

# СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ, КАК СЛЕДСТВИЕ АНОМАЛЬНОЙ НЕЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗУЕМОСТИ ЭЛЕКТРОНОВ С ПОВЕРХНОСТЬЮ ЭКСТРЕМУМОВ В ЗАКОНЕ ДИСПЕРСИИ

*Ю.В.Конаев*

В случае полупроводника с поверхностью или линией (петлей) экстремумов существует интервал по степени легирования, в котором корреляционная энергия превышает кинетическую даже в случае слабого взаимодействия. Сверхпроводимость при этом возникает в результате межэлектронного притяжения, обусловленного квадратичной нелинейной поляризаемостью этих же электронов.

Высокотемпературный класс сверхпроводников на медно-окисной основе обладает целым рядом аномальных свойств в несверхпроводящей фазе: близость к границе фазового перехода (ФП) металл-полупроводник, к антиферромагнитному ФП и др. Одно из направлений в объяснении этих аномалий и высокой критической сверхпроводящей температуры  $T_c$  основано на предположении, что из-за сильного кулоновского отталкивания  $U$  двух электронов на одном центре по сравнению с шириной  $W$  разрешенной зоны более адекватным является представление о локализованных, а не блоховских электронах. К сожалению, даже в используемом здесь приближении  $U \gg W$  (см., напр.,<sup>1, 2</sup>) строго последовательного описания сверхпроводимости пока не существует. К тому же наблюдаемые малые значения диэлектрических щелей  $E_g$  и не малые значения  $W$ , получаемые из зонных расчетов, указывают на то, что если и имеет место локализация, то ее необходимо описывать в приближении  $U \approx \approx W$ . Вопрос о том, сохранится ли основная привлекательная особенность этого направления – сверхпроводимость только за счет кулоновских корреляций – в случае  $U \approx W$ , является открытым. Достаточно убедительным, на наш взгляд, ответом на этот вопрос явилось бы доказательство возможности сверхпроводимости за счет кулоновских корреляций в противоположном случае  $U \ll W$ , что и сделано в настоящей работе.

Рассмотрим ситуацию, когда нормальное металлическое состояние характеризуется наличием конгруэнтных участков поверхности Ферми ("нестинг"). При переходе с уменьшением величины  $W$  от приближения почти свободных электронов ( $U \ll W$ ) к случаю локализации на атомном масштабе ( $U \gg W$ ) имеется широкая область по параметру  $W/U$ , когда перекрытие волновых функций на ближайших соседях существенно превышает перекрытие со следующими соседями. В этом случае при половинном заполнении зоны (один электрон на элементарную ячейку) условие нестинга легко выполняется<sup>3</sup> даже в трехмерном случае (3D), а тем более в двухмерном (2D). Наличие слоистой структуры в медно-окисных сверхпроводниках является в этом смысле важным. Описание взаимосвязи диэлектрических и магнитных корреляций со сверхпроводимостью удается в таких системах провести (в отличие от случая  $U \gg W$ ) асимптотически точно<sup>4, 5</sup> (см. также<sup>6</sup>). Диэлектрическое поведение при этом может иметь место и в отсутствие соответствующего зарядового (ВЗП) или спинового (ВСП) дальнего порядка за счет макроскопического ( $30 \div 300$  А) ближнего порядка<sup>7</sup>. Как и в приближении  $U \gg W$  сверхпроводимость оказывается возможной только в меру легирования с концентрацией  $n$  (электронов или дырок), и  $T_c$  как функция  $n$  имеет максимум, что находится в согласии с экспериментом.

Большая величина  $T_c$  при этом была обусловлена корневой особенностью  $1/\sqrt{E}$  в плотности состояний вблизи экстремумов валентной зоны и зоны проводимости полупроводниковой фазы, разделенных щелью  $E_g$  или псевдощелью<sup>5</sup> (в отсутствие дальнего порядка). При этом предполагалось, что для случая не имеющей нулей на поверхности Ферми сверхпроводящей щели задан какой-то (напр., фононный) механизм межэлектронного притяжения.

