

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 термодинамической 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 про-

водящей системы [7]: $\Phi_e = \Phi_e(T=0) - \frac{\pi^2}{6} v_F V T^2$.

$$\text{Тогда } \alpha = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P = \frac{1}{V} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial T \partial P} = -\frac{\pi^2}{3V} kT \frac{\partial N_F}{\partial P},$$

где N_F – плотность состояний на поверхности Ферми $N_F = v_F V$. 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.).

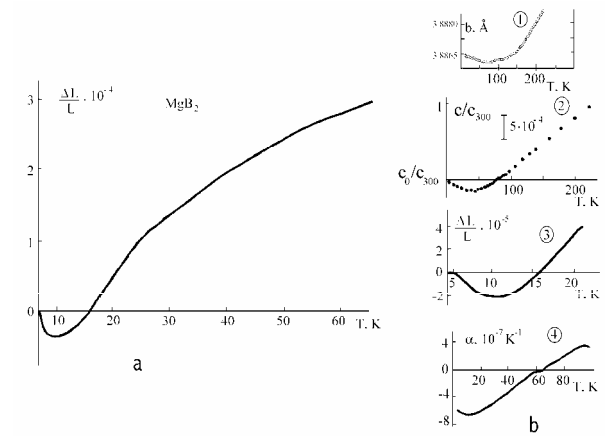


Рис.1. Температурная зависимость теплового расширения $\Delta L/L$ для MgB_2 (a) и сравнение ее с результатами для других ВТСП (b): 1– $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ (b-постоянная решетки вдоль оси “b”) [1]; 2– $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ (c-постоянная решетки вдоль оси “c”, c_0 -постоянная решетки при $T=0$, c_{300} -постоянная 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 $\alpha < 0$. 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

$$\text{БКШ } kT_c \cong \left(2 \exp(0.577) / \pi \right) \hbar \omega_b \exp\left(-1/\lambda N_F\right).$$

Рост критической температуры при наложении внешнего давления действительно наблюдался у многих высокотемпературных сверхпроводников [8-11]. Однако, четко сравнить множество ВТСП материалов, у которых $\alpha < 0$, 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 $\alpha < 0$ 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 взаимодействие 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 $\alpha < 0$ 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.Бульчев, 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