

Закономерности проявлений псевдощелевого состояния в транспортных свойствах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_\gamma$ при $T \leq 1200$ К

А. В. Митин,

Институт физических проблем им. П.Л. Капицы, 119334 Москва, Россия

Из анализа ранее полученных результатов [1] следует, что понижение γ в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_\gamma$ 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 квазидномерном 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 $T_{c\eta}^* \approx 1200$ К [2]. В рамках предложенного сценария [1, 2] находят объяснение как ранее опубликованные данные, так и результаты недавних исследований транспортных свойств $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_\gamma$ при $T \leq 1280$ К [3].

Изучение псевдощелевых аномалий у слабо-дипированных купратов (СДК), область проявлений которых на T - n_p диаграмме перекрывает $\sim 10^3$ К, в последние годы приобрело особую актуальность, поскольку именно с выяснением их генезиса связывают перспективы поиска подходов к разгадке природы ВТСП [4] (T – температура, а 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 протектором перколяционной сверхпроводимости на T - 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 $T \geq 300$ К в СДК (“филаментарная” сверхпроводимость [1]) уже затрагивался в более ранних работах. Так, анализ выявленных закономерностей в эволюции температурных зависимостей ($4,2 \text{ К} \leq T \leq 300 \text{ К}$) электронных свойств купратов и ниобатов при варьировании n_p привел к заключению, что наиболее

самосогласованным образом их происхождение может быть объяснено формированием квазидномерных 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 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_\gamma$ с протяженными углублениями $\delta U(r_i) \sim 1$ эВ была получена грубая оценка $T_{ci} \sim \hbar^2/2k_B m_e w_\eta^2 \sim 800$ К [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 $E_o = \omega_o \hbar = \hbar^2/2m_e \tilde{r}_o^2 \approx 2,06$ эВ вблизи потолка фермионной зоны, вызванных димеризацией кислородной подрешетки и сильными обменными взаимодействиями между $2p$ состояниями ($2\tilde{r}_o$ – 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 $C_\eta \leq 1$ – 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 К (для фиксированных $C_\eta = 1$ и $\tilde{r}_o = 136$ пм), которые в образцах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_\gamma$ 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 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_\gamma$ 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 $\rho_T(T)$ гигантских максимумов ниже 1200 К. (Как и в предыдущих публикациях [1], использование термина $\rho_T(T)$ обусловлено нелинейностью ВАХ). Формирование высокопроводящей сети БС (gossamer) должно проявиться также и в поведении других свойств, таких, как, например, термо-э.д.с. $S(T)$.

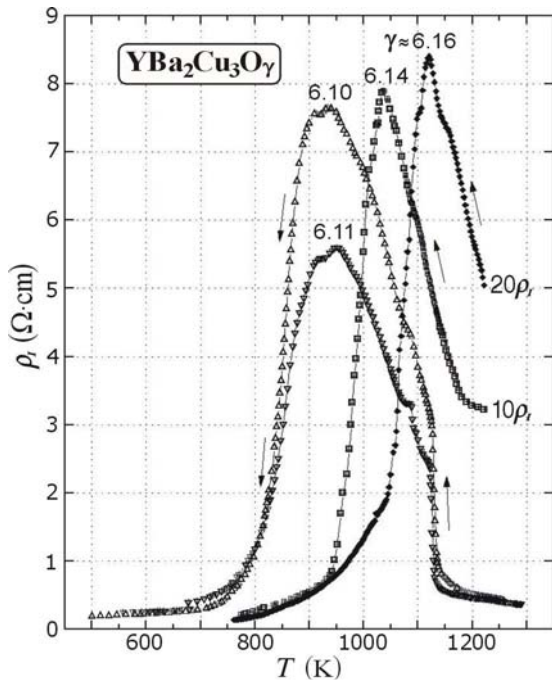


Рис. 1. Температурные зависимости $\rho_l(T)$.

На рис. 1 приведены примеры температурных зависимостей $\rho_l(T)$ образцов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_\gamma$ с $\gamma < 6,2$. Оказалось, что поведение наиболее высокотемпературного участка $\rho_l(T)$ у образцов с $\gamma < 6,14$ хорошо аппроксимируется формулой $\rho_l(T) = \rho_0 \exp(\varepsilon_A/k_B T)$ с параметром $\varepsilon_A \approx 0,5$ эВ, который отвечает энергии связи $E_{B\eta} = E_0/2\eta$ неспаренных дырочных возбуждений (при стохастическом их распределении), а ниже 1200 К в соответствии с предсказаниями [2] действительно наблюдаются гигантские максимумы с интригующе крутым падением $\rho_l(T)$. Увеличение γ (с ростом парциального давления кислорода в зоне нагрева) сопровождается многократным снижением $\rho_l(T)$ и $S(T)$. При этом максимумы на кривых $\rho_l(T)$ вблизи 1200 К постепенно трансформируются в изломы. Кроме того, на кривых появляются изгибы и локальные максимумы в интервале $500 \text{ K} < T < 600 \text{ K}$, 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

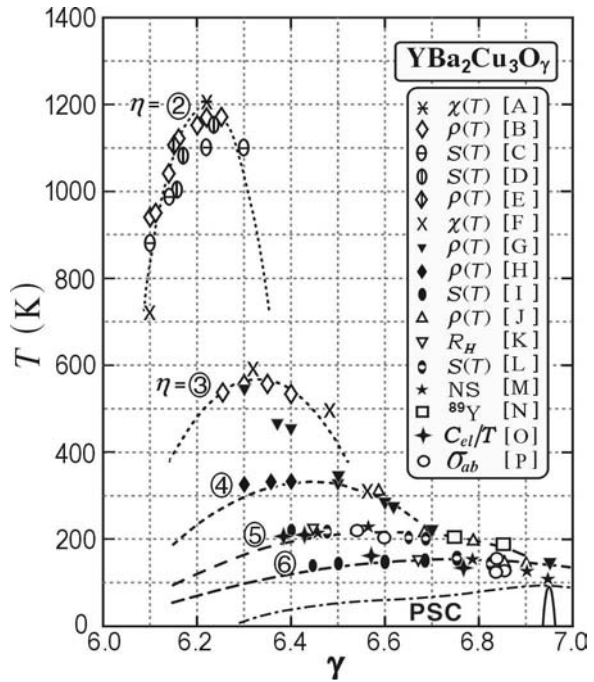


Рис. 2. Пятиуровневая диаграмма $T^*(\eta, \gamma)$.

(фермионной) составляющей в проводимость образцов многократно возрастает. На этом фоне особенности проявлений БС становятся менее заметными [7, 8], пока их концентрация при $T \leq T_c$ 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).