

Е.Г.Романов

Российская Академия Наук

Физический Институт им. П.Н. Лебедева (ФИАН)

В печать

В свет

Зам. Директора ФИАН А.А. Гиппиус

Препринт №

Е.Г. Романов

К вопросу о «проблеме комнатнотемпературной сверхпроводимости»

To a question about “the problem of roomtemperature superconductivity”

Eugene G. Romanoff

When electron-phonon interaction partially is carried out with the mirror reflection from the section of crystalline plane, well known limitations on the critical temperature of *superconductivity* (SC) are overcome and thus “problem of HTSC” is principally solved,

К вопросу о «проблеме комнатнотемпературной сверхпроводимости»

Е.Г.Романов

В условиях, когда электрон-фононное взаимодействие частично осуществляется при зеркальном отражении от участка кристаллической плоскости, преодолеваются известные ограничения для критической температуры *сверхпроводимости* (СП) и таким образом принципиально решается «*проблема ВТСП*».

«Проблема ВТСП» состоит в том¹, что теоретически возможны достаточно высокие значения *критической температуры* СП (T_c), но, несмотря на это, большинство известных соединений имеют низкие T_c . Величины, которые определяют приводящее к Куперовскому спариванию суммарное взаимодействие, имеют характерные естественные пределы, а их взаимозависимость в однородных соединениях наиболее неблагоприятна для достижения высоких T_c .

Поэтому было обращено внимание² на *пространственно неоднородные* случаи: молекулярные кристаллы, сэндвичи, поверхностные слои и другие, позволяющие принципиально преодолеть указанные ограничения, в том числе, за счет экситонов. Однако подходящего объекта или модели, причем не ставящих новых ограничений с теми же пределами, а, соответственно, и теоретического решения проблемы хотя бы в одном из частных случаев, найдено не было³.

В данной работе показано, что в большой группе известных, (а, соответственно, и закономерно производных от них гипотетически возможных) сложных кристаллических соединений, (как являющихся СП с высокими и низкими T_c , так и не относящихся к известным СП), в *электрон-фононное взаимодействие* (ЭФВ) существенный вклад может вносить рассеяние, имеющее особенности в зависимости от направления начального и конечного импульса электрона по отношению к выделенным кристаллографическим

направлениям. Рассматривается одна из таких возможностей*, для которой, вне зависимости от теоретических моделей, не существует упомянутых выше ограничений, поэтому возможно надеяться на достижение предельно высоких T_c . Тем самым, в определенном смысле решается «проблема ВТСП».

Кристаллические структуры с пространственной неоднородностью

На момент, когда были известны только два Cu-ВТСП соединения, было показано⁴, что возможно большое разнообразие подобных соединений, тем не менее, только среди закономерно ограниченной группы. Далее было выяснено, что как свойство ВТСП, так и особенности других свойств, проявляются только при наличии в структурах одинаково устроенного фрагмента^{5,6}. Оказалось, что в структурах практически всех известных ВТСП можно выделить фрагменты, естественно различные по внутренней структуре, но устроенные в определенном смысле одинаково. Они представляют собой участок кристаллической плоскости с более плотным (чем в среднем) размещением анионов в сильно электрически полярном структурно несимметричном окружении.

Модельная кристаллическая структура

Существуют сложные кристаллические структуры*, в которых расположение атомов позволяет выделить, в частности, за счет различий в распределении валентных зарядов, периодически повторяющиеся области (слои, кластеры, координационные комплексы, молекулы, упорядоченные замещения и вакансии, регулярные дефекты структуры), создающие распределение потенциала (на характерной длине d). Если радиус

Дебая $r_D \sim d$, и $nr_D^3 \lesssim 1$, (n – концентрация носителей), возможно образование

пространственного распределения электронной плотности.

Последнее означает, что электроны могут частично отражаться от потенциальных барьеров, совпадающих в кристаллах с участками кристаллических плоскостей (далее reflection layer, R-слой или RL).

* Подобные предположения находят экспериментальное подтверждение. Но их теоретическое описание ограничивается частными случаями, например, ЭФВ рассматривается только в плоскости.

* Как на распространенный частный случай, укажем на большинство соединений, близких к перекисям или сходных с ними по типу химической связи, часто являющихся СП с высокими T_c . К ним относятся *пероксиды, пербораты, дихалькогениды* (с нестехиометрическим составом), а также отдельные соединения с углеродом, где при поляризации валентных s -электронов возможно образование химической связи за счет перекрытия p -оболочек, часто с участием d -элементов.

В кристаллической структуре таких соединений необходимая для перекрытия p -оболочек поляризация обеспечивается неравномерным распределением валентных зарядов (атомов различной валентности, или, как минимум, одинаковых атомов в различном структурном окружении). Обычно эта неравномерность свидетельствует о метастабильности структур и, соответственно, возможной неустойчивости этих соединений, последнее часто связывают с возможностью получения высоких T_c .

Такого определения структуры с RL вполне достаточно, чтобы рассматривать возникающие при образовании RL особенности ЭФВ, однако представить, как может быть в общем случае устроено подобное соединение достаточно сложно.

Целесообразно в качестве модели выбрать более простое правильное слоистое соединение, для определенности подобное хорошо известному $Y_1Ba_2Cu_3O_7$, полностью не отождествляя модельное соединение ни с каким из существующих соединений ВТСП.

Предполагаем, что если в слоистом соединении при высоких T наблюдается проводимость металлического типа, а, при понижении T , происходит переход к активационному характеру проводимости в направлении оси c , перпендикулярной слоям, то, наряду с перескоком на соседние слои, носители частично отражаются от границ слоев.

Особенности ЭФВ

Взаимодействие электронов с фононами в периодической структуре происходит при отражении от кристаллических плоскостей. Полагая d порядка нескольких (одного – двух) расстояний r_c между соседними плоскостями, и считая, что потенциал существенно меняется на расстоянии d , мы фактически предполагаем, что в этом случае вероятность отражения электрона от границы много больше вероятности столкновения с другими атомами кристаллической структуры (как вне, так и внутри слоя). Иначе говоря, взаимодействие квазичастиц с фононами происходит преимущественно при отражении от плоскостей, являющихся одновременно потенциальными барьерами, ограничивающими слой.

