Low Temperature Physics/Физика низких температур, 2016, т. 42, № 12, с. 1516–1518

Письма редактору

Зависимость критической температуры от числа куперовских пар и механизм сверхпроводимости в слоистом кристалле LaSrCuO

Э.А. Пашицкий

Институт физики НАН Украины, пр. Науки, 46, г. Киев, 03028, Украина
E-mail: pashitsk@iop.kiev.ua

Статья поступила в редакцию 26 сентября 2016 г., опубликована онлайн 24 октября 2016 г.

Показано, что наблюдавшиеся в экспериментах I. Božović, X. He, J. Wu, and A.T. Bollinger, *Nature* **536**, 309 (2016), корневая и линейная зависимости критической температуры перехода в сверхпроводящее состояние T_c от числа куперовских пар в передопированных слоистых кристаллах $La_{2-x}Sr_xCu_2O$ могут быть описаны моделью БКШ для фононного и плазмонного механизмов сверхпроводимости с учетом эффектов сильной связи.

Показано, що коренева та лінійна залежності критичної температури переходу у надпровідній стан T_c від числа куперівських пар, які спостерігалися в експериментах I. Božović, X. He, J. Wu, and A.T. Bollinger, *Nature* **536**, 309 (2016), у передопованих шаруватих кристалах $La_{2-x}Sr_xCu_2O$, можуть бути описані за допомогою стандартної моделі БКШ для фононного та плазмонного механізмів надпровідності з урахуванням ефектів сильного зв'язку.

PACS: **74.20.–z** Теории и модели сверхпроводящего состояния;
74.20.Fg Теория БКШ и ее развитие;
74.72.–h Купратные сверхпроводники;
74.72.Gh Дырочно-допированные.

Ключевые слова: сверхпроводимость, ВТСП, критическая температура, куперовские пары.

Недавно в Брукхейвенской лаборатории [1] была установлена аномальная зависимость критической температуры T_c фазового перехода в сверхпроводящее состояние от числа куперовских пар n_C в слоистых кристаллах $La_{2-x}Sr_xCu_2O$, которые получены путем прецизионного послойного эпитаксиального напыления атомов соответствующих химических элементов. Было показано, что с ростом содержания стронция в интервале $0{,}16 < x < 0{,}25$ критическая температура T_c перехода данного купратного соединения в сверхпроводящее состояние монотонно падает от 40 К до нуля, а зависимость T_c от плотности сверхтекучей компоненты (т.е. от числа куперовских пар n_C), которая определялась по лондоновской глубине проникновения магнитного поля в сверхпроводник λ_L при $T \to 0$, изменяется от линейной $T_c \sim n_C$ до корневой $T_c \sim \sqrt{n_C}$. Авторы публикации [1] утверждают, что такое поведение T_c в зависимости от n_C ставит под сомнение все известные механизмы ВТСП, предложенные к настоящему времени.

В настоящей работе показано, что полученные в экспериментах [1] зависимости $T_c(n_C)$ могут быть описаны на основе модели БКШ [2] с учетом эффектов сильной связи [3] в предположении, что механизм сверхпроводимости в слоистом кристалле $La_{2-x}Sr_xCu_2O$ определяется взаимодействием носителей тока либо с акустическими фононами, либо с акустическими плазмонами.

Как известно, в слоистых кристаллах с квазидвумерным зонным спектром при низкой концентрации вырожденных носителей заряда (электронов или дырок), когда уровень Ферми лежит вблизи дна или потолка зоны проводимости, поверхность Ферми при экспоненциально малой вероятности туннелирования электронов между слоями является цилиндрической с круговым сечением, а импульс Ферми равен $p_F = \hbar\sqrt{\pi n_s}$, где $\hbar$ — постоянная Планка, $n_s = \bar{n}d$ — поверхностная двумерная (2D) концентрация носителей в слоях, $\bar{n}$ — их средняя концентрация по объему кристалла, а d — расстояние между слоями в кристалле, которое значительно превышает постоянную кристаллической решетки a в плоскости слоев.

