей изменяются. Тогда, когда скорости Свихарта в волноводах V_{s1} и V_{s2} превосходят скорость Свихарта V_s в ДП, благодаря наличию двух волноводов появляются две дополнительные области скоростей, в которых разрешено движение более быстрых вихрей со скоростями $\mathrm{v} > V_s$. Если $V_{s2} > V_s > V_{s1}$, то существует лишь одна область скоростей, в которой возможен быстрый вихрь, а в области $\mathrm{v} < V_s$ из-за влияния волновода со скоростью Свихарта V_{s1} появляется запрещенная зона скоростей. Наконец, если $V_s > V_{s1}, V_{s2}$, то влияние обоих волноводов приводит к появлению двух запрещенных зон скоростей в области $\mathrm{v} < V_s$.

Рассмотрим теперь влияние малых потерь на движение вихрей. Решая (1) имеем для величины плотности тока, необходимого для поддержания вынужденного движения вихря:

$$\frac{j(\mathrm{v})}{j_c} = \frac{4}{\pi}\frac{\beta(\mathrm{v})\mathrm{v}k_j(\mathrm{v})}{\omega_j^2} I(\mathrm{v}). \quad (3)$$

Обсудим случай, когда скорость Свихарта ДП много меньше соответствующих скоростей волноводов: $V_s << V_{s1} << V_{s2}$. В пределе слабой связи между волноводами и ДП вихрь может двигаться в широкой области скоростей $\mathrm{v} < \mathrm{v}_0 \approx V_s\,[1 - (S_{01}S_{10} + S_{02}S_{20})/2]$ и в двух сравнительно узких областях скоростей быстрого вихря

$$\tilde{\mathrm{v}}_i \approx V_{si} < \mathrm{v} < \mathrm{v}_i \approx V_{si}\left(1 + S_{0i}S_{i0}V_s^2/2V_{si}^2\right).$$

Здесь $i = 1,2$ для первого и второго быстрого вихря соответственно, S_{0i} – малые константы связи, описывающие влияние на ДП первого ($i = 1$) и второго ($i = 2$) волноводов, а S_{i0} – малые константы связи, описывающие влияние ДП на первый и

второй волноводы. Связь тока со скоростью быстрых вихрей описывается формулой вида (3), где

$$\beta(\mathrm{v}) \approx \beta + \beta_i S_{0i} S_{i0} \frac{V_s^2}{4(\mathrm{v}-V_{si})^2} ,$$

$$k_j(\mathrm{v}) \approx \frac{\omega_j}{V_{si}} \sqrt{\frac{\mathrm{v}-V_{si}}{\mathrm{v}_i - \mathrm{v}}} , \qquad (4)$$

$$I(\mathrm{v}) \approx \left(1 + S_{i0} \frac{V_{si}}{2(\mathrm{v}-V_{si})}\right)^{-1} .$$

Здесь β и β_i описывают диссипацию энергии в ДП и в i–ом волноводе. Из (3) и (4) следует, что внутри зоны разрешенного движения зависимость тока от скорости быстрого вихря имеет локальный минимум, который значительно меньше критического тока j_c.

Рассмотрим теперь движение вихря под действием транспортного тока в случае, когда скорость Свихарта одного из волноводов много меньше скорости V_s: $V_{s1} << V_s << V_{s2}$. В пределе слабой связи между волноводами и ДП, в таком случае для области скоростей разрешенного движения медленного вихря $0 < \mathrm{v} < \mathrm{v}_1 \approx V_{s1}(1 - S_{01}S_{10}/2)$ можно написать:

$$I(\mathrm{v}) \approx \left(1 - S_{10} \frac{V_{s1}^2}{V_{s1}^2 - \mathrm{v}^2} - S_{20} \frac{\mathrm{v}_1^2 - \mathrm{v}^2}{V_{s1}^2 - \mathrm{v}^2}\right)^{-1} . \qquad (5)$$

Поскольку $\beta(\mathrm{v})$ и $k_j(\mathrm{v})$ величины заведомо положительные то, согласно (3) и (5), в области разрешенного движения $0 < \mathrm{v} < \mathrm{v}_1$ возможно изменение знака тока. Ток принимает отрицательное значение в области скоростей

$$V_{s1}\sqrt{1-S_{10}} \approx V_{s1}(1 - S_{10}/2) < \mathrm{v} < \mathrm{v}_1 .$$

На рисунке 1 представлен график зависимости тока от скорости для случая $V_s=3V_{s1}$ и $V_{s2}=2V_{s1}$, $S_{01}=S_{10}=S_{02}=S_{20}=0.3$, $\beta=\beta_1=\beta_2=10^{-5}\omega_j$. Легко видеть, что вблизи правой границы области разрешенного движения $\mathrm{v} < \mathrm{v}_1$ есть участок с отрицательным током. Появление подобного

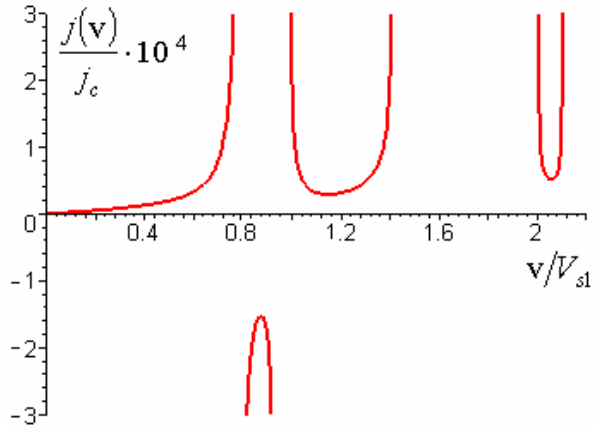


Рис. 1. Зависимость плотности транспортного тока от скорости вихря.

участка на графике означает, что под действием транспортного тока, протекающего вдоль оси Ox, вихрь движется против оси Oz, то есть в обратном направлении. Этот эффект можно объяснить, если рассмотреть структуру магнитного поля движущегося вихря. На рисунке 2 представлено магнитное поле вихря, движущегося со скоростью $\mathrm{v} < \mathrm{v}_1 \sim V_{s1}$ в той части разрешенной области скоростей, которая непосредственно примыкает к скорости Свихарта первого волновода. Можно видеть, что большая часть магнитного поля в структуре изменила свое направление на противоположное. Таким образом, сила Лоренца, действующая на вихрь, изменила свое направление, что и привело к движению вихря в обратном направлении.

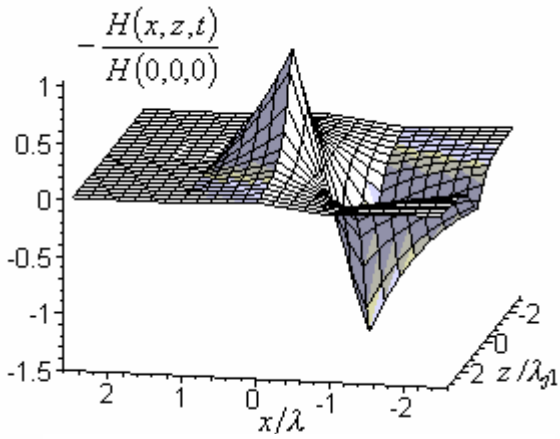


Рис. 2. Структура магнитного поля вихря, имеющего скорость $\mathrm{v} = 0.85\ V_{s1}$.

Работа выполнена при поддержке грантов Президента РФ НШ-1385.2003.2, МК-1809.2003.02 и в рамках Федеральной целевой научно-технической программы (государственный контракт № 40.012.1.1.1357 от 22.04.2003).

1. Yu. S. Kivshar, B. A. Malomed, Phys. Rev. B 37, 9325 (1988).
2. N. G. Grønbech-Jensen, M. R. Samuelsen, P. S. Lomdahl, J. A. Blackburn, Phys. Rev. B 42, 3976 (1990).
3. E. Goldobin, A. Wallraff, N. Thyssen, A. V. Ustinov, Phys. Rev. B 57, 130 (1998).
4. S. Sakai, P. Bodin, and N. F. Pedersen, J. Appl. Phys. 73, 2411 (1993).
5. S. Sakai, A. V. Ustinov, H. Kohlstedt et al., Phys. Rev. B 50, 12905 (1994).
6. V. V. Kurin, A. V. Yulin, Phys. Rev. B 55, 11659 (1997).
7. A. S. Malishevskii, V. P. Silin, S. A. Uryupin, Phys. Lett. A 306, 153 (2002).

Критический ток сверхпроводящих пленок

А.Ю. Цветков, Г.Ф. Жарков, А.Н. Лыков
Физический институт им. П.Н.Лебедева, 119991, Москва

Поведение массивных сверхпроводников в магнитном поле изучалось на основе системы нелинейных уравнений Гинзбурга-Ландау [1] во многих работах [2-6]. В данной работе, на основе безвихревого подхода (в рамках которого критический ток эквивалентен термодинамическому току распаривания), изучалось критическое состояние сверхпроводящей пластины, помещенной во внешнее магнитное поле параллельное ее поверхности, и несущей транспортный ток направление которого перпендикулярно направлению внешнего магнитного поля. Дополнительный интерес к данному направлению придают исследования, показавшие, что критический ток пленок, изготовленных на основе нового сверхпроводящего материала MgB_2 [7], близок к термодинамическому току распаривания

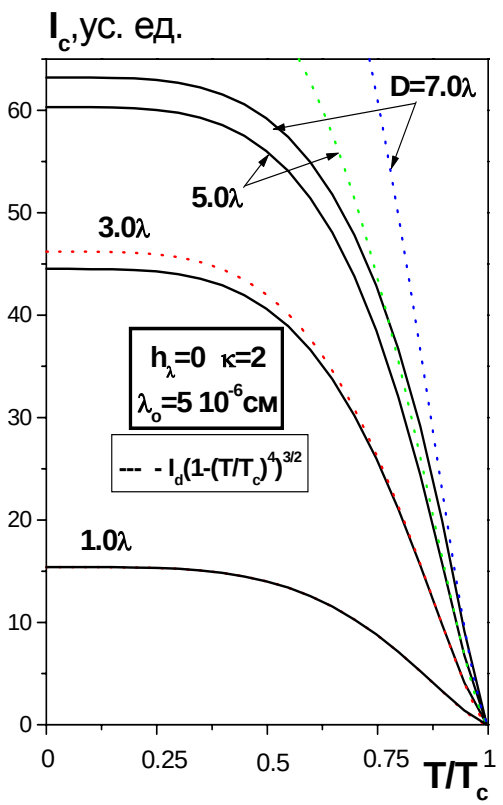


Рис.1. Зависимость критического тока от температуры для разных значений толщины пластины D в отсутствии внешнего магнитного поля (значения указаны на графике).