Условия отражения

В нормальном состоянии, при отражении электрона от границы⁷, совпадающей с кристаллической плоскостью, наряду с энергией ε сохраняются также тангенциальные компоненты импульса p_x, p_y . Нормальная компонента импульса p_z' отраженного электрона при этом определяется по значению p_z уравнением

$$\varepsilon(p_x, p_y, p_z') = \varepsilon(p_x, p_y, p_z) \pm \hbar \omega_k \quad (1)$$

причем отражению внутрь слоя соответствует

$$v_z' = d\varepsilon / dp_z' > 0, \quad v_z = d\varepsilon / dp_z < 0 \quad (2).$$

Угол рассеяния θ по порядку величины равен отношению импульса фонона к

импульсу электрона, то есть $\theta \sim \hbar k / p_F < 1$. Уравнения (1 и 2) могут иметь не один корень,

в зависимости от вида $\varepsilon(p_x, p_y, p_z)$. Возможное для отдельных соединений ВТСП выполнение условий типа $\varepsilon(p) = \pm \varepsilon(p \pm K)$ для выделенных участков поверхности Ферми, определяющих различные варианты «нестинга», может в несколько раз увеличить число электронов, удовлетворяющих (1-2), но принципиально не влияет на последующее. Поэтому нам достаточно рассмотреть решение, соответствующее зеркальному отражению электрона, скорость которого направлена под углом $\theta = \theta/2$ к поверхности.

Как будет показано далее, такое взаимодействие имеет несколько принципиальных отличий от обычного ЭФВ, каждое из которых требует отдельного изучения. В данной работе мы ограничимся лишь самыми простейшими оценками, позволяющими обосновать, что этот процесс может давать существенный вклад в общее взаимодействие и определять поведение зависящих от ЭФВ свойств в ВТСП соединениях.

Свойства нормального состояния

Удельное электрическое сопротивление $\rho(T)$ непосредственно связано с ЭФВ, (а, во многих случаях, определяется ЭФВ) и является одной из величин, наиболее достоверно и однозначно определяемой экспериментально. По наклону $\rho(T)$ при высоких T , может быть определена константа λ , описывающая ЭФВ.

$T \ll \theta_D$ Линейная зависимость сопротивления от температуры

В ВТСП, чаще с правильной слоистой структурой, линейная зависимость сопротивления от температуры может наблюдаться, в отличие от обычных металлов, до

$T \ll \theta_D/5 = T_{BG}$. Обычно в металлах, при $T \ll \theta_D$, существенны фононы с $\hbar\omega_k \sim T$.

Это приводит, при температурах ниже T_{BG} (температура Блоха – Грюнайзена), к зависимости T^5 для удельного сопротивления, за счет того, что угол рассеяния θ по

порядку величины $\theta \sim \hbar k_{max}/p_F \sim T/\theta_D$.

В рассматриваемой геометрии R-слоя, электроны, участвующие в рассеянии на фононах направлены в пределах угла $\Theta = \theta/2$, и, если воспользоваться той же оценкой

для $\theta \sim T/\theta_D$, то $\Theta \ll 10^{-1}$ ($T < \theta_D/5$). Даже если $\Theta \ll 1$, они имеют импульс $p \sim p_{a,b}$, в то

время, как изменяется только z -компонента p_z их импульса. Поэтому, поскольку R-слой

предполагает анизотропию функции распределения электронов, то $\theta \sim \hbar k_z/p_{a,b max}$ может

значительно отличаться от $\hbar k_{max}/p_F \sim T/\theta_D$.

В анизотропном случае $p_{max} \simeq p_{c max}$, $p_{a,b max} \sim \sqrt{\frac{m_{a,b}}{m_c}} p_{c max} \sim \frac{1}{\chi^{1/2}} p_{max}$, где

χ – константа «электронной» анизотропии (обычно χ определяют так, что $m_c = (1 + \chi)m_{a,b}$,

и $m_c \simeq \chi m_{a,b}$ при $m_c \gg m_{a,b}$), то угол рассеяния (без учета анизотропии распределения фононов)

$$\theta \sim \hbar k_{\max} / p_{a,b \max} = \chi^{1/2} \hbar k_{\max} / p_{c \max} \sim T / \chi^{1/2} \theta_D .$$

Поскольку для Cu-ВТСП $m_c / m_{a,b} > 25$, линейная зависимость должна наблюдаться по крайней мере до

$$T_{BG-RL} < (\chi^{-1/2}) \theta_D / 5 \lesssim \theta_D / 25 ,$$

что при $\theta_D \sim 270K$ (для $Bi_2Sr_2CuO_x$) составляет $T_{BG-RL} \lesssim 10K$.

За счет влияния других факторов анизотропия свойств может оказаться и больше, поэтому можно считать, что для Cu-ВТСП $\chi^{1/2} \sim 10$.

Если в соединении образованы только изолированные участки RL, (например, слабо допированные Cu-ВТСП), измеряемое сопротивление соединения в целом естественно не будет следовать линейной зависимости. Впрочем, интересующие нас температуры часто оказываются ниже T_c .

$$0 < T < \theta_D / 5$$

Но и при более низких температурах, чем T_{BG-RL} , зависимость сопротивления не будет следовать закону T^5 . Легко показать, что в рассмотренной геометрии при $T < \theta_D / 5$ вместо объемной концентрации низкотемпературных акустических фононов $\int N_k d^3 k \sim k_{\max}^3 \sim T^3$ будет входить величина, пропорциональная $\int N_k dk_x \sim k_{x \max} \sim T$. При этом в сопротивлении более существенен оказывается вклад

низкоэнергетичных фононов с $\hbar \omega_k < T$, для них числа заполнения не становятся очень

малыми⁸.

Для Cu-ВТСП, при переходе по концентрации к передопированным соединениям, RL по-видимому перестает определять процесс рассеяния, поскольку возникает значительная доля электронов, не испытывающих отражения от границ слоя, и, в переходной по концентрации области, и при $T \leq \theta_D / 5$ возможно проявление другой степенной зависимости от T .

$\theta_D/5 < T < \theta_D$ Отсутствие ограничения для $\lambda(\omega)$ при $\omega_D/5 < \omega < \omega_D$

При оптимальных условиях, линейность сопротивления не нарушается тем более и в области температур $\theta_D/5 < T < \theta_D$, что, в обычном случае, указывает⁹ на малость константы взаимодействия электронов с частью фононного спектра вблизи θ_D ($\omega_D/5 < \omega < \omega_D$), которая как раз могла бы быть ответственна за сверхпроводящее

спаривание, то есть $\lambda(\omega_D/5 < \omega \leq \omega_{max}) \ll \lambda_{tr}$. Как показано выше, в случае R-слоя в таких

оценках роль θ_D играет величина $\chi^{-1/2} \theta_D$, и можно заключить, что $\lambda(\chi^{-1/2} \omega_D/5 < \omega < \chi^{-1/2} \omega_D)$

$\ll \lambda_{tr}$, то есть малый вклад в ЭФВ вносит эта часть низкочастотного спектра. Что касается

$\lambda(\omega)$ при $\chi^{-1/2} \omega_D/5 < \omega < \omega_D$, тем более при $\omega_D/5 < \omega < \omega_D$, то такое ограничение

отсутствует. Таким образом, при $\theta_D/5 < T < \theta_D$, вклад среднечастотной части спектра в ЭФВ в случае R-слоя оказывается существенно меньше, чем высокочастотной.