При более высоком уровне допирования, когда уровень Ферми приближается к логарифмической особенности Ван Хова в плотности состояний 2D электронного спектра, сечение поверхности Ферми становится почти квадратным, так что импульс Ферми в этом случае равен $p_F = \pi\hbar\sqrt{n_s/2}$. Заметим, что после прохождения ван-хововской особенности один тип носителей тока в $La_{2-x}Sr_xCu_2O$ (дырок) со средней концентрацией $\bar{n}_h$ сменяется другим типом носителей (электронами проводимости) с концентрацией $\bar{n}_e$, которая уменьшается по мере повышения уровня допирования, т.е. увеличения числа x атомов Sr в расчете на одну элементарную ячейку.

Если предположить, что в передопированных образцах $La_{2-x}Sr_xCu_2O$ с $x > 0,24$ и с критической температурой $T_c < 12$ К механизм сверхпроводимости определяется, главным образом, взаимодействием вырожденных носителей тока с продольными акустическими фононами, распространяющимися в плоскости 2D слоев с частотой $\omega_{\text{ph}}(q_{\|}) = q_{\|}s_{\|}$ (где $s_{\|}$ — продольная скорость звука), то в рамках модели БКШ [2] с учетом эффектов сильной связи [3] сверхпроводящая щель в спектре квазичастиц Δ_0 при $T \to 0$ с учетом передаваемого 2D импульса порядка p_F при обмене виртуальными акустическими фононами приближенно определяется следующей формулой:

$$\Delta_0 \approx 2 p_F s_{\|} \exp\left(-\frac{1+\lambda_{\text{ph}}}{\lambda_{\text{ph}} - \mu_C^*}\right). \qquad (1)$$

Здесь λ_{ph} — безразмерная константа электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ), μ_C^* — так называемый кулоновский «псевдопотенциал» [4], который, как правило, мал ($\mu_C^* \ll \lambda_{\text{ph}}$) за счет большого логарифма Боголюбова–Толмачева $\ln(E_F/\omega_{\text{ph}}) \gg 1$, где E_F — энергия Ферми.

При условии $\lambda_{\text{ph}} \gg 1$ показатель экспоненты в (1) практически не зависит от p_F, так что щель $\Delta_0 \sim p_F \sim \sqrt{n_s}$. Поскольку в рамках модели БКШ имеет место прямая пропорциональная зависимость между Δ_0 и T_c, а число куперовских пар при $T \to 0$ в 2D слое равно $n_C = n_s/2$, получаем соотношение $T_c \sim \sqrt{n_C}$ в соответствии с экспериментальными данными [1] в области $T_c \le 12$ К.

С другой стороны, наблюдавшаяся в [1] линейная зависимость $T_c \sim n_C$ в той области допирования, в которой критическая температура лежит в интервале $12\text{ К} < T_c < 40$ К, также может быть описана в рамках модели БКШ, если предположить, что в этой области превалирующим является **плазмонный механизм сверхпроводимости**.

Такой нефононный механизм сверхпроводимости, задолго до открытия ВТСП в купратных металлооксидах Беднорцем и Мюллером [5], был впервые предложен в работах [6,7] для многозонных металлов и полуметаллов, а также для слоистых полупроводниковых структур [8], в которых могут сосуществовать группы свободных носителей заряда (электронов, дырок) с существенно разными эффективными массами в разных зонах или слоях. В этом случае в коллективном электронном спектре, наряду с обычными плазменными колебаниями с конечной частотой ω_{pl} в длинноволновом пределе $q \to 0$, могут существовать так называемые **акустические плазмоны** с линейным законом дисперсии $\omega(q) \sim q$, предсказанные в [9] для переходных металлов с легкими и тяжелыми электронами в перекрывающихся *s*- и *d*-зонах.

После открытия ВТСП в слоистых купратных МОС модель плазмонного механизма сверхпроводимости применялась в ряде работ [10–17] для объяснения высоких T_c и аномально слабого изотопического эффекта в купратных ВТСП соединениях с учетом квазиакустического закона дисперсии плазмонов в слоистых кристаллах с квазидвумерным электронным спектром.