Гинзбурга-Ландау, значение которого оценивается из теории Гинзбурга-Ландау в приближении постоянного параметра порядка [8]:

$$I_c = \frac{1}{3\sqrt{6}} \frac{c}{\pi} H_{cm} \frac{D}{\lambda(T)}, \qquad (1)$$

где H_{cm} -термодинамическое критическое поле, λ -лондоновская глубина проникновения поля и c– скорость света в вакууме, а D-толщина пластины. Это соотношение получено для предельного случая $D << \lambda, \xi$, где ξ - длина когерентности.

Основной результат работы представлен на рис.1, где показаны температурные зависимости термодинамического тока распаривания, полученного на основе точного численного решения уравнений (2,3) для сверхпроводящих тонких пластин различной толщины D. Вычисления производились для случая $H = 0$ и $\kappa = 2$. Сплошными линиями показаны зависимости, полученные на основе расчетов. Пунктирными линиями показаны зависимости, полученные с помощью соотношения (1). Видно, что результаты, полученные на основе решения задачи (2-6), хорошо (с точностью до нескольких процентов) согласуются с (1) вплоть до $D \approx \lambda$. Отметим, что переход в нормальное состояние при $D \le \lambda$ характеризуется равномерным подавлением сверхпроводящего параметра порядка $\psi(x_\lambda) = const$ по всему поперечному сечению пластины, как следствие, плотность критического тока не зависит от толщины пластины вплоть до $D \approx \lambda$. Увеличение толщины пластины приводит к отклонению распределения сверхпроводящего параметра порядка от равномерного. Следовательно, расчетное значение критического тока уменьшается по сравнению с критическим током, полученным на основе зависимости (1) (рис.1, $D = 3\lambda, 5\lambda, 7\lambda$) во всем температурном интервале. Полученный результат, на наш взгляд, может помочь пониманию природы явлений, происходящих в тонких пленках на основе MgB_2 [7], для которых получены экспериментальные значения критического тока, сравнимые с током распаривания.

Также в данной работе обнаружено и проанализировано сложное поведение $I_c(T)$ в присутствии внешнего магнитного поля для $D \le 0.5\lambda$. Оно заключается в том, что с уменьшением толщины пластины до $D \approx 0.3\lambda$ наблюдается увеличение критического тока, а при дальнейшем уменьшении толщины критический ток уменьшается. Такое поведение $I_c(T)$ связано с тем, что переход сверхпроводящей пластины в нормальное состояние может осуществляться разными способами.

Данная работа была выполнена при финансовой поддержке Министерства промышленности, науки и технологий Российской Федерации в рамках госконтрактов №40.012.1.1.1357 и Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 02-02-16285) и Российско- Украинского проекта «Эталон».

1 .В. Л. Гинзбург, Л. Д. Ландау, ЖЭТФ 10, 1064 (1950).

2. H. J. Fink, A. G. Presson, Phys. Rev. 151, 219 (1966)

3. V. V. Moshchalkov, X. G. Qiu, V. Bruyndoncx, Phys. Rev. B55, 11793 (1997).

4. P. S. Deo, V. A. Shweigert, F. M. Peeters, A. K. Geim, Phys. Rev. Lett. 79 4653 (1997).

5. V. A. Schweigert, F. M. Peeters, Phys. Rev. B57, 13817 (1998).

6. Zharkov G.F., Zharkov V.G. and Tsvetkov A.Yu. Phys. Rev. B61, 12293 (2000).

7. Milind N. Kunchur, Cheng Wu, Daniel H. Arcos, Boris I. Ivlev, Eun-Mi Choi, Kijoon H.P. Kim, W. N. Kang, Sung-Ik Lee, Phys. Rev. B68, 100503 (2003).

8. В.Л. Гинзбург, ДАН СССР 118, 464 (1958).

Сверхпроводниковые токоограничители для энергосистем

Ш.И. Лутидзе, Л.С. Флейшман
ОАО «Энергетический институт им. Г.М. Кржижановского», 119991, Москва, Россия
В.А. Мальгинов, А.В. Мальгинов
Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия
И.И. Акимов, А.К. Шиков
ФГУП «Всероссийский НИИ Неорганических материалов им. А.А.Бочвара», 123060, Москва, Россия

Рассмотрен принцип действия токоограничивающих устройств энергетического назначения со сверхпроводниковым нелинейным резистором. Приведены результаты численных расчетов электромагнитных процессов в цепях с токоограничителем такого типа. Описана конструкция лабораторного макета токоограничителя с использованием композитного ВТСП провода и приведены результаты экспериментов.

Рост уровней токов короткого замыкания (КЗ) предъявляет повышенные требования к обеспечению электродинамической и термической стойкости электротехнического оборудования и надежности его работы в режимах КЗ.

Особенно актуальной эта проблема становится для сверхпроводникового (СП) электрооборудования: СП трансформаторов, СП генераторов, СП линий электропередачи и т.д. Внутренние сопротивления СП электрооборудования по сравнению с их значениями у традиционного оборудования значительно снижены, вследствие чего токи КЗ могут принимать недопустимо высокие значения.

К средствам ограничения токов КЗ относятся токоограничители (ТО). Основное требование к ТО заключается в том, что ударное и установившееся значение тока КЗ в электрической сети, в которой он установлен, не должно превышать предельно допустимой величины. Кроме того, ТО не должен негативно сказываться на параметрах электроэнергетической системы при нормальном режиме работы.

Эффективным способом ограничения токов КЗ является использование сверхпроводниковых токоограничителей (СПТО). Принцип действия быстродействующих СПТО, рассмотренных в настоящей работе, основан на нелинейности вольтамперной характеристики (ВАХ) сверхпроводника, сопротивление которого меняется в зависимости от величины тока [1].

Схема индуктивного СПТО переменного тока трансформаторного типа с ВТСП нелинейным резистором в качестве нагрузки вторичной обмотки трансформатора приведена на рис. 1. Нелинейный элемент в СПТО выполнен в виде СП резистора с малой индуктивностью. В нормальном режиме сети

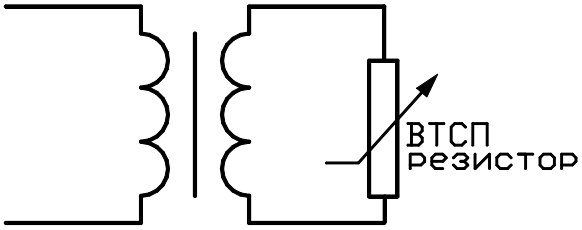


Рис. 1. Электрическая схема ВТСП ТО трансформаторного типа.

вторичная обмотка трансформатора замкнута на резистор в сверхпроводящем состоянии, при этом сопротивление ТО имеет низкое значение. Когда в сети происходит КЗ, резистор теряет сверхпроводимость и переходит в резистивное состояние. В результате этого ток КЗ ограничивается индуктивным сопротивлением первичной обмотки.

Результаты численного моделирования, приведенные на рис. 2, позволяют сравнить

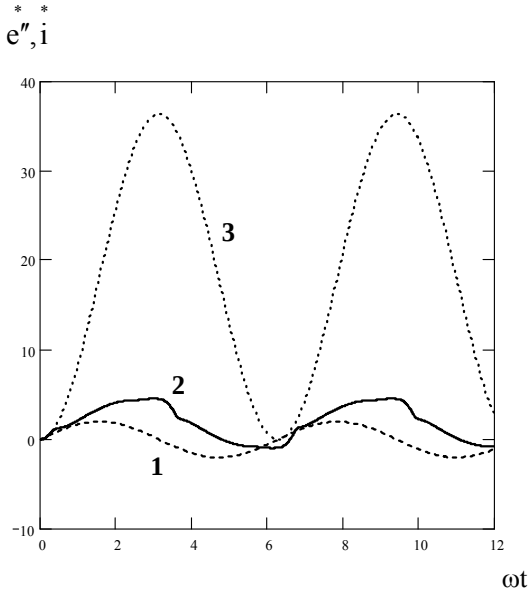


Рис 2. Результаты расчета (в относительных единицах) переходного процесса при КЗ в цепи с СПТО (2) и в его отсутствие (3).

расчетные токи КЗ в цепи при наличии СПТО и в его отсутствие. КЗ в цепи происходит в момент времени t=0. На рис. 2 приведены ЭДС СП генератора $\overset{*}{e}''$ (кривая 1), ток в цепи $\overset{*}{i}$ в случае срабатывании СПТО (кривая 2) и в случае, когда СПТО отсутствует (кривая 3). Применение СПТО позволяет снизить на порядок величину тока КЗ.

Для экспериментальной проверки описанного принципа действия был изготовлен макетный образец СПТО. Для изготовления нелинейного резистора использовался композитный ВТСП провод на основе сверхпроводника Bi-2223 в серебряной матрице. Многожильный (состоящий из 61 керамической сверхпроводящей жилы в матрице из нелегированного серебра) ленточный ВТСП-композит был изготовлен во ВНИИНМ им. А.А.Бочвара методом «порошок-в трубе».

Конструктивное исполнение макета ВТСП ТО трансформаторного типа приведено на рис. 3.

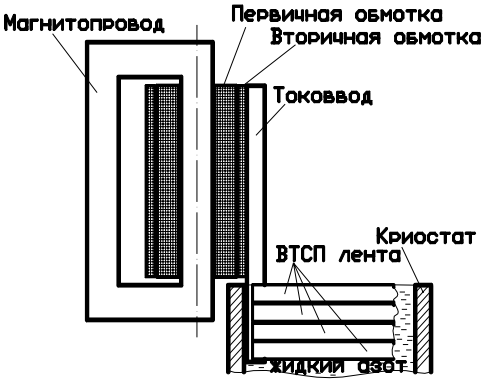


Рис. 3. Конструктивная схема макета ВТСП ТО.

Первичная (рабочая) и вторичная обмотки трансформаторной части макета ТО выполнены из медного проводника, магнитопровод - из электротехнической стали, криостат - из пенопласта. К концам вторичной обмотки присоединялись медные токовводы. Концы токовводов и присоединенные к ним ВТСП провода погружались в жидкий азот. Измерения на макете ВТСП ТО проводились на переменном токе промышленной частоты в установившемся режиме.