$T \gg \theta_D$ Отсутствие насыщения сопротивления

В противоположном случае $T \gg \theta_D$ вероятность прохождения электронов через барьер достаточно велика. Тем не менее, в отдельных слоистых соединениях ВТСП с

ростом T отношение $\rho_c(T)/\rho_{ab}(T)$ продолжает уменьшаться, следовательно, и, при $T \gg \theta_D$,

влияние R-слоя предположительно может сказываться на ЭВФ.

Обычно $\tau = m^* / ne^2 \rho(T)$, а длина l свободного пробега $l = v_F \tau = p \tau / m^* = p / ne^2 \rho(T)$.

В нашем случае передаваемый импульс направлен только по z , поэтому усредненная длина

$$\langle l \rangle = \langle (l_x^2 + l_z^2) \rangle^{1/2} = \langle l_x^2 + (p_z \tau / m_z^*)^2 \rangle^{1/2} \gg p_x / ne^2 \rho_x(T),$$

а величина $\langle l_x \rangle$ не может быть оценена в нашей простейшей модели. Но достаточно

считать, что $\langle l_x \rangle \gtrsim a \sim d$.

Таким образом, за счет особенности рассеяния в R-слое, сопротивление может **не выходить не насыщение** при высоких температурах при $p_x / ne^2 \rho_x(T) \ll a$.

Связь между свойствами нормального и СП состояния

$\theta_D/5 < T < \theta_D$ Особенности ЭФВ в R-слое вблизи T_c .

В случае $\theta_D/5 < T < \theta_D$ обычно отсутствует подходящий малый параметр, тем не менее $\hbar k/p_F < 1$, но уже $\chi^{1/2} T/\theta_D \geq 1$. В этот же диапазон попадают T_c ВТСП.

Взаимодействию с виртуальными фононами $\hbar\omega_k \geq T_c$ соответствует рассеяние на

углы вплоть до максимально возможных. При этом $p \simeq p_c$, поэтому мы пренебрежем

анизотропией, кроме того, при отражении $\hbar\omega_k = 2p_c$, поэтому можно считать, что

$\sin(\theta/2) \sim \hbar\omega_k / 2\theta_D < 1/2$ и $\theta < \pi/3$. При этом уже может быть существенно, что в

геометрии R-слоя при двух границах с расстоянием порядка $d \lesssim l$ между ними, частота

столкновений с границами зависит от угла рассеяния, и, как следствие, от частоты

фононов, то есть приближенно $1/\tau \sim \sin(\theta/2) \sim \hbar\omega_k/2\theta_D$.

Кроме того, вклад процесса в эффективное взаимодействие пропорционален (во второй степени) доле участвующих частиц. В данном случае, эта доля $\theta/2\pi \sim$

$\arcsin(\hbar\omega_k/2\theta_D)/\pi$, ($\theta < \pi$) что так же порядка $\hbar\omega_k/2\theta_D$. Существенно сложнее

корректно учесть в этом случае роль анизотропии, но здесь она изменяет только количественные оценки, возможно за исключением предельно больших углов рассеяния.

Таким образом, чтобы очень приближенно описать рассмотренные особенности R-слоя, можно считать, что в функции спектральной плотности $\alpha^2(\omega)g(\omega)$

$$\alpha^2(\omega) \sim \lambda(\omega) = \lambda_{эфф} (m+1)\omega^m / \omega_{max}^m \quad (3),$$

где, исходя из рассмотренного, $m \leq 3$. Слабая¹⁰ зависимость $\alpha^2(\omega) \sim \lambda$ от ω для многих

традиционных СП, и существенное отличие $\alpha^2(\omega)g(\omega)$ от $g(\omega)$ в случае оксидных ВТСП подтверждается экспериментом.

В рассматриваемом процессе в R-слое электроны, направленные в телесный угол от

$\theta_T \sim 2\arcsin(\hbar\omega_j/2\theta_D)$ до $\theta_{max} \sim 2\arcsin(\hbar\omega_{max}/2\theta_D) < \pi/2$ взаимодействуют исключительно

с фононами, частота ω которых более ω_j , то есть $\omega_j \leq \omega \leq \omega_{max}$, и не рассеиваются на фононах с частотами $\omega_k < \omega_j$, тем более, на тепловых фононах..

Таким образом, в $\alpha^2(\omega)g(\omega)$ высокочастотные фононы входят с существенно большим весом, чем в однородном случае, и эта функция, по сравнению с $g(\omega)$, содержит только наиболее весомые и преимущественно высокочастотные моды.

Рассеяние вперед

В то же время, электроны, направленные под малым углом, взаимодействуют в R-

слое со всеми фононами. Можно предположить, что в некоторых случаях $\lambda(\theta < \theta_0) \gg \lambda(\theta >$

$\theta_0)$, где θ_0 – некоторое характерное для конкретного фононного спектра направление. В случае R-слоя нет необходимости в дополнительных предположениях о наличии примесей, или о сверхсильной электронной корреляции, для объяснения такого соотношения. Предположение о «рассеянии вперед» рассматривалось¹¹, и соответствует экспериментально наблюдаемым свойствам некоторых соединений ВТСП. Но в случае R-слоя этот вклад может быть не определяющим.

Усиление ЭФ взаимодействия для отдельных направлений и в локальных областях должно в меньшей степени, чем в однородном случае, влиять на уменьшение фононных частот за счет сильного ЭФВ. Это позволяет преодолеть взаимозависимость константы электрон-фононного взаимодействия $\lambda_{эфф}$ и характерных фононных частот $\langle\omega\rangle$, отражаемую эмпирической формулой Мак-Миллана $\lambda = C/M\langle\omega\rangle^2$. Здесь C - константа, причем, как следует из экспериментальных данных, несущественно отличающаяся для групп различных достаточно простых соединений, что и ограничивает их максимально возможные T_c .