Отмеченная выше особенность плотности состояний  $(1/\sqrt{E})$ , обеспечивающая увеличение  $T_c$ , например, при константе связи  $\lambda \approx 1$  в 20 раз <sup>5</sup>, обусловлена тем, что экстремумы зон в полупроводниковой фазе образуют поверхность (3D) или линию (2D) в импульсном пространстве с характерным размером  $p_0$  (порядка вектора обратной решетки). Поэтому такое состояние является предельным случаем многодолинного полупроводника с бесконечным числом долин  $\nu$ . При увеличении концентрации  $n$  носителей (напр., дырок) рост кинетической энергии  $\epsilon_F = p_F^2/2m^*$  замедлен, т. к.  $p_F \sim (n/\nu)^{1/3}$ . Поэтому существует интервал по  $n$ , когда  $p_F a_B^* \gg 1$ , т. е. справедливо приближение хаотических фаз, но корреляционная энергия  $E_{corr}$  превышает кинетическую <sup>8</sup> ( $a_B^*$  – боровский радиус в полупроводнике). В рассматриваемом нами случае  $p_F = b_3 \hbar^3 n p_0^{-2} \equiv N_3^{-1} n$  (3D),  $p_F = b_2 \hbar^2 c n p_0^{-1} \equiv N_2^{-1} n$  (2D). (коэффициенты  $b_3 \approx 10$  и  $b_2 \approx 5$  зависят от геометрии поверхности или линии, экстремумов, соответственно),  $a_B^* = \hbar \epsilon_\infty^* / e^2 m^*$ ,  $m^* = E_g / v_0^2$ ,  $\epsilon_\infty^* \sim E_g^{-1}$ ,  $v_0$  – скорость Ферми в металлической фазе,  $c$  – расстояние между слоями (перекрытием волновых функций между слоями пренебрегается).

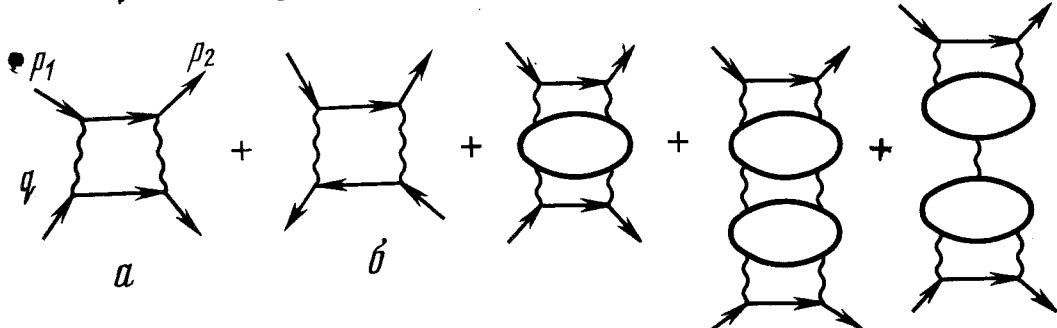
При выполнении условия  $1 \ll p_F a_B^* \ll (n a_B^{*3})^{1/4}$ , что с учетом выражений для  $p_F$  соответствует

$$N_{2,3} a_B^{*2} \ll n a_B^{*3} \ll (N_{2,3} a_B^{*2})^{4/3} \quad (1)$$

основной вклад в корреляционную энергию происходит, как и в <sup>8</sup>, от импульсов  $q \sim n^{1/4}$  и от частот  $\omega \sim n^{1/2}$ . Полная энергия на один электрон принимает минимальное значение при концентрации  $n_{min} a_B^{*3} = (N_{2,3} a_B^{*2})^{8/7}$  и равна

$$E_{min} = - Ry \left( \frac{a_B^* p_0}{\hbar} \right)^{4/7} \text{ (3D)}, \quad E_{min} = - Ry \left( \frac{a_B^{*2} p_0}{c \hbar} \right)^{2/7} \text{ (2D)}, \quad (2)$$

где  $Ry = e^4 m^* / 2\hbar^2 \epsilon_\infty^*$  – энергия связи экситона. Заметим, что энергии  $E_{min}$  (2) существенно превышают энергию связи экситона.



При выполнении условий (1) по той же причине, по которой велика роль корреляционной энергии, оказывается выделенным следующий ряд диаграмм <sup>9</sup> для вершинной функции  $\Gamma(p_1, p_2, q)$  (см. рисунок), где волнистой линии соответствует экранированное кулоновское взаимодействие:  $V/1 - V\Pi_0$ . Основной вклад в диаграммы  $a$  и  $b$

$$\gamma = - \frac{1}{2\pi^2} \int \frac{d^3 q d\omega}{(2\pi)^4} \left[ \frac{V(q)}{1 - V\Pi_0(q, \omega)} \right]^2 G(p_1 + q) G(p_2 - q) \quad (3)$$

дают области  $q \sim n^{1/4} \gg p_F$  и  $\omega \sim n^{1/2} \gg \epsilon_F$  и при  $p_1$  и  $p_2$  порядка  $p_F$  величина  $\gamma$  от  $p_1$  и  $p_2$  не зависит и равна  $-A_\gamma n^{-3/4}$  <sup>9</sup>, т. е. соответствует межэлектронному притяжению. Тогда для величины  $\Gamma$ , которая будет входить в качестве затравочной диаграммы в уравнение для  $T_c$ , получим

$$\Gamma(p_1, p_2, q) = (V + \gamma)[1 - \Pi_0(q, \omega)(V + \gamma)]^{-1}. \quad (4)$$