Зависимость импеданса Z макета ВТСП ТО от рабочего тока приведена на рис. 4. На этой зависимости можно выделить три области: при токах 0÷0,3 А - область низкого значения Z≈1,2 Ом; при токах 0,3÷4 А - переходная область, в которой импеданс плавно возрастает с ростом тока до значения Z≈4,5 Ом; при токах свыше 4 А - область высокого значения импеданса. Следует подчеркнуть, что во всех областях приведенной на рис.4 зависимости режим СПТО является стационарным и воспроизводимым.

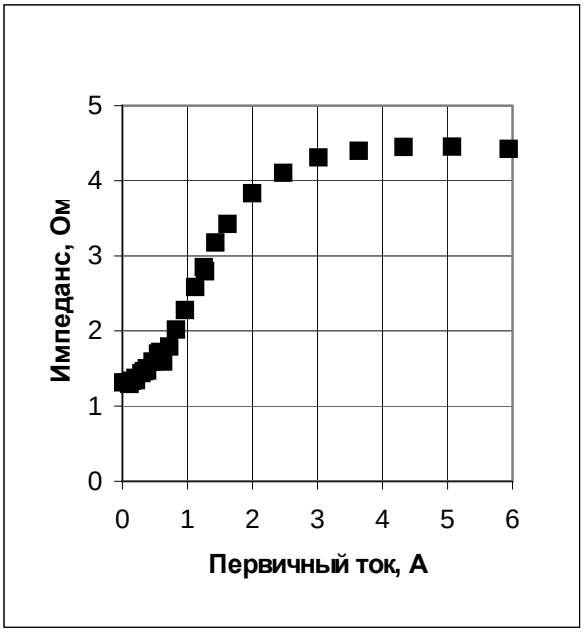


Рис. 4. Зависимость импеданса макета ВТСП ТО от тока в рабочей (первичной) обмотке.

На рис. 5 приведены осциллограммы тока в цепи с ВТСП ТО и напряжения на нем в режиме ограничения тока. Видно, что напряжение на ВТСП ТО является синусоидальным, а ток значительно отличается от синусоидального. Зависимость тока от времени характеризуется сглаженными вершинами синусоиды, что вызвано безынерционным токоограничивающим действием рассматриваемого устройства.

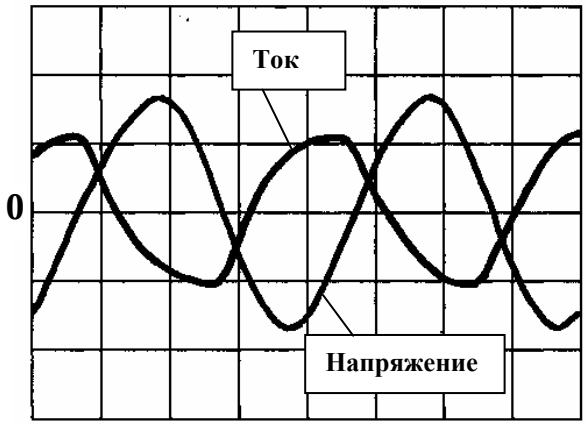


Рис. 5. Осциллограммы напряжения на макете ВТСП ТО и тока в цепи в режиме увеличения импеданса ТО при росте тока. Ток рабочей обмотки – 1,8 А; частота – 50 Гц

Результаты экспериментов на макете ВТСП ТО со сверхпроводниковым нелинейным резистором подтверждают работоспособность токоограничителя описанного типа.

1. Е. Л. Блинков, Ш. И. Лутидзе, Э. А. Джафаров, Л. С. Флейшман, ЭЛЕКТРО, 6, 39, (2003).

Сверхпроводящие материалы из Bi-ВТСП для использования в сильных магнитных полях при гелиевых температурах

В.Ф. Шамрай, Э.М. Лазарев, А.Б. Михайлова
Институт металлургии и материаловедения им. А,А,Байкова РАН, 119991 Москва, Россия
В.И. Нижанковский
Международная лаборатория сильных магнитных полей и низких температур, 53-421 Вроцлав, ПР
И.И. Акимов
ФГУП Всероссийский научно-исследовательский институт неорганических материалов г.Москва, Россия
А.О. Комаров
Московский институт стали и сплавов, г.Москва, Россия

Bi-ВТСП принадлежат к анизотропным квазидвумерным системам, в которых сильны термические флуктуации. Как следствие, у них отчетливо выражены характерные для ВТСП аномалии физических свойств, в том числе резкая температурная зависимость критического тока $J_C(T)$ и наличие линии необратимости.

Исследование зависимости $J_C(T)$ различных материалов из Bi-2212 (толстые покрытия, монокристаллы) и Bi-2223 (многожильные композиты, текстурированные поликристаллы) выполнены при $4{,}2<T<77$ К в магнитных полях до 18 Т. Показано, что Bi-2223-материалы обладают заметно более плавной зависимостью $J_C(T)$ и, соответственно, величина $J_C(77)$ у них выше, чем у Bi-2212. В тоже время практически значимые критические токи в магнитных полях свыше 10 Т и в случае Bi-2223 могут быть получены только при гелиевых температурах, когда резко ослаблены термические флуктуации. В связи с этим возможности соединения Bi-2212 рассматриваются как сравнимые с Bi-2223. Оптимизация структурного состояния материала за счет повышения совершенства базисной текстуры и введения дисперсных включений позволяет несколько повысить плотность критического тока в относительно слабых магнитных полях ($H<1$ Т), однако это не оказывает существенного влияния на общий характер зависимости $J_C(T,H)$.

Зависимость критического тока от напряженности магнитного поля H при температуре жидкого гелия, как Bi-2223 многожильных композитов, так и Bi-2212 ионно-плазменных и шликерных покрытий характеризуется наличием области слабой зависимости $J_C(H)$ при $H>14$ Т. Это позволяет рассчитывать на возможность использования указанных материалов в магнитных полях свыше 20 Т. При измерениях транспортного тока получены значения плотности критического тока в магнитных полях 14-18 Т для Bi-2223 многожильного композита $j_c \sim 1 \cdot 10^4$ А/см^2 и $j_c \sim 0{,}5 \cdot 10^4$ А/см^2 для толстых покрытий на основе Bi-2212.

Повышение критического тока в сильных магнитных полях исследованных композитов может быть достигнуто за счет оптимизации их технологии. Ее ключевым моментом является программируемый отжиг, при котором образуются сверхпроводящие слои в композите. Во время этого отжига порошки готовых соединений или смеси оксидов, из которых ведется синтез сверхпроводящей фазы (прекурсоры), переводятся в твердожидкофазное состояние. Формирование сверхпроводящих слоев во время отжига протекает, по механизму зарождения и роста. Кинетика этого процесса и структурное состояние растущих слоев определяются химическим составом расплава, находящихся в равновесии с ним соединений и совместимостью их кристаллических структур.

Изменение режимов отжига и выбор прекурсоров предоставляют возможности варьировать химический состав и дефектность структуры сверхпроводящей фазы. В этом отношении Bi-2212 предоставляет большие возможности, поскольку ему в отличие от Bi-2223 соответствует на диаграмме состояния CuO-CaO-SrO-Bi_2O_3 протяженная область твердых растворов. Процесс формирования сверхпроводящих слоев в композите зависит также от состояния структуры и субструктуры прекурсоров. Показано, что в случае Bi-2212 он заметно облегчается, если в качестве прекурсора использовать аморфизированные стержни этого соединения или механоактивированные порошки.

Для оценки совершенства структуры сверхпроводящих слоев в композите помимо традиционных методов использован анализ зависимости электросопротивления от величины измерительного тока и приложенного магнитного поля $R(T,I,H)$ в области сверхпроводящего перехода. В композитах с хорошо сформированными сверхпроводящими слоями зависимость $R(T,I,H)$ согласуется с КТ теорией, в то время как слабые межзеренные контакты, макронеоднородности, разброс ориентировок и другие несовершенства проявляются в значительно более резком размытии сверхпроводящего перехода. При исследовании транспорта в сверхпроводящем композите необходима также корректная оценка проводящих характеристик подложки. В сильных магнитных полях магнетосопротивление, как оказалось, вносит заметный вклад в сопротивление серебряной подложки, и может привести к перераспределению токов в композите Bi-ВТСП – Ag.

О роли поляризации кислорода в механизме спаривания электронов в сверхпроводящих купратах

М.В. Красинькова
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
194021, С.-Петербург, Политехническая, 26

Предлагаемая модель высокотемпературной сверхпроводимости рассматривается на примере купратного сверхпроводника $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, где характерные особенности модели проявляются в наиболее явном виде.

Основные положения модели следующие:

1. Механизм появления пар - поляризация иона O^{2-} сильным и сильно асимметричным электрическим полем вокруг плоскости CuO_2, сопровождающаяся гибридизацией его $2p_z$ орбитали с 3s и переходом синглетной пары с $2p_z$ на одну из гибридных орбиталей $2p_z{\cdot}3s$.
2. Допирование материала сопровождается появлением малых локальных искажений в плоскости CuO_2 и образованием цепочек ионов Cu^{3+} и O^{2-} с дополнительным электронным взаимодействием - одноэлектронным ковалентным связыванием;
3. Делокализация электронных пар становится возможной при боковом (π-перекрывании) гибридных орбиталей иона O^{2-}, на которых находится пара, со свободными гибридными орбиталями ионов Cu^{3+} с образованием "делокализованных" π-орбиталей, идущих вдоль цепочек.
4. Электронные пары, вследствие сильного кулоновского отталкивания между ними, образуют квазиодномерную вигнеровскую цепочку, что и подразумевает коллективность их движения.

Теперь об основных положениях модели подробнее.

Предполагается, что связь между ионами меди и кислорода в плоскости CuO_2 высокотемпературных сверхпроводников, а также связь между ионами иттрия и кислорода не является чисто ионной. Между перечисленными парами ионов существует некоторое дополнительное электронное взаимодействие, которое и ответственно за появление сверхпроводимости и другие необычные свойства этих материалов.