Как известно, в слоистом кристалле с одним проводящим 2D слоем в элементарной ячейке фурье-компонента матричного элемента кулоновского взаимодействия между электронами (дырками) без учета экранирования имеет вид

$$V_C(q_{\|}, q_z) = \frac{2\pi e^2}{q_{\|}} \frac{\operatorname{sh}(q_{\|}d)}{\operatorname{ch}(q_{\|}d) - \cos(q_z d)}, \qquad (2)$$

где $q_{\|}$ — продольный передаваемый импульс вдоль слоев, q_z — поперечный передаваемый импульс вдоль оси *z*, направленной перпендикулярно плоскости слоев. В этом случае при условии $q_z d = \pi$, которое соответствует стоячей плазменной волне с длиной волны, равной $2d$, частота электронных плазменных колебаний определяется следующим выражением:

$$\omega_{\text{pl}}(q_{\|}, q_z) = \left[\frac{2\pi e^2 n_s}{\varepsilon_\infty m_{\|}^*} \frac{q_{\|}\operatorname{sh}(q_{\|}d)}{\operatorname{ch}(q_{\|}d) + 1} + q_{\|}^2 \upsilon_F^2\right]^{1/2}, \qquad (3)$$

где ε_∞ — высокочастотная диэлектрическая проницаемость кристалла, $m_{\|}^*$ — слабо зависящая от уровня допирования продольная эффективная масса свободных носителей заряда в 2D зоне проводимости, а $\upsilon_F = p_F / m_{\|}^*$ — их фермиевская скорость.

При условии $q_{\|}d < 1$ выражение (3) с точностью до малых квадратичных членов приводится к следующему виду:

$$\omega_{\text{pl}}(q_{\|}) \approx q_{\|} u_{\text{pl}}(n_s); \quad u_{\text{pl}}(n_s) = \left[\frac{\pi e^2 n_s d}{\varepsilon_\infty m_{\|}^*}\left(1 + \frac{\varepsilon_\infty \hbar^2}{m_{\|}^* e^2 d}\right)\right]^{1/2}. \qquad (4)$$

Если фазовая скорость акустических плазмонов u_{pl} больше, чем скорость продольного звука $s_{\|}$, то преобладающим становится плазмонный механизм сверхпроводимости, обусловленный обменом виртуальными акустическими плазмонами с частотой (4). При этом формула для щели в рамках модели БКШ, по аналогии с (1), принимает вид

$$\Delta_0 \approx 2 p_F u_{\text{pl}} \exp\left(-\frac{1+\bar{\lambda}_{\text{pl}}}{\bar{\lambda}_{\text{pl}} - \mu_C^*}\right). \qquad (5)$$

Здесь $\bar{\lambda}_{\text{pl}}$ — эффективная безразмерная константа электрон-плазмонного взаимодействия, которая приближенно может быть представлена как $\bar{\lambda}_{\text{pl}} \approx N_F \bar{V}_C$, где N_F — плотность состояний на уровне Ферми, а $\bar{V}_C$ — кулоновский матричный элемент (2) при $q_{\|} = p_F/\hbar$ и $q_z = \pi/d$. При достаточно большой величине константы связи $\bar{\lambda}_{\text{pl}} \gg 1$ и при $\mu_C^* \ll \bar{\lambda}_{\text{pl}}$ щель (5) с хорошей точностью равна

$$\Delta_0 \approx 2 p_F u_{\text{pl}} e^{-1}. \qquad (6)$$

Поскольку фазовая скорость акустических плазмонов u_{pl}, согласно (4), зависит от концентрации носителей корневым образом, $u_{\text{pl}}(n_s) \sim \sqrt{n_s}$, сверхпроводящая щель при $T \to 0$, согласно (6), зависит линейно от n_s. Отсюда следует, что в данном случае в рамках модели БКШ, когда выполняется условие $T_c \sim \Delta_0$, имеет место линейная зависимость $T_c \sim n_s$. Поскольку, как отмечалось выше, при $T \to 0$ все вырожденные свободные носители (дырки) в купратных 2D слоях образуют связанные куперовские пары, концентрация которых равна $n_C = n_s/2$, прямая пропорциональная зависимость между T_c и n_s соответствует наблюдавшейся в экспериментах [1] линейной зависимости $T_c \sim n_C$ в слоистых кристаллах $La_{2-x}Sr_xCu_2O$ в области сильного передопирования, когда $12\ K < T_c \le 40\ K$.