Соотношение $\lambda_{эфф}$ и λ_{tr} в соединениях с R-слоем

Константа электрон фононного взаимодействия $\lambda_{эфф} = 2 \int_0^\infty \frac{\alpha^2(\omega)g(\omega)}{\omega} d\omega$, определяющая СП свойства (при $T \leq T_c$), обычно мало отличается¹² от λ_{tr} , экспериментально определяемой по наклону зависимости сопротивления от температуры

при $T \gg \theta_D$, когда возбуждены все фононы. Величина $\propto_{tr}^2(\omega)$ содержит

дополнительный множитель типа $(1 - \cos\theta)\sin\theta$, выделяющий процессы обратного рассеяния. В случае когда ЭВФ зависит от направлений импульсов, например, при выполнении условий нестинга, отличия могут быть принципиальны.

Для оценки возможного отличия $\lambda_{эфф}$ от λ_{tr} в RL достаточно считать, что $\alpha^2(\omega)g(\omega) \sim \omega/\omega_D$. Тогда

$$\lambda_{эфф} / \lambda_{tr} \sim \mu_{\max} / \int_0^{\mu_{\max}} \mu^3 d\mu \sim 1 / \mu_{\max}^3,$$

где $\mu = \sin(\theta/2)$.

Поскольку в R-слое существенны малые углы рассеяния и $\mu_{\max} \sim \sin(\theta_{\max}/2) \lesssim 1/2$,

то $\lambda_{эфф}$ должно быть не менее $8\lambda_{tr}$. Анизотропия распределения электронов может повлиять на рассматриваемые соотношения, но в любом случае $\lambda_{эфф}$ в R-слое **в несколько раз более, чем экспериментально определяемое λ_{tr}** .

Анизотропия распределения электронов в неизотропном кристалле в какой-то мере присутствует всегда. Известно, что учет анизотропии в функции распределения ведет к более высокой оценке¹³ для T_c , в основном за счет увеличения λ .

Из-за экспоненциальной зависимости изменение λ более существенно влияет на T_c в области малых λ , например изменении λ от 0.2 до 0.4 приведет к возрастанию T_c более, чем в 10 раз, в то же время изменение λ от 1 до 100 увеличивает T_c не более чем в 3 раза (причем при λ от 1 до 3 – вдвое). Поэтому, возможность высоких значений λ в R-слое наиболее существенна в соединениях с умеренно высокими T_c (за счет низких λ), T_c которых могут быть «объяснены» исходя из обычных представлений. Тем не менее, увеличение T_c почти вдвое (от 3.72 К до 7 К) на двойниковых границах¹⁴ получило объяснение как близкий к рассматриваемому случаю RL поверхностный эффект.

Свойства в СП состоянии

Повышение T_c за счет увеличения $\omega_{эфф}$.

Критическая температура T_c БКШ зависит от некоторого $\omega_{эфф}$, среднего по фононным частотам, в котором частоты входят в меру участия в ЭФВ. Обычно полагают, что это $\langle \omega \rangle_{lg}$, для которого $\ln \langle \omega \rangle_{lg} = \frac{2}{\lambda} \int_0^{\omega_{max}} \frac{\alpha^2(\omega) g(\omega) \ln \omega}{\omega} d\omega$. Для оценки порядка величины повышения T_c за счет возможного увеличения $\omega_{эфф}$ в R-слое, выберем соединение с непрерывным спектром $g(\omega) \sim \omega$, с параметрами $\theta_D \sim \theta_{max} = 500K$, и с $\lambda_{эфф} = 1$, тогда согласно (3) $\alpha^2(\omega) g(\omega) = (\lambda_{эфф} (m+1) \omega^m / \omega_{max}^m) \omega / \omega_{max}$, ($\lambda_{эфф} = 2 \int_0^{\omega_{max}} \frac{\alpha^2(\omega) g(\omega)}{2} d\omega = 1$). Если в обычном случае считать что $\lambda(\omega) \sim \lambda_{эфф}$ ($m=0$),

$$\langle \omega \rangle_{lg} \equiv \langle \omega \rangle_{0lg}, \text{ то}$$

$$\ln \langle \omega \rangle_{lg} = \frac{1}{\omega_{max}} \int_0^{\omega_{max}} \ln \omega d\omega = \ln \omega_{max} - 1, \text{ то есть } \langle \omega \rangle_{0ln} = 0,37 \omega_{max}, \text{ и}$$

$$T_{c0} \sim 0,37 \theta_D \exp(-(1 + \lambda_{эфф}) / \lambda_{эфф}) \sim 26 K.$$

В случае R-слоя $\langle \omega \rangle_{lg} \equiv \langle \omega \rangle_{mlg}$

$$\ln \langle \omega \rangle_{mlg} - \ln \langle \omega \rangle_{lg} = \frac{m+1}{\omega_{max}^m} \int_0^{\omega_{max}} \omega^m \ln \omega d\omega - \frac{2}{\omega_{max}} \int_0^{\omega_{max}} \omega \ln \omega d\omega = \frac{m}{m+1}.$$

показатель степени m необходимо увеличить на 3, поэтому здесь $m=3$ и $\langle \omega \rangle_{ln} = 2 \langle \omega \rangle_{0ln} \sim 0.74 \theta_D$, соответственно $T_c \sim 2 T_{c0} \sim 50 K^*$.

Таким образом, особенности ЭФВ в R-слое позволяют надеяться на высокие значения $\langle \omega \rangle_{ln}$, а, следовательно, и T_c .

Повышение T_c за счет взаимодействия с выделенной модой

Учитывая, что электроны в R-слое взаимодействуют с атомами только одной плоскости, можно предположить, что основной вклад в ЭФВ вносят фононы, связанные с колебаниями атомов этой плоскости (в этом коллективном колебании могут участвовать все атомы кристаллической структуры). Поэтому можно сказать точнее, что различные частоты вносят вклад в ЭФ взаимодействие R-слоя лишь в меру их участия в колебаниях атомов плоскости границы слоя.

Известно, что функция спектральной плотности, имеющая вид одного пика

$$\alpha^2(\omega) g(\omega) = A \delta(\omega - \omega_0), \text{ где } \omega_0 \simeq 2\pi T_c \text{ предпочтительна для получения высоких } T_c, \text{ однако}$$

* Аналогично, если считать, что в обычном случае $m=1$, то $\langle \omega \rangle_{1ln} = 1.65 \langle \omega \rangle_{0ln} = 0.59 \omega_{max}$, $T_c \sim 41 K$, но тогда $\ln \langle \omega \rangle_{mlg} - \ln \langle \omega \rangle_{1lg} = \frac{1}{2} \frac{m-1}{m+1}$

В таком случае $m=4$, поэтому $\langle \omega \rangle_{ln} = 1.35 \langle \omega \rangle_{1ln} = 2.23 \langle \omega \rangle_{0ln} \sim 0.83 \theta_D$, то есть $T_c \sim 58 K$.