Электронное взаимодействие между ионами меди и кислорода можно представить как обобществление каждой парой ионов одного электрона. С химической точки зрения это можно представить как образование локализованной одноэлектронной σ-связи между ионами при перекрывании $2p_x$ (или $2p_y$)-орбитали иона O^{2-} со свободной гибридной dsp^3-орбиталью иона меди. Это аналогично представлению, введенному в [1] для объяснения АФ-упорядочения в манганатах, где такая связь была названа "semicovalent bonding".

Образование таких дополнительных ковалентных связей между ионами сопровождается усилением связи Cu-O, уменьшением расстояния между ионами (меньше суммы ионных радиусов) и повышением стабильности системы. Когда такие связи образуются между всеми ионами меди и кислорода (в недопированных материалах), они обеспечивают АФ-упорядочение в слоях CuO_2.

В допированных материалах, где введение допанта деформирует ("растягивает") плоскость CuO_2, одноэлектронное ковалентное связывание между всеми ионами становится невозможным, и оно сохраняется лишь между отдельными. Но тенденция к понижению энергии деформации решетки при введении примесей их упорядочением приводит и к упорядочению образующихся одноэлектронных связей, соответственно. При определенных концентрациях примесей (допанта) оказывается выгодным упорядочение таких связей в виде цепочек (рис.1).

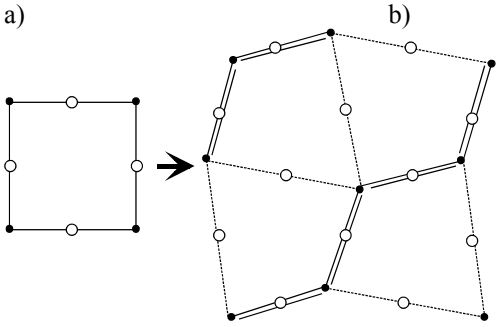


Рис. 1. Изменение элементарной ячейки и характера химической связи в плоскости CuO_2:
a) недопированный материал,
b) сверхпроводящий,
——— одноэлектронные σ-связи между ионами Cu^{2+} и O^{2-},
..... ионные связи,
═══ цепочки ионов Cu^{3+} и O^{2-} с одноэлектронными σ-связями и «делокализованной π орбиталью».

Электронное взаимодействие между ионами кислорода и иттрия, т.е. в направлении перпендикулярном плоскости CuO_2, носит совсем иной характер, чем между ионами кислорода и меди. И это связано с тем, что ион O^{2-} находится в сильном и сильно асимметричном электрическом поле. Действительно, с одной стороны слоя CuO_2 находится нейтральный слой BaO, а с другой - положительно заряженный слой иттрия, несущий заряд 3^+. Сама

плоскость CuO_2 при этом имеет заряд 2^- или 1^- в зависимости от зарядового состояния ионов меди (Cu^{2+} в недопированном, и Cu^{3+} - в допированном материале). Поэтому ион O^{2-} испытывает сильную поляризацию со стороны ионов иттрия, вызывающую деформацию его $2p_z$-орбитали и ее гибридизацию со свободной и более высокой по энергии 3s-орбиталью с образованием двух гибридных $2p_z{\cdot}3s$-орбиталей. При этом под влиянием поляризации синглетная пара электронов с орбитали $2p_z$ иона O^{2-} переходит на одну из гибридных $2p_z{\cdot}3s$-орбиталей, обращенную к положительно заряженному слою ионов иттрия (вместо трансформации в триплетное состояние при заполнении гибридных орбиталей согласно правилу Хунда). Таким образом, поляризация иона кислорода сильно асимметричным электрическим полем вокруг плоскости CuO_2, приводит к образованию реальных электронных пар на гибридных $2p_z{\cdot}3s$-орбиталях кислорода. Такие пары существуют как в допированных, так и недопированных материалах и при температурах выше T_c. Но они никак себя не проявляют, поскольку локализованы на гибридных орбиталях ионов кислорода и их суммарный спин равен 0.

Делокализация электронных пар, т.е. их участие в сверхпроводимости, становится возможной при боковом, т.е. π-перекрывании, гибридной $2p_z{\cdot}3s$-орбитали иона O^{2-}, занятой электронной парой, со свободной гибридной $(dsp^3)_z$ - орбиталью ионов Cu^{3+}. Если такое перекрывание происходит по всей длине цепочки ионов Cu^{3+} и O^{2-}, связанных дополнительным электронным взаимодействием в виде одноэлектронных σ-связей, то становится возможной делокализация электронных пар вдоль всей цепочки. Температура, при которой происходит такое перекрывание, и является температурой делокализации электронных пар.

Предполагается, что вследствие сильного кулоновского отталкивания между электронными парами, находящимися на "делокализованной" π-орбитали и на расстоянии примерно $3\,\mathring{A}$ друг от друга, эти пары образуют квазиодномерную электронную вигнеровскую цепочку. Поэтому перемещение пар вдоль π-орбитали возможно только как коллективное движение, т.е. как движение всей электронной цепочки как целое. Таким образом, температуру делокализации электронных пар можно считать и температурой перехода материала в сверхпроводящее состояние.

Возможность делокализации пар только вдоль π-орбиталей означает квазиодномерность высокотемпературной сверхпроводимости, а наличие цепочек ионов меди и кислорода с дополнительным одноэлектронным ковалентным связыванием, вдоль которых идут π-орбитали, проявляется как страйп-структура, наблюдаемая в плоскости CuO_2.

Интересно отметить, что из предлагаемой модели сверхпроводимости ясно видно, что переход в сверхпроводящее состояние является энергетически выгодным для системы - он стабилизирует систему за счет дополнительного усиления связи между ионами Cu^{3+} и O^{2-}. Действительно, делокализацию электронных пар можно рассматривать как дополнительное π-связывание (координационного типа) между ионами.

В заключение следует отметить, что в рамках прелагаемой модели вполне возможно дать, правда, на сегодняшний день только качественное объяснение экспериментально наблюдаемых особенностей высокотемпературной сверхпроводимости в купратах: сосуществование сверхпроводимости и магнетизма, существование зависимости T_c от количества слоев CuO_2, отсутствие обычного изотопического эффекта, резкую зависимость T_c от концентрации допанта, квазиодномерный характер сверхпроводимости, появление страйп-структуры и квазиодномерный характер магнитных возбуждений.

[1] J.B.Goodenough, Phys.Rev. 100, 564 (1955).

Авторский указатель:

Akimitsu J., 214
Alexandrov S., 4
Ando Y., 135
Bingbing Liu, 230
Borisenko S.V., 19
Brandt Ernst Helmut, 71
Brodsky I.V., 16
Buzdin A.I., 73
Calzolari A., 244
Dabrowski Bogdan, 192
Daghero D., 244
Deisenhofer J., 224
Dellarocca Valeria, 244
Efremov D.V., 16
Ekino T., 214
Fujii H., 214
Gonnelli R.S., 244
Gusakov Vasilii, 105
Johansen T.H., 85
Jun J., 244
Kagan M.Yu., 16
Karpinski J., 244
Kazakov S.M., 244
Klaptsov A.V., 16
Komiya S., 135
Konczykowski M., 192
Kordyuk A.A., 19
Kosevich A.M., 184
Krug von Nidda H.-A., 224
Ким Х.-Д., 52
Loidl A., 224
Mai Suan Li, 214
Меткальф П., 52
Minaev P.A., 184
Muranaka T., 214
Pękała M., 214
Rentzsch R., 226
Shaginyan V.R., 62
Shkorbatov A.G., 184
Sundqvist B., 230
Syrkin E.S., 184
Szymczak H., 214
Takasaki T., 214
Ummarino G.A., 244
van der Beek C.J., 192
Агафонов А.И., 30
Айнбиндер Р.М., 89
Акимов А.И., 235
Акимов И.И., 210, 297, 319, 335, 337
Аксенов В.Л., 68
Акшенцев Ю.Н., 220, 228
Аладышкин А.Ю., 32
Ален Д., 52
Амитин Е.Б., 111
Аникеева О.Б., 152
Анисимов В.И., 42, 52
Антипов С.В., 291
Антоненко С.В., 260, 273
Аншукова Н.В., 91, 101
Атаке Т., 195
Атанасова Я.К., 103
Балаев Д.А., 218
Балинт М.В., 97
Барковский Н.В., 128
Белявский В.И., 8
Бергер И. Ф., 228
Березин В.А., 93, 188
Блинов А.Г., 111
Блинова Ю.В., 166, 180, 210
Бобин П.В., 168
Бобылев И.Б., 166, 180
Бобыль А.В., 182, 262
Боголюбов Н.А., 95
Бойков Ю.А., 164
Бомзе Ю.В., 256
Бондаренко С.И., 264
Борисенко И.В., 265, 317
Брызгунов К.В., 260, 273
Буздин А.И., 32
Булаевский Л.Н., 75
Булычев Б.М., 91, 234
Бурдина К.П., 234
Бутко Н.Б., 158, 186
Бухштаб Е.И., 256
Буш А.А., 222
Вальков В.В., 11, 36
Варлашкин А.В., 234
Васютин М.А., 44
Вахтомин Ю.Б., 291
Вержбицкий Л.Г., 319
Веселовский А.С., 303
Винокур В.М., 146, 148
Вишнев А.А., 186
Вишняков Ю.В., 311