При  $n > n_{kp} \approx n_{min}$  знаменатель в (4) оказывается порядка единицы  $^{10}$ . Основной вклад в уравнениях на  $T_c$  в рассматриваемой модели возникает от  $q \sim n^{1/4} \gg p_F$  вместо  $q \sim p_F$  в модели  $^{10}$ . В предположении сильной частотной дисперсии диэлектрической проницаемости  $\epsilon^*(\omega)$  в области фоновых частот  $\omega_0$  ( $\epsilon^*(0) \equiv \epsilon_0^* \gg \epsilon^*(\omega \gg \omega_0) \equiv \epsilon_\infty^*$ ), что является характерным для медно-окисных сверхпроводников, кулоновское взаимодействие определяется величиной  $\epsilon_0^*$ , а величина  $\gamma$  определяется через  $\epsilon_\infty^*$ . Последнее обусловлено тем, что в выражении  $\gamma$  нулевая передаваемая частота определяется как разность, двух, каждая из которых пропорциональна  $n^{1/2}$ , т. е. плазменной частоте. В результате при выполнении условий

$$\epsilon_0^* > \frac{\epsilon_\infty^*}{b_3^{2/7}} (a_B^* p_0)^{4/7} (3D), \quad \epsilon_0^* > \epsilon_\infty^* \left( \frac{a_B^{*2} p_0}{b_2 c} \right)^{2/7} (2D) \quad (5)$$

межэлектронное притяжение, обусловленное нелинейной (квадратичной) поляризумостью, будет превышать прямое кулоновское отталкивание, характеризуемое положительной диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_0^*$ . Эффективные константы связи

$$\lambda_{3D} \equiv \frac{m_0 p_0}{\hbar} |\gamma| = \frac{e^2}{\hbar v_0 \epsilon_\infty^*} \left[ \frac{a_B^{*2} p_0^2}{\hbar^2 (n a_B^{*3})^{3/4}} \right], \quad (6)$$

$$\lambda_{2D} \equiv \frac{m_0}{c} |\gamma| = \frac{e^2}{\hbar v_0 \epsilon_\infty^*} \left[ \frac{a_B^* p_0}{\hbar c (n a_B^{*3})^{3/4}} \right],$$

если этот корреляционный механизм притяжения является главным, необходимо подставить в соответствующие выражения для  $T_c^{4-6}$ . Всюду выше предполагалось, что  $E_g \gg \epsilon_F$ ,  $E_g \gg \tilde{\omega} \sim n^{1/2}$ . В случае же, когда  $\tilde{\omega} > E_g \gg \epsilon_F$ , в области энергий электронов с характерными импульсами  $q \sim n^{1/4}$  необходимо заменить  $m^*$  на  $m_0 = p_0/v_0$ . Такое возрастание плотности состояний на масштабе энергии порядка  $\tilde{\omega}$  приводит к увеличению величины  $\gamma$ , а значит и  $\lambda$ , на множитель  $m_0/m^* \gg 1$ .

Можно надеяться, что рассмотренный в условиях (1) механизм сверхпроводимости сохранится качественно и при  $n a_B^{*3} \sim 1$ .

Выражаю благодарность Л.В.Келдышу за сотрудничество в работе, В.С.Бабиченко и Б.А.Волкову за полезные обсуждения результатов.

#### Литература

1. Anderson P.W. Science, 1987, 235, 1196.
2. Emery V.J. Phys. Rev. Lett., 1987, 58, 2794.
3. Пайерлс Р.Е. Квантовая теория твердых тел, М.: ИЛ, 1956.
4. Русинов А.И., До Чан Кат, Копаев Ю.В. ЖЭТФ, 1973, 65, 1984.
5. Gorbatsevich A.A., Elesin V.Ph., Kopaev Yu.V. Phys. Lett., A., 1987, 125, 149.
6. Machida K., Kato M. Phys. Rev. 1987, B36, 854; Mattis D., Mattis M. Phys. Rev. Lett., 1987, 59, 2780.
7. Shirane G., Endoh Y., Birgeneau R. et al. Phys. Rev. Lett., 1987, 59, 1613.
8. Андрюшин Е.А., Бабиченко В.С., Келдыш Л.В. и др. Письма в ЖЭТФ, 1976, 24, 210.
9. Бабиченко В.С., Онищенко Т.А. Письма в ЖЭТФ, 1977, 26, 75.
10. Бабиченко В.С. Письма в ЖЭТФ, 1987, 46, 239.