Таким образом, поскольку с ростом степени допирования после прохождения особенности Ван Хова происходит смена дырочного типа проводимости на электронный и уменьшение средней электронной концентрации $\bar{n}_e$, а также соответствующей 2D плотности носителей тока в купратных слоях $n_s = \bar{n}_e d$, наблюдавшийся в [1] в передопированных кристаллах $La_{2-x}Sr_xCu_2O$ переход от линейной зависимости $T_c \sim n_C$ к корневой $T_c \sim \sqrt{n_C}$ можно объяснить в рамках модели БКШ, если предположить, что происходит переход от плазмонного механизма сверхпроводимости к фононному, когда фазовая скорость акустических плазмонов $u_{\text{pl}} \sim \sqrt{n_s}$ становится меньше продольной скорости звука $s_{\|}$.

В заключение выражаю благодарность С.М. Рябченко, который обратил мое внимание на сообщение о результатах экспериментов [1], а также В.И. Пентегову и А.В. Семенову за полезное обсуждение приведенной выше точки зрения относительно возможного объяснения полученных в [1] результатов в рамках теории БКШ [2] с учетом важной роли эффектов сильной связи [3] как для фононного, так и для плазмонного механизма сверхпроводимости.

1. I. Božović, X. He, J. Wu, and A.T. Bollinger, *Nature* **536**, 309 (2016).
2. J. Bardeen, L.N. Cooper, and J.R. Schriffer, *Phys. Rev.* **106**, 162 (1957).
3. Г.М. Элиашберг, *ЖЭТФ* **38**, 966 (1960).
4. Н.Н. Боголюбов, В.В. Толмачев, Д.В. Ширков, *Новый метод в теории сверхпроводимости*, Изд-во АН СССР, Москва (1958).
5. J.G. Bednorz and K.A. Müller, *Z. Phys. B* **64**, 189 (1986).
6. Э.А. Пашицкий, *ЖЭТФ* **55**, 2387 (1968).
7. H. Fröhlich, *J. Phys. C* **1**, 544 (1968).
8. Э.А. Пашицкий, *ЖЭТФ* **56**, 662 (1969).
9. D. Pines, *Can. J. Phys.* **34**, 1379 (1956).
10. Э.А. Пашицкий, В.Л. Винецкий, *Письма в ЖЭТФ* **46**, 124 (1987).
11. J. Ruvalds, *Phys. Rev. B* **35**, 8869 (1987).
12. V.Z. Kresin and H. Morawitz, *Phys. Rev. B* **37**, 7854 (1988).
13. Э.А. Пашицкий, *ФТТ* **31**, 46 (1989).
14. Э.А. Пашицкий, В.И. Пентегов, А.В. Семенов, *ФНТ* **22**, 479 (1996) [*Low Temp. Phys.* **22**, 367 (1996)].
15. Э.А. Пашицкий, В.И. Пентегов, *ЖЭТФ* **111**, 298 (1997).
16. Э.А. Пашицкий, В.И. Пентегов, *ФНТ* **27**, 140 (2001) [*Low Temp. Phys.* **27**, 103 (2001)].
17. Э.А. Пашицкий, В.И. Пентегов, *ФНТ* **34**, 148 (2008) [*Low Temp. Phys.* **34**, 113 (2008)].

The dependence of the critical temperature on Cooper pairs' number and the mechanism of superconductivity in the layered LaSrCuO crystal

E.A. Pashitskii

It is shown that the square-root and linear dependences of the critical temperature T_c of superconducting transition on the number of Cooper pairs observed in experiments by I. Božović, X. He, J. Wu, and A.T. Bollinger, *Nature* **536**, 309 (2016), in the overdoped layered $La_{2-x}Sr_xCu_2O$ crystals may be described by the BCS model for the phonon and plasmon mechanisms of superconductivity with account for the strong coupling effects.

PACS: **74.20.–z** Theories and models of superconducting state;
74.20.Fg BCS theory and its development;
74.72.–h Cuprate superconductors;
74.72.Gh Hole-doped.

Keywords: superconductivity, HTS, critical temperature, Cooper pairs.