Водопьянов Б.П., 34
Войтенко А. И., 214
Волков М.П., 164
Волков Э.П., 309
Волкова Л.М., 212
Волобуев В., 256
Волошин И.Ф., 123
Волчков Н.А., 289
Воронин В. И., 228
Воронов Б.М., 291
Габович А. М., 214
Гавалек В., 297
Гавричков В.А., 24, 42, 216
Гальперин Ю.М., 262
Гасумянц В.Э., 97, 144
Геращенко О.В., 99
Гербек Ф.Э., 212
Герди В.Н., 315
Гинзбург С.Л., 99, 172, 197, 267
Головашкин А.И., 40, 44, 91, 101, 113, 130, 176, 199, 248, 269, 283, 289
Голубов А.А., 139
Гольцман Г.Н., 291
Гончаров Д.В., 271
Горина Ю.И., 287
Горлова И.Г., 103, 115, 160
Горьков Л.П., 80
Горячев М.А., 273
Господарев И.А., 194
Гохфельд Д.М., 218
Гощицкий Б.Н., 220, 228, 232
Гринберг Я.С., 275
Гриненко В.А., 222
Гришаев В.И., 194
Гутлянский Е.Д., 107, 109
Гутлянский С.Е., 109
Девятов И.А., 271
Денисов Д.В., 201
Джафаров Э.А., 277, 279
Дзебисашвили Д.М., 11, 36
Дью-Хьюз Д., 319
Елесин В.Ф., 13
Елизарова М.В., 144
Ерёмин И., 38, 56
Ерёмин М., 38
Еремина Р.М., 224
Ермолаев Ю.С., 281
Жарков Г.Ф., 333
Жданов К.Р., 111
Жемерикин В.Д., 303
Жерихин А.Н., 248
Жерихина Л.Н., 113, 248, 269, 283
Жером Д., 240
Захаров Ю.В., 285
Зыбцев С.Г., 103, 115, 160
Зьетек П., 240
Зюбин М.В., 170
Зюзева Н.А., 166
Иваненко О.М., 48, 50, 117
Иванов А.А., 162, 203, 205
Иванов С.С., 303
Иванова Л.И., 91, 101
Игнатенков А.Н., 203, 246
Ильин К.С., 291
Ильясов Р.И., 299
Илюшин К.В., 301, 319
Ионов А.Н., 226
Ичкитидзе Л.П., 119
Ишикаев С.М., 121
Йохансен Т.Х., 262
Калинов А.В., 123
Калюжная Г.А., 58, 287
Каменева М.Ю., 111, 125
Капаев В.В., 13
Карузский А.Л., 289
Карузский А.Л., 40
Карькин А. Е., 228
Карькин А.Е., 220, 232
Каурова Н.С., 291
Кашурников В.А., 170
Келлер Г., 52
Кириченко А.С., 242
Кислинский Ю.В., 265, 293
Клименко Е.Ю., 126, 295
Клинкова Л.А., 128
Ковалев К.Л., 301, 319, 325
Ковалев Л.К., 297, 299, 301, 319
Ковалевская Ю.А., 111
Кожевников А.В., 52
Кожевников В.Л., 246
Козеева Л.П., 111, 125
Комаров А.О., 337
Комиссинский Ф.В., 293, 317
Кондаков Д.Е., 52
Конеев С.М.-А., 297, 299, 301
Конончук М.С., 250
Константинян К.И., 265, 293
Копаев Ю.В., 13, 178

Копнин Н.Б., 146, 148
Копылов С.И., 303
Корнилов А.В., 242
Королев К.С., 185
Коротков Д.П., 260
Коршунов М.М., 24, 42
Косаковская З.Я., 230
Косаковский Г.Г., 230
Костромитина Н.В., 232
Котелянский И.М., 317
Кошелев А.Е., 75
Кравченко О.В., 234
Красинькова М.В., 338
Красноперов Е.П., 222
Красносвободцев С.И., 130, 234
Кривощеков А.С., 220, 228, 232
Криницина Т.П., 166, 180, 210
Крынецкий И.Б., 91, 101
Кузнецов В.И., 305
Кузнецова Е.И., 180
Кузьмичёв Н.Д., 44, 176
Кузьмичев С.А., 78, 234
Кулешова Г.В., 113, 199
Кулешова Г.В., 248, 269, 283
Куприянов М.Ю., 139, 271
Курин В.В., 132
Курмаев Э.З., 134
Кушнир В.Н., 307
Лавров А. Н., 135
Лазарев Э.М., 337
Ларионов А.Е., 297, 301
Ларионов И.А., 137
Ларионов С.А., 299
Латышев Ю.И., 160
Лаутер Х., 68
Лаутер-Пасюк В.В., 68
Лебедев С.А., 235
Леонов И., 52
Логвинюк В.П., 319
Локоть С.А., 97
Лузянин И.Д., 99
Лукичев В.Ф., 139
Лутидзе Ш.И., 277, 279, 309, 335
Лыков А.Н., 289, 311, 333
Мазов Л.С., 140
Макаров Е.Ф., 186
Максимов Е.Г., 23, 234
Максимова Г.М., 89
Малей М.Р., 75
Малишевский А.С., 313, 331
Мальгинов А.В., 242, 335
Мальгинов В.А., 335
Мамсурова Л.Г., 158, 186
Манске Д., 56
Маныкин Э.А., 30
Мартовицкий В.П., 142
Мартынова О.А., 144
Масленников С.Н., 291
Матвеев В.А., 281, 315
Матизен Э.В., 121
Матухин В.Л., 325
Мацкевич Н.И., 152
Мезенцева Л.П., 97, 144
Мельников А.С., 32, 146, 148
Менушенков А.П., 46
Митин А. В., 150
Михайлов Б.П., 168, 222, 329
Михайлов М.Ю., 256
Михайлова А.Б., 337
Михайлова Г.Н., 329
Михеев М.Г., 78, 234
Мицен К.В., 48, 50, 117
Мицкан В.А., 11
Мо С.-К., 52
Модестов К.А., 301
Москвин А.С., 156, 162
Мурзин В.Н., 40, 289
Наумов В.Н., 152, 195
Наумов С.В., 232, 238
Некрасов И.А., 52
Немов С.А., 252
Нефедов Ю.А., 81, 254
Нижанковский В.И., 337
Нижельский Н.А., 281, 315
Николаев Е.Г., 236
Николаева М.Н., 226
Николайдес Г., 103
Николайчик В.И., 128
Никулов А.В., 54
Новиков И.Л., 275
Нортон М.Л., 113
Обан-Сензье П., 240
Обознов В.А., 121
Овсянников Г.А., 317, 265, 293
Овчинников С.Г., 24, 42, 216
Омельяновский О.Е., 236
Опенов Л. А., 154
Осипов В.В., 238

Павлов П.П., 264
Панов Ю.Д., 156, 162
Парфеньев Р.В., 252
Патапис С.К., 103
Пауков И.Е., 111
Пашицкий Э.А., 27, 56
Пенкин В.Т., 301, 319
Пентегов В.И., 27, 56
Пересторонин А.В., 40, 289
Петров М.И., 218
Пигальский К.С., 158, 186
Пименов И.В., 132
Пискунов Ю.В., 240
Погорельцев А.И., 325
Покровский В.Я., 103, 115, 160
Полищук С.А., 212
Полтавец В.Н., 299, 301
Полущенко О.Л., 281, 315
Пономарёв А.И., 162, 203, 205, 246
Пономарев Я.Г., 78, 234
Попков С.И., 218
Попов Б.П., 201
Потапов Д.В., 144
Прищепа С.Л., 321
Прокофьев Д.Д., 164
Протогенов А.П., 53
Пудалов В М., 242
Пчелкина З.В., 42, 52
Рахманов А.Л., 85
Рен Ш., 52
Родин В.В., 142
Романенко А.И., 125, 152
Романов Е.П., 166, 180, 210
Романов С.Г., 250
Руднев И.А., 168, 170, 281
Русаков А.П., 91, 101, 199
Рыжов Д.А.
Сабирзянова Л.Д., 162
Савицкая Н.Е., 172, 267
Садаков А.В., 236
Сазонова К.С., 162
Самохвалов А.В., 323
Сахратов Ю.А., 325
Сацук С.А., 218
Светличный В.М., 226
Севастьянова Л.Г., 234
Секияма А., 52
Семенихин И.А., 174
Сентюрина Н.Н., 287
Силин В.П., 313, 331
Сипатов А.Ю., 256
Сироткин В.В., 190
Славкин В.В., 176
Смирнов К.В., 291
Соколов А.В., 32
Софронов В.М., 178
Стенин Ю.Г., 152
Степанов В.А., 58, 244
Столяров В.А., 222
Суга С., 52
Судакова М.В., 78, 234
Сударева С.В., 166, 180, 210
Сурис Р.А., 182
Сыркин Е.С., 194
Таланов Ю.И., 327
Тачики М., 75
Ташлыков А.О., 203, 246
Тейтельбаум Г.Б., 80
Тогушова Ю.Н., 60
Троицкий А.В., 329
Трунин М.П., 81
Трунин М.Р., 254
Трусевич Н.Г., 158, 186
Тулин В.А., 93, 188, 305
Тулина Н.А., 190
Уваев И.В., 285
Урюпин С.А., 313, 331
Успенская Л.С., 185, 192
Успенский С.Г., 331
Федотов В.К., 128
Феодосьев С.Б., 194
Финкель М.И., 291
Фишер Л.М., 85, 123
Флейшман Л.С., 335
Фогель Н.Я., 256
Фокин А.В., 250
Фольхардт Д., 52
Фраерман А.А., 32
Фролова Г.И., 152, 195
Хавронин В.П., 99, 197
Хрустов А.В., 203
Царевский С.Л., 327
Цветков А.Ю., 311, 333
Цебро В.И., 236
Цикунов А.В., 130
Цховребов А.М., 113, 199, 248, 269, 283
Цэндин К.Д., 201
Чабан И.А., 230

Чарикова Т.Б., 203, 205, 246
Черняев А.В., 250
Чесноков С.Н., 78, 234
Шабанова Н.П., 130
Шабло А.А., 264
Шавкин С.В., 126
Шадрин А.В., 317
Шайхутдинов К.А., 218
Шакура Д.В., 252
Шамрай В.Ф., 337
Шамшур Д.В., 250, 252
Шанцев Д.В., 262
Шапошникова Т.С., 327
Шевцов С.В., 63
Шевченко С.И., 208
Шевчун А.Ф., 81
Шелушинина Н.Г., 203, 205
Шерман А.В., 42
Шиков А.К., 335
Шуваев А.М., 254
Шулятев Д.А., 101
Щурова Л.Ю., 65
Юзефович О.И., 256
Юлдашев Ф.Ф., 279
Якимов Л.Е., 216
Ямпольский В.А., 85, 123
Ярмис Д., 103

С о д е р ж а н и е:

Секция М. Природа и механизмы высокотемпературной сверхпроводимости..... 3

High temperature superconductivity due to a long-range electron-phonon interaction and super-light bipolarons in cuprates, A.S. Alexandrov 4

Сверхпроводящее спаривание при отталкивании, В.И. Белявский 8

Трехцентровые взаимодействия и магнитные корреляции в проблеме высокотемпературной сверхпроводимости, В.В. Вальков, Д.М. Дзебисашвили, В.А. Мицкан 11

Магнитный нестинг и сосуществование ферромагнетизма и сверхпроводимости, В.Ф. Елесин, В.В. Капаев, Ю.В. Копаев 13