при этом в однородном случае возникает ограничение типа $T_c < 0.2\omega_0$. ($\lambda_{эфф} \simeq 1.7$). В Cu-

ВТСП часто предполагается связь с частотой 333 см^{-1} ($\simeq 479 \text{ K}$), что дает ограничение на

$T_c < 96\text{K}$, а также с частотой 550 см^{-1} ($\simeq 791 \text{ K}$) и, соответственно $T_c < 158\text{K}$.

Предположим, что имеется две моды колебаний ω_1 и $\omega_2 = c \cdot \omega_1 \simeq \omega_{max}$

$$T_{0c} \sim \omega_1^{\lambda_1/\lambda} \omega_2^{\lambda_2/\lambda} \exp\left(-\frac{1+\lambda}{\lambda}\right), \text{ где } \lambda = \lambda_1 + \lambda_2$$

В обычном случае, будем считать, что $\lambda_1 = \lambda_2$, при этом $\langle \omega \rangle = c^{-1/2} \omega_2$. В случае R-

слоя $\lambda_k = \lambda(\omega) \sim (\omega_k)^m$, то уже при $m = 3$ и $c > 2$ можно считать $\lambda_2 = c^m \lambda_1 \sim \lambda$ и $\langle \omega \rangle = \omega_2$.

Высокие оценки критической температуры могут быть получены расчетом и для реального спектра $\alpha^2(\omega)g(\omega)$, в котором выделяется сильный максимум на частоте 333

см^{-1} и более слабый на частоте 550 см^{-1} , и если предположить, что $\lambda \sim 2$. Напомним, что

наша задача не доказать возможность высоких T_c исключительно за счет ЭФВ, а, в данном случае, объяснить, почему в соединениях с большим количеством различных колебаний, для функции $\alpha^2(\omega)g(\omega)$ могут быть существенны только высокочастотные моды.

Следовательно, особенности ЭФВ в R-слое позволяют надеяться одновременно на высокие значения и $\lambda_{эфф}$ и $\langle \omega \rangle_{ln}$, а, следовательно, и T_c .

Таким образом, мы получили такое пространственно неоднородное состояние, для которого возможно преодолеть ряд ограничений на T_c , возникающих в однородном случае. Именно это является **основным результатом** данной работы.

Другие особенности R-слоя

Предварительно заметим, что большая часть возможностей R-слоя, по-видимому, не реализуется в полной мере в известных к настоящему времени соединениях ВТСП, а именно соответствие нашей модели этим соединениям является доказательством ее правомерности. Поэтому будет правильным сосредоточиться только на основных моментах и лишь указать на другие возможности, (частично «противоречащие» друг другу, поскольку они реализуются при разных соотношениях между параметрами d , r_D , θ_D , $\lambda_{эфф}$, ω_0 , и другими).

В первую очередь слой может быть ограничен одинаковым образом с двух сторон, и если d порядка l (тем более, если d порядка радиуса Дебая r_D), то λ следует увеличить вдвое.

Квазидвумерность

Полагая $m_e^* \sim 10$ переход от трехмерного случая к чисто двумерному слою при $d \sim 10 \text{ \AA}$ возможен при

$$T \ll T^* \sim \frac{\hbar^2}{m^* d^2 k} \sim 10^2 \sim T_c. \quad \text{То есть, область температур } T \approx T_c \text{ соответствует}$$

«квазидвумерности», когда происходит переход от трехмерного распределения электронов к двумерному, и возникает усиление рассматриваемого ЭФ взаимодействия за счет усиления анизотропии. Поскольку мы первоначально задали, что области RL должны повторяться с периодами структуры (в слоистых соединениях $d \sim c/2$), переход к чисто двумерному режиму при $T \approx T_c$ оказывается невозможен. Поэтому переход к квазидвумерности лишь усиливает рассматриваемое ЭФ взаимодействие.

Кулоновское взаимодействие

Обычно, можно пренебречь кулоновским отталкиванием, поскольку эффективное взаимодействие

$$\mu^* = \frac{\mu}{1 + \mu \ln(\epsilon_F / \hbar \omega_D)} \ll \lambda \quad (4)$$

поскольку $\mu \sim \lambda$ и $\epsilon_F \gg \hbar\omega_D$. В Cu-BTСП это условие может быть не выполнено.

Встречается оценка¹⁵ $\epsilon_F = 150 \text{ meV} \div 500 \text{ meV}$, $\hbar\omega_D = 40 \text{ meV}$, и, соответственно,

$\ln(\epsilon_F/\hbar\omega_D) \sim 1 \div 2$, в результате $\mu^* \sim \lambda$, что ведет к низкой оценке T_c по БКШ.

В анизотропном случае за счет усреднения по направлениям обычно $\omega_D < \omega_{max}$,

что уже учтено, и улучшает оценку. Поскольку в R-слое существенны малые углы

рассеяния, при которых вместо ω_D следует подставлять меньшую величину $\chi^{-1/2} \omega_D \ll \omega_D$,

то и в конечном счете $\mu^* \ll \lambda$. Если не считать μ подгоночным параметром, который

может принимать любые значения независимо от ϵ_F и $\hbar\omega_D$, то любые предположения о

фононном механизме ВТСП, без объяснения роли кулоновского взаимодействия, кажутся сомнительными.

Взаимодействие электрона с зеркальными отражениями

Согласно¹ классическому электродинамическому рассмотрению в условиях отражения электронов от границы, взаимодействие между двумя электронами складывается из прямого взаимодействия и взаимодействия между одним из электронов и зеркальным изображением второго (предполагаем, что классические представления используются лишь для указания возможно значимых эффектов). Поскольку электроны

находятся в слое $d \sim r_D$, ($nr_D^3 < 1$) на расстояниях порядка $r_{1-2} \sim r_0$, ($nr_0^3 = 1$), то r_{1-2}

отличается от r_{1-2} в среднем не более, чем $r_D < r_{1-2}$, поэтому электрон-электронное и

электрон-дырочное взаимодействия могут только незначительно отличаться по абсолютной величине и, в случае R-слоя (*в отличие от обычного поверхностного слоя с*

$d > r_D$ и $nr_D^3 \gg 1$), дополнительное взаимодействие вносит значительный вклад. Более

того, кулоновское отталкивание компенсируется с точностью порядка $(r_D/r_0)^2$, а величина λ практически удваивается для всех взаимодействий.

Экситоны

Идея экситонного механизма в первую очередь связана с тем что $\omega_{\log} \sim \omega_{ex} \gg \omega_{ph}$. Но, в однородном случае, фононные, а также экситонные или какие-либо другие нефононные возбуждения с частотой $\omega_2 \gg \omega_1$, приводят к увеличению T_c , только если $\lambda_2 \sim \lambda_1$.