Composite fermions, trios and quartets in Fermi-Bose mixture, M.Yu. Kagan, I.V. Brodsky, A.V. Klaptsov, D.V. Efremov 16

ARPES view of low energy electronic interactions in superconducting cuprates, A.A. Kordyuk, S.V. Borisenko 19

Электрон-фононное взаимодействие в ВТСП системах. Теория и эксперимент, Е.Г. Максимов 23

Обобщенный метод сильной связи для расчета электронной структуры ВТСП купратов в широком диапазоне концентраций с учетом сильных электронный корреляций, С.Г. Овчинников, В.А. Гавричков, М.М. Коршунов 24

О роли кулоновского взаимодействия в формировании сверхпроводящего и псевдощелевого состояний в купратных металло-оксидных соединениях, Э.А. Пашицкий, В.И. Пентегов 27

Сверхпроводимость в примесных полупроводниках, А.И. Агафонов, Э.А. Маныкин 30

Локализованная сверхпроводимость в гибридных структурах сверхпроводник-ферромагнетик, А.Ю. Аладышкин, А.С. Мельников, Д.А. Рыжов, А.В. Соколов, А.А. Фраерман, А.И. Буздин 32

Баллистический кондактанс точечного контакта: высокотемпературный сверхпроводник/сильный ферромагнетик, Б.П. Водопьянов 34

Влияние магнитных корреляций и трехцентровых взаимодействий на фазовую диаграмму высокотемпературных сверхпроводников с d_{x2-y2} симметрией параметра порядка, В.В. Вальков, Д.М. Дзебисашвили.....36

Эффекты сильных электронных корреляций в динамической восприимчивости слоистых купратов, М. Ерёмин, И. Ерёмин 38

Металоксидный ВТСП как параэлектрик вблизи неустойчивости Мотта-Хаббарда: температурная зависимость сопротивления и холловского коэффициента, А.И. Головашкин, А.Л. Карузский, В.Н. Мурзин, А.В. Пересторонин 40

Спин-флуктуационный и спин-экситонный механизмы сверхпроводимости в эффективной синглет-триплетной t-J* модели оксидов меди, М.М. Коршунов, С.Г. Овчинников, В.А. Гавричков, З.В. Пчелкина, В.И. Анисимов, А.В. Шерман 42

Экспериментальный метод определения температуры перехода Березинского-Костерлица-Таулеса, Н.Д. Кузьмичёв, М.А. Васютин, А.И. Головашкин 44

Корреляция локальных и макроскопических свойств высокотемпературных сверхпроводников, А.П. Менушенков 46

Фазовая диаграмма $La_{2-x}Sr_xCuO_4$, как ключ к пониманию природы ВТСП, К.В. Мицен, О.М. Иваненко 48

Природа "страйповой" текстуры в $La_{2-x}Sr_xCuO_4$, К.В. Мицен, О.М. Иваненко 50

Вычислительная схема для расчета электронных свойств сильнокоррелированных систем в полном орбитальном базисе, И.А. Некрасов, Д.Е. Кондаков, А.В. Кожевников, З.В. Пчелкина, В.И. Анисимов, Д. Ален, С.-К. Мо, Х.-Д. Ким, П. Меткальф, С. Суга, А. Секияма, Г. Келлер, И. Леонов, Ш. Рен, Д. Фольхардт 52

Тороидные состояния в допированных антиферромагнитных диэлектриках (узлы и зацепления параметров порядка в двухкомпонентной модели Гинзбурга-Ландау), А.П. Протогенов 53
Спонтанное нарушение симметрии, наблюдающееся в явлении устойчивого тока, А.В. Никулов 54
Высокотемпературная сверхпроводимость в модели Хаббарда с дальнодействующим кулоновским взаимодействием, В.И. Пентегов, Э.А. Пашицкий, Д. Манске, И. Ерёмин 56
О симметрии спаривания в $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ (Bi2212), В.А. Степанов, Г.А. Калюжная 58
Сверхпроводящее спаривание при отталкивании: метод потенциала нулевого радиуса, Ю.Н. Тогушова 60
Universal Cause of High-Tc Superconductivity and Anomalous Behavior of Heavy Fermion Metals, V.R. Shaginyan 62
Сверхпроводимость пар отталкивающихся частиц с большим суммарным импульсом, С.В. Шевцов 63
Сверхпроводимость электронов в устойчивых конфигурациях полей двумерной решетки ионов, Л.Ю. Щурова 65

Секция Р. Физические свойства ВТСП 67

Нейтронография проникновения магнитного поля в тонкие пленки ВТСП, В.Л. Аксенов, В.В. Лаутер-Пасюк, Х. Лаутер 68
Ginzburg-Landau vortex lattice in bulk and film superconductors, Ernst Helmut Brandt 71
Vortex structures in tilted field in layered superconductors, A.I. Buzdin 73
Излучение от движущейся решётки джозефсоновских вихрей в слоистых сверхпроводниках, Л.Н. Булаевский, А.Е. Кошелев, М.Р. Малей, М. Тачики 75
Туннельная и андреевская спектроскопия высокотемпературных сверхпроводников, Я.Г. Пономарев, С.А. Кузьмичев, М.Г. Михеев, М.В. Судакова, С.Н. Чесноков 78
Псевдощелевой режим и динамическое фазовое расслоение в высокотемпературных сверхпроводниках, Л.П. Горьков, Г.Б. Тейтельбаум 80
Анизотропия проводимости и псевдощель в микроволновом отклике $YBa_2Cu_3O_7$, М.П. Трунин, Ю.А. Нефедов, А.Ф. Шевчун 81
Физическая природа макротурбулентной неустойчивости в сверхпроводниках, Л.М. Фишер, T.H. Johansen, А.Л. Рахманов, В.А. Ямпольский 85
Нелокальные свойства джозефсоновского контакта между анизотропными сверхпроводниками, Р.М. Айнбиндер, Г.М. Максимова 89
Аномальные тепловые свойства MgB_2 , Н.В. Аншукова, А.И. Головашкин, Л.И. Иванова, А.П. Русаков, Б.М. Булычев, И.Б. Крынецкий 91
Динамика перпендикулярной слоям компоненты магнитного потока в наклонном поле в $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$, В.А. Березин, В.А. Тулин 93
Исследование критического состояния, создаваемого током в керамическом ВТСП, Н.А. Боголюбов 95
Особенности поведения и анализ коэффициента термоэдс в системе $Bi_2Sr_2Ca_{1-x}Pr_xCu_2O_y$ в области высоких температур, В.Э. Гасумянц, М.В. Балинт, С.А. Локоть, Л.П. Мезенцева 97
Низкополевая электродинамика ВТСП: нелинейность, ВАХ и шум, О.В. Геращенко, С.Л. Гинзбург, В.П. Хавронин, И.Д. Лузянин 99
Аномальное тепловое расширение монокристаллов $Bi_2Sr_2CuO_6$ при низких температурах и влияние на него магнитного поля, А.И. Головашкин, Н.В. Аншукова, Л.И. Иванова, А.П. Русаков, Д.А. Шулятев, И.Б. Крынецкий 101
Анизотропия эффекта Холла в плоскости сверхпроводящих слоев вискеров BSCCO, И.Г. Горлова, С.Г. Зыбцев, В.Я. Покровский, Г. Николайдес, Я.К. Атанасова, Д. Ярмис, С.К. Патапис 103
Interrelation of charge ordering and peculiarities of elastic properties of HTSC, Vasilii Gusakov 105

Усиление поверхностных акустических волн движением вихревой структуры пленок, Е.Д. Гутлянский 107
Акустический аналог диодного эффекта в структуре сверхпроводящая пленка диэлектрическая подложка, С.Е. Гутлянский, Е.Д. Гутлянский 109
Теплоемкость 1-2-3-тулиевых купратов в области недодопированных состояний, Е.Б. Амитин, К.Р. Жданов, А.Г. Блинов, М.Ю. Каменева, Ю.А. Ковалевская, Л.П. Козеева, И.Е. Пауков 111
Магнитные свойства ВТСП системы $Ba_{0.6}K_{0.4}BiO_3$ в сверхпроводящем состоянии. Роль флуктуаций, А.И. Головашкин, Л.Н. Жерихина, Г.В. Кулешова, А.М. Цховребов, М.Л. Нортон 113
Природа фазового расслоения в субмикронных мостиках на основе Bi2212 монокристаллических вискеров, С.Г. Зыбцев, В.Я. Покровский, И.Г. Горлова 115
О возможной природе псевдощели в ВТСП, О.М. Иваненко, К.В. Мицен 117
Магнитосопротивление тонких пленок ВТСП материала системы Bi-Pb-Sr-Ca-Cu-0, Л.П. Ичкитидзе 119
Магнитные свойства квадратных джозефсоновских решеток 100x100. Самоорганизованная критичность и асимметрия в динамике магнитного потока, С.М. Ишикаев, Э.В. Матизен, В.А. Обознов 121
Подавление релаксации в YBCO ортогональным магнитным полем, А.В. Калинов, И.Ф. Волошин, Л.М. Фишер, В.А. Ямпольский 123
Применение модели нерегулярных смешанослойных структур к описанию ВТСП, М.Ю. Каменева, Л.П. Козеева, А.И. Романенко 125
Электродинамика сверхпроводников с анизотропным пиннингом, Е.Ю. Клименко, С.В. Шавкин 126
Проблема химической неоднородности ВТСП на примере системы K-Ba-Bi-O, Л.А. Клинкова, В.И. Николайчик, Н.В. Барковский, В.К. Федотов 128
Электронные характеристики MgB_2, полученные из измерений H_{c2} , С.И. Красносвободцев, Н.П. Шабанова, А.В. Цикунов, А.И. Головашкин 130
Квантовые шумы в сверхпроводниковых генераторах на распределенных джозефсоновских переходах, В.В. Курин, И.В. Пименов 132
Рентгеновские спектры и электронная структура высокотемпературных сверхпроводников, Э.З. Курмаев 134
Электронные неоднородности в слабодопированных купратах и их проявления в макроскопических свойствах, А. Н. Лавров, S. Komiya, Y. Ando 135
Релаксационная функция и магнитные свойства слабо допированных слоистых купратов, И.А. Ларионов 137
Эффект близости на границе сверхпроводник – многозонный сверхпроводник, А.А. Голубов, М.Ю. Куприянов, В.Ф. Лукичев 139
Природа резистивного перехода в ВТСП, Л.С. Мазов 140
Связь модулированной структуры и T_c в монокристаллах Bi-2201, В.П. Мартовицкий, В.В. Родин 142
Влияние цинка на зонный спектр $Y_{0.8}Ca_{0.2}Ba_2Cu_3O_y$ в нормальной фазе, О.А. Мартынова, Д.В. Потапов, М.В. Елизарова, В.Э. Гасумянц, Л.П. Мезенцева 144
Квантовый транспорт в андреевских проводах, В.М. Винокур, Н.Б. Копнин, А.С. Мельников 146
Андреевское рассеяние и спектр квазичастиц в сверхпроводящих наноконтактах в магнитном поле, В.М. Винокур, Н.Б. Копнин, А.С. Мельников 148
Закономерности проявлений псевдощелевого состояния в транспортных свойствах $YBa_2Cu_3O_\gamma$ при $T \leq 1200$ K, А. В. Митин 150
Фазовый переход, обусловленный спонтанным нарушением симметрии барьеров для атомов кислорода в $YBa_2Cu_3O_x$, и релаксационные явления – быстрый и медленный процессы, В.Н. Наумов, Н.И. Мацкевич, Г.И. Фролова, О.Б. Аникеева, А.И. Романенко, Ю.Г. Стенин 152

Радиационно-стимулированное подавление критической температуры ВТСП: распаривние или фазовые флуктуации? , Л. А. Опенов 154
Анизотропное магнитосопротивление и необычный низкотемпературный спин-переориентационный переход в $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$, , А.С. Москвин, Ю.Д. Панов 156
Намагниченность мелкокристаллических ВТСП. Роль структурного разупорядочения, Н.Б. Бутко, Л.Г. Мамсурова, К.С. Пигальский, Н.Г. Трусевич 158
Переключения и гистерезис на вольт-амперных характеристиках субмикронных мостиков BSCCO, С.Г. Зыбцев, В.Я. Покровский, И.Г. Горлова и Ю.И. Латышев 160
Анизотропия магнитосопротивления в ab-плоскости монокристаллов NdCeCuO, А.И. Пономарёв, Л.Д. Сабирзянова, К.С. Сазонова, А.С. Москвин, Ю.Д. Панов, А.А. Иванов 162
Определение величины псевдощели в тонких плёнках Y-123 и Bi-2223, Д.Д. Прокофьев, М.П. Волков, Ю.А. Бойков 164
Диаграмма состояния $Ba_2YCu_3O_6$ - $Ba_2YCu_3O_7$ в области температур 200-400°C, И.Б. Бобылев, Н.А. Зюзева, С.В. Сударева, Т.П. Криницина, Ю.В. Блинова, Е.П. Романов ...166
Формирование искусственных центров пиннинга в ВТСП на основе Bi, И.А. Руднев, П.В. Бобин, Б.П. Михайлов 168
Квантовое плавление вихревой решетки Абрикосова, М.В. Зюбин, И.А. Руднев, В.А. Кашурников 170
Необратимая магнитная динамика и самоорганизация критического состояния в дискретных сверхпроводниках, С.Л. Гинзбург, Н.Е. Савицкая 172
Влияние разупорядочения на критическую температуру *d* - волновых сверхпроводников с малой длиной когерентности, И.А. Семенихин 174
Необычные свойства критического состояния поликристаллических ВТСП в слабых магнитных полях, Н.Д. Кузьмичёв, В.В. Славкин, А.И. Головашкин 176
Применение модели сверхпроводящего K-спаривания для интерпретации туннельных характеристик ВТСП купратов, Ю.В. Копаев, В.М. Софронов 178
Низкотемпературный спинодальный распад в нестехиометрическом соединении $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, С.В. Сударева, Е.П. Романов, Е.И. Кузнецова, Т.П. Криницина, И.Б. Бобылев, Ю.В. Блинова 180
Влияние структурного беспорядка на транспортные свойства ВТСП пленок, А.В. Бобыль, Р.А. Сурис 182
Surface waves in strongly anisotropic HTSC structures, E.S. Syrkin, A.M. Kosevich, P.A. Minaev, A.G. Shkorbatov 184
Особенности релаксация намагниченности в скрещенных магнитных полях (магнито-оптические наблюдения), Успенская Л.С., Королев К.С. 185
Магнитная восприимчивость нормального состояния и структурное разупорядочение в мелкокристаллических ВТСП $YBa_2Cu_3O_y$, Н.Б. Бутко, А.А. Вишнев, Е.Ф. Макаров, Л.Г. Мамсурова, К.С. Пигальский, Н.Г. Трусевич 186
Высокочастотное поглощение в сильно анизотропных, слоистых сверхпроводниках и взаимодействие вихрей магнитного потока, В.А. Тулин, В.А. Березин 188
Эффекты резистивных переключений в гетеропереходах на базе ВТСП и легированных манганитов - демонстрация примесного фазового расслоения поверхностного слоя, Н.А. Тулина, В.В. Сироткин 190
Кинетика формирования безсиловых конфигураций, роль барьера и разрывности вихрей, Успенская Л.С., C.J. van der Beek, M. Konczykowski, Bogdan Dabrowski 192
Особенности колебательных спектров многослойных кристаллических структур типа ВТСП, И.А. Господарев, В.И. Гришаев, Е.С. Сыркин, С.Б. Феодосьев 194
«Температурное эхо» от сверхпроводящего фазового перехода в теплоемкости $HoBa_2Cu_3O_{6.95}$, В.Н. Наумов, Г.И. Фролова, Т. Атаке 195
Распределение магнитного поля у поверхности массивных ВТСП, В.П. Хавронин, С.Л. Гинзбург 197

Аномалии теплового расширения ВТСП: микроскопические следствия феноменологической модели, А.И. Головашкин, А.М. Цховребов, А.П. Русаков, Г.В. Кулешова 199
Псевдощелевые особенности проводимости в ВТСП и халькогенидах в модели U-минус центров, К.Д. Цэндин, Д.В. Денисов, Б.П. Попов 201
Влияние легирования на анизотропию транспортных свойств $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ и $Ca_{2-x}Sr_xRuO_4$, Т.Б. Чарикова, А.И. Пономарев, А.Н. Игнатенков, А.О. Ташлыков, А.В. Хрустов, Н.Г. Шелушинина, А.А. Иванов 203
Квазидвумерный характер проводимости в монокристаллах $Nd_{2-x}Ce_xCuO_4$, Н.Г. Шелушинина, А.И. Пономарев, Т.Б. Чарикова, А.А. Иванов 205

Секция N. Новые сверхпроводники и родственные материалы..... 207

Сверхтекучесть в двухслойных квантовых холловских системах в пределе низкой плотности, С.И. Шевченко 208
Механизмы образования ВТСП и проникновения серебра в керамику композитов Bi, Pb-2223/Ag, Е.П. Романов, Ю.В. Блинова, С.В. Сударева, Т.П. Криницина, И.И. Акимов 210
Роль кристаллохимических факторов в создании условий для возникновения сверхпроводимости и повышения T_c в слоистых сверхпроводниках: ВТСП-купратах, диборидах и борокарбидах, Л.М. Волкова, С.А. Полищук, Ф.Э. Гербек 212
Пространственно-неоднородная сверхпроводимость в MgB_2 , А. И. Войтенко, А. М. Габович, T. Ekino, H. Fujii, T. Takasaki, Mai Suan Li, H. Szymczak, M. Pękała, J. Akimitsu, T. Muranaka 214
Единый подход к расчету электронной структуры в ВТСП и манганитных материалах. Сходство и различия в спектрах квазичастиц, В.А. Гавричков, С.Г. Овчинников, Л.Е. Якимов 216
Петли намагничивания ВТСП $Bi_{1.8}Pb_{0.3}Sr_2Ca_2Cu_3O_x$ с микроструктурой пены, М.И. Петров, Д.А. Балаев, К.А. Шайхутдинов, Д.М. Гохфельд, С.И. Попков, С.А. Сацук 218
Роль атомного беспорядка в формировании не Ферми жидкостных состояний, А.Е. Карькин, А.С. Кривощеков, Ю.Н. Акшенцев, Б.Н. Гощицкий 220
Фазовый переход в MgB_2 с очень низкой плотностью, В.А. Гриненко, Е.П. Красноперов, В.А. Столяров, А.А. Буш, Б.П. Михайлов 222
Анизотропные обменные взаимодействия в $CuTe_2O_5$, Р.М. Еремина, J.Deisenhofer, A. Loidl, H.-A. Krug von Nidda, ...224
Сверхпроводящий ток в полимерных каналах в структурах сверхпроводник - полимер – сверхпроводник, А.Н. Ионов, М.Н. Николаева, В.М. Светличный, R. Rentzsch 226
Транспортные свойства атомно-разупорядоченных соединений с тяжелыми фермионами CeT_2X_2 (T=Ni, Cu, Pd; X=Si, Ge) и $CeCu_6$, Карькин А. Е., Кривощеков А. С., Бергер И. Ф., Воронин В. И., Акшенцев Ю. Н., Гощицкий Б. Н. 228
Влияние давления и магнитного поля на процессы переноса заряда в плотных слоях ориентированных углеродных нанотрубок, З.Я. Косаковская, И.А. Чабан, B. Sundqvist, Bingbing Liu, Г.Г. Косаковский 230
Влияние индуцированного нейтронным облучением разупорядочения на свойства нормального и сверхпроводящего состояний в соединениях $PrOs_4Sb_{12}$ и $LaRu_4Sb_{12}$, А.С. Кривощеков, А.Е. Карькин, С.В. Наумов, Н.В. Костромитина, Б.Н. Гощицкий 232
Многощелевая сверхпроводимость и леггетовские плазменные резонансы в $Mg_{1-x}Al_xB_2$, С.А. Кузьмичев, Я.Г. Пономарев, М.Г. Михеев, М.В. Судакова, С.Н. Чесноков, Е.Г. Максимов, С.И. Красносвободцев, А.В. Варлашкин, Л.Г. Севастьянова, О.В. Кравченко, К.П. Бурдина, Б.М. Булычев 234
Структура керамик $Tl_2Ba_2CaCu_2O_yF_{2x}$ $(0 \le x \le 0,3)$, А.И. Акимов, С.А. Лебедев 235
Захват магнитного потока и ядерная спин-решеточная релаксация в углеродных образцах с нанотрубными структурами, О. Е. Омельяновский, А. В. Садаков, В. И. Цебро, Е. Г. Николаев 236