Обычно $\lambda_{ex} \ll \lambda_{ph}$, соответственно, по прежнему $\omega_{\log} \sim \omega_{ph}$.

Изотропный вклад возможных нефононных взаимодействий при предельно анизотропном ЭФВ в R-слое может быть относительно больше, чем в обычном случае, несмотря на то, что значение λ_{ph} может быть велико. Но, в первую очередь, это следует отнести к многофононному¹ вкладу. В тех случаях, когда важны процессы с малой передачей импульса (при рассеянии вперед «forward scattering»), двухфононный процесс с

$|k_1 \pm k_2| \ll p_{max}$ (в то время, как $k_1, k_2 \sim p_{max}$) может давать значительный вклад¹⁶.

Также считается, что ЭЭВ обычно не эффективно из-за того, что ω_{ex} должно быть подставлено вместо ω_{ph} в выражении (4) для μ^* . Это ведет к уменьшению общего $\lambda_{эфф}$,

особенно существенное в ВТСП из-за малой ϵ_F .

Тем не менее, если существует отмеченное взаимодействие электрона и отражения (от другого электрона), то частичная компенсация кулоновского отталкивания означает уменьшение μ^* . Поэтому взаимодействие с экситонами не ведет к уменьшению $\lambda_{эфф}$.

Определяемая из по данным нейтронографии «фононная» функция распределения частот $g(\omega)$ в случае Cu-ВТСП включает в себя и более высокочастотные, чем однофононные, моды.

Суммарный импульс пары

Исходя из простейших представлений, можно заключить, что суммарный импульс пары в R-слое будет равен не $p = 0$, а $p = p_z$. Однако симметрия задачи при двух границах позволяет предположить, что есть случаи, когда это можно не принимать во внимание. Кроме того, в анизотропном случае направления импульса и скорости квазичастиц не совпадают. В случае четверок, их суммарный импульс будет равен, как и при обычном спаривании, нулю.

Впрочем то, что СП связано именно с четверками, не противоречит Куперовскому спариванию и наличие в ВТСП боголюбовских квазичастиц в СП состоянии имеет экспериментальное подтверждение¹⁷.

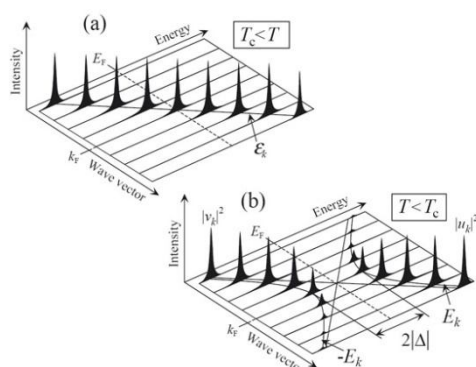


Рис. 1. Схематическая диаграмма образования Боголюбовских квазичастиц

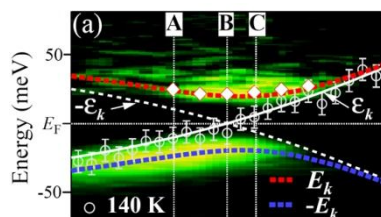


Рис. 2. Нормализованный спектр полученный фотоэлектронной спектроскопией с угловым разрешением¹⁷

Можно предположить, что в случае R-слоя электрон-дырочные пары могут существовать и в нормальном состоянии, поскольку, при $r_D \sim d$, часть времени электрон связан со своим отражением. В Cu-ВТСП, одновременно с основными носителями - дырками, предполагается возможность существования электронов¹⁸, что позволяет объяснить аномалии магнетосопротивления и коэффициента Холла. Обсуждение этого вопроса выходит за рамки данной работы.

Примеси

Немагнитные изоморфные примеси в пределах RL, внося геометрические искажения, нарушают условия отражения и, в конечном итоге, разрушают слой. Но поэтому, до определенной концентрации, пока велика доля ненарушенных участков слоя, они мало сказываются на T_c , далее T_c резко уменьшается. Неизоморфные замещения дополнительно влияют на число носителей, их влияние должно проявляться сразу. Однако, до разрушения слоя, они могут приводить и к некоторому повышению T_c .

Магнитные примеси

Магнитные примеси в граничной плоскости разрушают слой, независимо от наличия магнитного момента, хотя его влияние и нельзя полностью исключить. Что касается регулярного расположения магнитных атомов в плоскости внутри слоя, то определенная нечувствительность к ним объясняется симметрией процесса ЭФВ в R-слое и, как следствие, волновой функции пар.

Для боголюбовских квазичастиц в R-слое, можно привести следующее простейшее пояснение. Поскольку в спаривании участвуют два носителя и им сопутствуют два зеркальных отражения, то изменение спина носителя при взаимодействии с магнитным моментом влечет изменение спина отражения. Таким образом, по крайней мере, суммарный спин «четверки» не меняется.

Аналитическая зависимость T_c от концентрации может быть получена так же, как это сделано¹⁹ в предположении о доминирующем вкладе рассеяния вперед на примесях.

Неоднородности

Что касается обычной ЭФ сверхпроводимости, то возможно увеличение $\lambda_{эфф}$ за счет более сложной «геометрии» системы. Если допустить существование неоднородности с характерными размерами $l \sim \theta$ на расстояниях $l \geq d$, то при малых θ это эквивалентно увеличению угла θ вдвое и, до определенного момента, $\lambda_{эфф}$. Неоднородность может быть создана замещениями вне слоя или возникнуть в результате фазового перехода.

Фазовые переходы

Известно, что сильное взаимодействие (включающее кулоновское, ЭФ взаимодействие) является причиной неустойчивости, ведущей к фазовым переходам. Их последствия в рассматриваемой обширной группе соединений могут быть крайне разнообразны. Но возможное влияние фазовых переходов на свойства R-слоя можно пояснить, не рассматривая свойства конкретных соединений.

В нашем случае логично выделить, не исключая и другие возможности, взаимодействие между электроном и его отражением (дыркой). Известно²⁰ (с. 48) что в подобных случаях при $T_{cd} \approx \epsilon_F \exp(-1/\lambda_d)$ ($\lambda_d \leq \lambda/2$) может происходить переход в диэлектрическую фазу. Поскольку система стремится к максимальному понижению энергии, то при $T_{cd} \approx T_c$ фазовый переход конкурирует со сверхпроводящим переходом.