О возможности проявления ВТСП с повышенными T_C в интерфейсах CuO - Cu и $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ - Cu, В.В. Осипов, С.В. Наумов 238
ЯМР исследование квазиодномерных купратов $Sr_{14-x}Ca_xCu_{24}O_{41}$ под высоким гидростатическим давлением, Ю.В. Пискунов, Д. Жером, П. Обан-Сензье, П. Зьетек 240
Фазовое расслоение на границе сверхпроводящей, антиферромагнитной и парамагнитной фаз в квазиодномерном соединении $(TMTSF)_2PF_6$, А.В. Корнилов, А.С. Кириченко, А.В. Мальгинов, В М. Пудалов 242
Исследование энергетических щелей монокристаллов $Mg(B_{1-y}C_y)$ с $0.047 \leq y \leq 0.132$ методом спектроскопии андреевского отражения, В.А. Степанов, R.S. Gonnelli, D. Daghero, A. Calzolari, G.A. Ummarino, Valeria Dellarocca, S.M. Kazakov, J. Jun, J. Karpinski 244
Электросопротивление и магнитная восприимчивость поликристаллических образцов Na_xCoO_2 с различным содержанием натрия, А.О. Ташлыков, Т.Б. Чарикова, А.И. Пономарев, А.Н. Игнатенков, В.Л. Кожевников 246
Размерные аномалии фотоэмиссионных спектров и модель сильного электрон-фононного взаимодействия, А.М. Цховребов, А.И. Головашкин, А.Н. Жерихин, Л.Н. Жерихина, Г.В. Кулешова 248
Сверхпроводящие свойства упорядоченного нанокомпозита In-опал, М. С. Конончук, С.Г. Романов, А.В. Фокин, А.В. Черняев, Д.В. Шамшур 250
Электрофизические свойства PbSnTe:In на границе перехода сверхпроводник-диэлектрик Р.В. Парфеньев, Д.В. Шамшур, Д.В. Шакура, С.А. Немов 252
Двухщелевая сверхпроводимость в микроволновом отклике V_3Si, А.М. Шуваев, Ю.А. Нефёдов, М.Р. Трунин 254
Сверхпроводимость межфазной границы двухслойных гетероструктур на основе полупроводниковых монохалькогенидов, О.И. Юзефович, М.Ю. Михайлов, Н.Я. Фогель, Ю.В. Бомзе, Е.И. Бухштаб, А.Ю. Сипатов, В. Волобуев 256

Секция А. Прикладная сверхпроводимость 259

Оптическая система связи и управления на основе ВТСП болометра, Антоненко С.В., Коротков Д.П., Брызгунов К.В. 260
Магнито-оптические исследования прыжков магнитного потока в MgB_2 пленках, А.В. Бобыль, Ю.М. Гальперин, Т.Х. Йохансен, Д.В.Шанцев 262
Особенности локального управляемого намагничивания высокотемпературного сверхпроводника, С.И. Бондаренко, А.А. Шабло, П.П. Павлов 264
Сверхпроводниковый джозефсоновский детектор терагерцового диапазона, работающий при температуре жидкого азота, И.В. Борисенко, Ю.В Кислинский, К.И. Константинян, Г.А. Овсянников 265
Применение концепции самоорганизованной критичности к динамике магнитного потока в дискретных сверхпроводниках, С.Л. Гинзбург, Н.Е. Савицкая 267
Фундаментальные применения сверхпроводимости: квантовые интерферометры и принцип Маха, А.И.Головашкин, Л.Н.Жерихина, А.М.Цховребов, Г.В. Кулешова 269
Эффект подавления резонансного криттока в ВТСП джозефсоновских переходах Д.В. Гончаров, И.А. Девятов, М.Ю. Куприянов 271
Покрытия на основе висмутовых керамик $Bi_2Sr_2Ca_1Cu_2O_y$ на различных подложках различной формы, С.В. Антоненко, К.В.Брызгунов, М.А. Горячев 273
Влияние второй гармоники в ток-фазовом соотношении на вольтамперную характеристику высокотемпературного ПТ СКВИДа, Я.С. Гринберг, И.Л. Новиков 275
Сверхпроводящие трансформаторы энергетического назначения, Ш.И. Лутидзе, Э.А. Джафаров 277
Эффективные направления разработок сверхпроводящих индуктивных накопителей энергии для энергетики, Ш.И. Лутидзе, Э.А. Джафаров, Ф.Ф. Юлдашев 279
Магнитные и левитационные свойства монодоменных сверхпроводников Y-Ba-Cu-O, И.А. Руднев, Ю.С. Ермолаев, О.Л. Полущенко , Н.А. Нижельский, В.А. Матвеев 281

О возможности наблюдения эффектов влияния гравитационного поля на магнитный поток в сверхпроводящем кольце, А.И. Головашкин, Л.Н. Жерихина, Г.В. Кулешова, А.М. Цховребов 283
Устойчивость джозефсоновского перехода во внешнем магнитном поле, Ю.В. Захаров, И.В. Уваев 285
Особенности метода выращивания из газовых каверн монокристаллов Bi-ВТСП 2201, 2212 и 2223 фаз, Ю.И. Горина, Г.А. Калюжная, Н.Н. Сентюрина 287
Улучшение добротности сверхпроводящего микрополоскового резонатора на основе анализа спектра мод резонансных колебаний, Н.А. Волчков, А.И. Головашкин, А.Л. Карузский, А.Н. Лыков, В.Н. Мурзин, А.В. Пересторонин 289
Смеситель субмиллиметрового диапазона длин волн на основе тонкой пленки $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, Н.С. Каурова, М.И. Финкель, С.Н. Масленников, Ю.Б. Вахтомин, С.В. Антипов, К.В. Смирнов, Б.М. Воронов, Г.Н. Гольцман, К.С. Ильин 291
Дисперсия джозефсоновского тока в гибридных гетеропереходах на металлооксидных сверхпроводниках, Ю.В. Кислинский, К.И. Константинян, Г.А. Овсянников, Ф.В. Комиссинский 293
Сопоставление эффективностей ВТСП и НТСП магнитов, Е.Ю. Клименко 295
Намагничивание монодоменных ВТСП элементов, Л.К. Ковалев, С.М.-А. Конеев, А.Е. Ларионов, И.И. Акимов, В. Гавалек 297
Магнитный подвес высокоскоростного транспорта на основе объемных ВТСП элементов Л.К. Ковалев, С.М.-А. Конеев, С.А. Ларионов, В.Н. Полтавец, Р.И. Ильясов 299
Применение объемных высокотемпературных сверхпроводников в электромеханике. Новые результаты и перспективы развития, Л.К. Ковалев, К.В. Илюшин, В.Т. Пенкин, К.Л. Ковалев, С.М.-А. Конеев, В.Н. Полтавец, А.Е. Ларионов, К.А. Модестов 301
Переключатель магнитного потока на основе сверхпроводящих колец из керамики А.С. Веселовский, В.Д. Жемерикин, С.С. Иванов, С.И. Копылов 303
Квантовые магнеторезистивные осцилляции в сверхпроводящей структуре типа несимметричной восьмерки, В.И. Кузнецов, В.А. Тулин 305
Модель Гинзбурга – Ландау в задаче об угловых зависимостях верхнего критического поля конечных многослойных SNS структур, В.Н. Кушнир 307
Математические модели электрооборудования нового поколения на основе сверхпроводников и силовой электроники, Э.П. Волков, Ш.И. Лутидзе 309
Влияние эффекта памяти на критический ток сверхпроводящих структур на основе ниобия, Ю.В. Вишняков, А.Н. Лыков, А.Ю. Цветков 311
Влияние черенковских потерь на движение вихрей в джозефсоновском переходе, связанным с волноводом, А.С. Малишевский, В.П. Силин, С.А. Урюпин 313
Магнитные опоры на основе ВТСП для роторных систем, В.А. Матвеев, О.Л. Полущенко, Н.А. Нижельский, В.Н. Герди 315
Металлоксидные сверхпроводящие бикристаллические переходы с высокими критическими параметрами, А.В. Шадрин, И.В. Борисенко, Г.А. Овсянников, И.М. Котелянский, Ф.В. Комиссинский 317
Криогенная топливная помпа с приводом от электродвигателя с высокотемпературным сверхпроводниковым ротором, Л.К. Ковалев, К.В. Илюшин, В.Т. Пенкин, К.Л. Ковалев, И.И. Акимов, Л.Г. Вержбицкий, В.П. Логвинюк, Д. Дью-Хьюз 319
Угловые зависимости верхнего критического магнитного поля многослойных SNS структур с различной геометрической симметрией, С.Л. Прищепа 321
Резонансные моды торцевого джозефсоновского контакта в поле магнитных частиц, А.В. Самохвалов 323
Использование метода ЯКР Cu для оценки качества текстурированных ВТСП-материалов, Ю.А. Сахратов, В.Л. Матухин, А.И. Погорельцев, К.Л. Ковалев 325
Особенности пиннинга и микроволнового поглощения в тонких пленках ВТСП, Ю.И. Таланов, С.Л. Царевский, Т.С. Шапошникова 327

Применение кратковременного плавления ВТСП-керамик (лазером, электрическим током, инфракрасными лампами) для улучшения их функциональных характеристик, Б.П. Михайлов, Г.Н. Михайлова, А.В. Троицкий 329
Вынужденное движение вихрей в джозефсоновском переходе, расположенном между двумя волноводами, С.Г. Успенский, А.С. Малишевский, В.П. Силин, С.А. Урюпин 331
Критический ток сверхпроводящих пленок, А.Ю. Цветков, Г.Ф. Жарков, А.Н. Лыков 333
Сверхпроводниковые токоограничители для энергосистем, Ш.И. Лутидзе, Л.С. Флейшман, В.А. Мальгинов, А.В. Мальгинов, И.И. Акимов, А.К. Шиков 335
Сверхпроводящие материалы из Bi-ВТСП для использования в сильных магнитных полях при гелиевых температурах, В.Ф. Шамрай, Э.М. Лазарев, А.Б. Михайлова, В.И. Нижанковский, И.И. Акимов, А.О. Комаров 337

Дополнение к секции М 338
О роли поляризации кислорода в механизме спаривания электронов в сверхпроводящих купратах, М.В. Красинькова 338

Авторский указатель 340

С о д е р ж а н и е 345