В однородном случае возможно повышение T_c за счет роста плотности состояний вблизи уровня Ферми, и соответственно λ . Но, в нашем случае, уже имеется пространственное распределение носителей в перпендикулярном к слою направлении с

характерным размером d . Полагая коэффициент анизотропии $\chi \geq 10$, в первую очередь

следует предполагать, что в результате фазового перехода возникнет распределение и в

плоскости слоя, в областях с размерами $\geq \chi d$. При достаточном числе носителей может

не произойти их локализации. Поскольку появление такой неоднородности в R-слое ведет

к увеличению λ , возможен переход в СП состояние при T_{cd} , причем СП состояние будет отвечать $T_{cs} > T_{cd}$.

К числу возможных переходов относится образование волны зарядовой плотности, но, как более общий случай, можно рассматривать переходы типа беспорядок – порядок.

1D – особенности

Рассматриваемые явления относятся к трехмерному сильно анизотропному случаю и отсутствуют в чисто двумерном, тем более в одномерном. Однако из-за того, что во все зависимости фактически входит только одна координата, сверхпроводимость в случае R-слоя может иметь особенности, характерные для СП в квазиодномерном случае. В их числе более широкая флуктуационная область, а также Пайерлсовский переход и связанное с ним смягчение одной из фононных мод и образование псевдощели.

Анизотропия щели, d - спаривание

Соединения оксидных Cu-ВТСП обладают ярко выраженной одноосной анизотропией. Но анизотропия свойств в различных направлениях вдоль плоскости CuO_2 должна быть не более, чем в кубических перовскитах. Обычное ЭФВ, за счет усреднения по всем углам рассеяния, в том числе в плоскости, приводит к частичной изотропизации свойств. Поэтому стандартный подход в рамках ЭФВ не дает оснований для сильной анизотропии энергетической щели.

ЭФВ в R-слое определяется условиями (1) и (2). При сложной²¹ поверхности Ферми в импульсном пространстве, это ведет к значительным отличиям свойств в различных направлениях вдоль слоя. Поскольку сильная анизотропия взаимодействия не благоприятна для s – спаривания, в нашем случае естественно ожидать проявления другой симметрии. Известно, что и используемое в RL условие $k < p_F$ позволяет исключить подавление d - спаривания s – спариванием.

R-слой в Cu-ВТСП

Представление о R-слое возникло в результате изучения²² оксидных ВТСП. Подчеркивая их общность между собой и с другими ВТСП, следует отметить, что и серии соединений и отдельные соединения имеют индивидуальные свойства, не обязательно связанные с наличием R-слоя, занимающим только часть объема элементарной ячейки кристалла. Тем не менее, уже простейшие оценки показывают, что предположение о наличии R-слоя в Cu-ВТСП позволяет как объяснить «аномалии» в зависимости $\rho(T)$, так и качественно соответствует многим другим необычным свойствам Cu-ВТСП.

В то же время, достаточно простое предположение о возможности ЭФВ при зеркальном отражении от неоднородностей, являющихся потенциальным барьером, оказалось богатым на различные возможности, каждая из которых ведет к не вполне обычным свойствам. Например, с точки зрения повышения T_c можно говорить одновременно и об обосновании возможности «рассеяния вперед», и об увеличении константы ЭФВ, об увеличении среднелогарифмической частоты, входящей в предэкспоненту, и о взаимодействии с более высокочастотными, чем фононные частоты, возбуждениями, и о подавлении кулоновского отталкивания. Поэтому оказалось, что без детального анализа различных экспериментально наблюдаемых свойств оксидных ВТСП, нельзя указать одну из рассмотренных возможностей, как причину их высоких T_c .

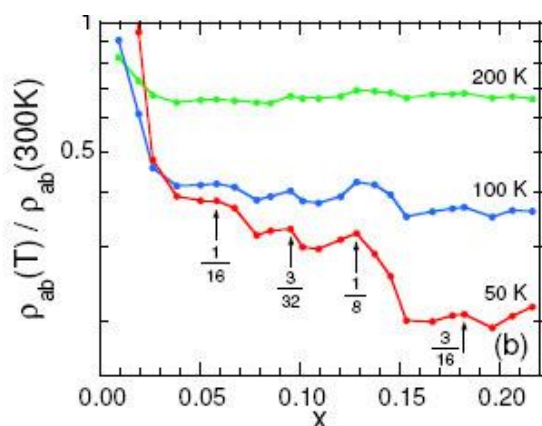
Если принять во внимание, что мы пренебрегли многими эффектами, такими как туннелирование электронов между слоями, диффузное рассеяние на примесях и другими,

то можно заключить, что свойства R-слоя, по видимому, чаще должны проявляться лишь как добавка к обычному ЭФВ, существенная в наиболее высокотемпературных СП, и в свойствах нормального состояния соединений этой группы.

Образование R-слоя и ограничение на T_c

Таким образом, в соединениях с R-слоем отсутствует ряд обычных ограничений, препятствующих высоким T_c . Естественно, (поскольку вероятность отражения зависит от температуры), могут возникнуть другие ограничения. Одно из них связано с образованием самого R-слоя, точнее с той температурой, при которой он начинает вносить определяющий вклад в ЭФВ. В данной работе мы воздержимся от аналитических оценок, и рассмотрим экспериментальные данные, предположительно указывающие на температуру, при которой проявляется влияние R-слоя в оксидных ВТСП.

В соединениях, в которых ВТСП возникает при допировании, наблюдается зависимость ряда свойств от «магических» концентраций типа $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{4}$, $\frac{3}{4}$, и так далее, что может быть объяснено зависимостью образования участков R-слоя от геометрии распределения примеси. Однако, как видно из приведенных в работе [23] графиков, и что



существенно именно в данном случае, особенности зависимости сопротивления от концентрации в $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ проявляются только начиная с температур вблизи 200 K. Во многих соединениях ВТСП в диапазоне 200-250 наблюдаются аномалии в зависимостях различных свойств от температуры²⁴.

Рис 3 Зависимость нормированного удельного сопротивления от концентрации при различных температурах

Поэтому предположительно, для достаточно большой группы перовскитоподобных ВТСП, близких по составу к Cu-ВТСП, можно осторожно оценить максимально возможную температуру T_c почти «комнатной» величиной 250 K. По-видимому, это ограничение не является принципиальным и может быть преодолено и в этих, и в других группах соединений.

Поиск соединений с R-слоем

Известно, что СП свойства существенно зависят от типа структуры соединений, как правильной кристаллической, так и нарушенной, вплоть до аморфной. Однако для простых соединений число допустимых структурных модификаций очень мало. В более сложных соединениях типа дихалькогенидов, зависимость свойств от политапа, а также изменение свойств при интеркаливании, уже представляет значительный интерес для проблемы ВТСП. Последнее время возник интерес и к зависимости свойств от структурных особенностей ВТСП, в частности, отмечается подавление СП при возникновении упорядоченной структуры замещений в $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ при $x=0.125$.

Изучение групп соединений как структурных (модульных) рядов²⁵, обобщающих представление о твердом растворе, позволяет найти оптимальное по T_c соединение. Иногда удается предсказать структуру²⁶ или состав соединений²⁷, возможно являющихся более высокотемпературными СП. С точки зрения создания или увеличения влияния R-слоя, целесообразны соединения с большей разностью в валентностях катионов.

Рассмотренную модель можно обобщить на случай, когда внутри слоя находятся дополнительные плоскости, что существенно расширяет множество подходящих кристаллических структур. При этом электроны будут частично отражаться от границ, частично взаимодействовать с атомами дополнительной плоскости, для которой условия зеркального отражения уже не справедливы. Однако до тех пор, пока отражение от границ составляет значительную долю актов рассеяния, будет существовать выделенность по направлению импульса электронов, в том числе и при взаимодействии с дополнительной плоскостью.

Заметим, что RL лишь идеализированное описание более общего случая, когда пространственная неоднородность создает подобные условия для ЭФВ. Например, можно предложить аналог R-слоя с «квазиодномерными особенностями». По-видимому, подобные особенности встречается достаточно часто (отсутствие ВТСП в таких соединениях может быть связано с малым числом носителей, магнитными моментами и многим другим).

Суммируя, наше решение «проблемы ВТСП» сводится к тому, что вещества, в кристаллических структурах которых существуют области, подобные модельному R-слою, могут иметь во много раз большие T_c , чем следует из формальной оценки T_c по формуле типа БКШ с использованием их реальных характеристик.

Отражающий слой (RL), может быть найден или создан в разнообразных сложных кристаллических соединениях. Однако, теоретическому описанию свойств, вызванных подобными структурными особенностями, не уделяется достаточного внимания, а задача создания кристаллических соединений с заданными структурами и свойствами достаточно сложна. Поэтому, перефразируя¹ (Гинзбург), можно сказать, что проблема «комнатнотемпературных СП» только намечена.

В заключение автор благодарит А.И. Головашкина за полезные замечания.

Литература

- ¹ «Проблема высокотемпературной сверхпроводимости» (Под ред. В.Л. Гинзбурга и Д.А. Киржница), (М.: Наука, 1977). Гинзбург В.Л., Киржниц Д. А., УФН **152** 4 (1987)
- ² Гинзбург В.Л., УФН **95** 1 (1968)
- ³ Гинзбург В.Л., УФН **174** 11 (2004)
- ⁴ Романов Е.Г., Головашкин А.И., Лыков А.Н., Кристаллография 1989, **34**, 6
- ⁵ Звягин Б.Б., Романов Е.Г. //Структурная кристаллография. (Под ред. Б.К. Вайнштейна.) М.: Наука, 1992. С. 114. , В.В. Zvyagin, E.G. Romanov, in Strukturnaya Kristallografiya. (Structural Crystallography) (Ed. B.K. Vainshtein) (Moscow.: Nauka, 1992) p. 114
- ⁶ Романов Е.Г., Препринт 42 ФИАН (1990)
- ⁷ Андреев А.Ф., УФН **105** (9) (1971)
- ⁸ Д. Пайнс. Элементарные возбуждения в твердых телах. М., «Мир», 1965.
- ⁹ Горьков Л.П., Копнин Н.Б., УФН **156** 1 (1998)
- ¹⁰ Долгов О.В., Максимов Е.Г., УФН **138** 95 (1982).

- ¹¹ Kuli'c M. L. and Zeyher R., Phys. Rev. B49, 4395 (1994), Zeyher R. and Kuli'c M. L., Phys. Rev. B53, 2850 (1996), Maksimov E.G., Dolgov O.V., Kulic M. Electron-phonon interaction with the forward scattering peak and the angle-resolved photoemission spectra isotope shift in Bi₂Sr₂CaCu₂O₈ Phys. Rev. B 72, 212505 (2005).
- ¹² Максимов Е.Г., Саврасов Д.Ю., Саврасов С.Ю., УФН **167** 4 (1997)
- ¹³ Максимов Е.Г., УФН **170** 10 (2000)
- ¹⁴ Хлюстиков И.Н. Хайкин М.С., Письма в ЖЭТФ, 1988, 38
- ¹⁵ G.Deutscher, J.Bok, Chinese J. of Ph., 31, 6-II, 1993. См. также 9.
- ¹⁶ Левинсон И.Б., Рашба Э.И., Письма в ЖЭТФ, 20, 1, (1974) с. 63-67.
- ¹⁷ Matsui H., Sato T., Takahashi T., Wang S.-C., Yang H.-B., Ding H., Fujii T., Watanabe T. and Matsuda A., Spectral evidence for Bogoliubov quasiparticle in triple-layered high-Tc superconductor Bi₂Sr₂Ca₂Cu₃O₁₀, Phys. C 408:814-815,(2004).
- ¹⁸ Chakravarty S., <http://arxiv.org/abs/0802.1216> (2008)
- ¹⁹ Kulic M. L. Oudovenko V., <http://arxiv.org/abs/cond-mat/9612211v2>
- ²⁰ Ю.В. Копаев, Труды ФИАН, т.86, М., «Наука», 1975.
- ²¹ N. E. Hussey, M. Abdel-Jawad, A. Carrington, A. P. Mackenzie and L. Balicas, Nature, 2003, 425, p.814
- ²² Romanoff E.G., Physica C, vv185-189 (1991) pp193-194.
- ²³ Seiki Komiya, Han-Dong Chen, Shou-Cheng Zhang, and Yoichi Ando, Phys. Rev. Lett. **94**, 207004 (2005)
- ²⁴ Головашкин А.И., Препринт ФИАН
- ²⁵ Звягин Б.Б., Романов Е.Г., Кристаллография. 36, 1, 133(1991). В. В. Zvyagin and E. G. Romanov, Kristallografiya 36, 133 (1991) Sov. Phys. Crystallogr. 36, 75 1991
- ²⁶ Романов Е.Г. Головашкин А.И. и др., КСФ 6, 3-5, 1989
- ²⁷ Антонов Ю.К., Бабачев Е.А., Головашкин А.И., Голосовский И.В., Микеров В.И., Октябрьский С.Р., Ревокатова И.П., Романов Е.Г., Тукарев В.А., Поиск проводящих перовскитоподобных металлооксидных систем, содержащих In или Ni-Zn ФТТ, т.36, N 12, (1994) 64