

МЕТОДИЧЕСКИЕ ЗАМЕТКИ

О возможных механизмах
высокотемпературной сверхпроводимости

Е.Г. Максимов, О.В. Долгов

Приводится краткое обсуждение возможных механизмов высокотемпературной сверхпроводимости. В частности, представлена критика недавней статьи Ф. Андерсона по этой проблеме. Показано, что эта статья содержит ряд неточных и необоснованных утверждений. Подробно рассмотрено одно из них — о невозможности существования отрицательных значений статической диэлектрической проницаемости $\epsilon(\mathbf{q}, 0)$, а также вытекающее из него сильное ограничение на величину критической температуры сверхпроводящего перехода T_c . Приводятся доказательства, что $\epsilon(\mathbf{q}, 0)$ не только может быть, но и с необходимостью является отрицательной во многих стабильных системах, включая большую часть обычных металлов. Обсуждаются различные межэлектронные взаимодействия в сверхпроводящих купратах. Отмечена существенная роль в этих соединениях электрон-фононного взаимодействия.

PACS numbers: 71.10.Ay, 71.15.Mb, **74.20. – z**, **74.72. – h**

Со времени публикации работы Бардина, Купера и Шриффера (БКШ) [1] большинство физиков считает, что сверхпроводящее состояние возникает благодаря появлению вблизи ферми-поверхности электронных (куперовских) пар, которые образуют коррелированную систему, чем-то напоминающую бозе-конденсат. Для превращения двух электронов в куперовскую пару необходимо существование сил притяжения между ними. Из работы БКШ вытекало также, что сила притяжения между электронами, склеивающая их в куперовские пары, возникает за счет электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ). Из теории БКШ и в рамках более детального описания ЭФВ, проведенного Элиашбергом [2], следует, что критическая температура сверхпроводящего перехода T_c может быть представлена в виде

$$T_c \sim \omega_{ph} \exp\left(-\frac{1}{\lambda}\right). \quad (1)$$

Здесь ω_{ph} — средняя фононная частота, λ — константа ЭФВ. Относительно невысокое значение T_c в стандартных сверхпроводящих металлах, согласно формуле (1), объясняется малостью как предэкспоненты, т.е. средних фононных частот, так и константы λ .

Вслед за работами Гинзбурга [3] и Литтла [4] в 1960–1970-е гг. были предприняты попытки (большей частью теоретические) привлечь в механизм сверхпроводимости более высокоэнергетический "клей" для образования из электронов куперовских пар. В качестве такого клея в некоторых металлических системах предлагалось использовать экситоны, плазмоны и ряд других электронных возбуждений, энергии которых могут существенно превышать частоты фононов (см. [5]).

Недавно Ф. Андерсон в работе "Is There Glue in Cuprate Superconductors?" [6] подверг сомнению факт существования вообще какого-либо клея, который бы сам по себе приводил к электронному спариванию. Эта работа, по нашему мнению, содержит ряд неточных и необоснованных утверждений. Одно из них связано с давней дискуссией между Андерсоном и группой из теоретического Физического института им. П.Н. Лебедева, касающейся возможного знака статической диэлектрической проницаемости. Ранее Козн и Андерсон использовали упрощенное выражение для электрон-электронного взаимодействия в металле [7]:

$$V(\mathbf{q}, \omega) = \frac{4\pi e^2}{q^2 \epsilon_{tot}(\mathbf{q}, \omega)}, \quad (2)$$

где $\epsilon_{tot}(\mathbf{q}, \omega)$ — полная диэлектрическая функция металла, зависящая от импульса и частоты. Эта функция содержит экранирование за счет кулоновского электрон-электронного взаимодействия и вклад электрон-фононного взаимодействия. Авторы работы [7] рассматривали положительность статической диэлектрической проницаемости

$$\epsilon_{tot}(\mathbf{q}, 0) > 0 \quad (3)$$

Е.Г. Максимов. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Ленинский просп. 53, Российская Федерация
Тел. (495) 135-75-11. Факс (495) 135-85-33
E-mail: maksimov@lpi.ru

О.В. Долгов. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Ленинский просп. 53, Российская Федерация
Max-Planck-Institut für Festkörperforschung,
D-70569 Stuttgart, Heisenbergstr. 1, Germany
E-mail: o.dolgov@fkf.mpg.de

Статья поступила 1 августа 2007 г.

как условие стабильности системы. Они показали, что неравенство (3) приводит к сильному ограничению на возможные значения T_c . Это ограничение обусловлено соотношением между константой кулоновского отталкивания μ и константой ЭФВ λ , которое можно представить в виде

$$\mu - \lambda = \int d\mathbf{q} \frac{4\pi e^2}{q^2 \varepsilon_{\text{tot}}(\mathbf{q}, 0)}. \quad (4)$$

Из формул (3), (4) следует

$$\mu > \lambda. \quad (5)$$

Соотношение (5) означает, что эффективное межэлектронное взаимодействие, ответственное за возникновение сверхпроводимости, в этом случае было бы отталкивательным и сверхпроводимость не могла бы возникнуть в такой системе.

Как показал Толмачев [8], из-за перерасеяния электронов при высоких энергиях происходит перенормировка кулоновского отталкивания, которая приводит к его "псевдизации", т.е. к замене константы μ на кулоновский псевдопотенциал μ^* и к заметному уменьшению вклада кулоновского отталкивания в сверхпроводящее спаривание:

$$\mu^* = \frac{\mu}{1 + \mu \ln(\varepsilon_F / \omega_{\text{ph}})}, \quad (6)$$

где ε_F — энергия Ферми. Таким образом, эффективное взаимодействие может стать притягивающим: $\lambda - \mu^* > 0$. Комбинация $\lambda - \mu^*$ входит в различные приближенные выражения для T_c . В частности, в простейшем приближении в экспоненте формулы (1) константу λ можно заменить на $\lambda - \mu^*$. При этом максимальное значение T_c^{max} , следующее из соотношений (1)–(6), даже при $\lambda = \mu$ удовлетворяет неравенству

$$T_c^{\text{max}} \lesssim \varepsilon_F \exp\left(-\frac{1}{\lambda}\right) \lesssim 10 \text{ К (!)}$$

Приведенные аргументы в основном повторены и в работе [6], в которой, как и в более ранней работе [7], утверждается, что электрон-фононный (да и любой другой) клей неэффективен для спаривания электронов. Более того, по мнению Андерсона, представление о наличии даже в самых обычных сверхпроводниках какого-то специального клея, связывающего куперовские пары, не более чем фольклор: с равным успехом можно считать, что куперовские пары возникают или за счет электрон-фононного притяжения, или вследствие "псевдизации" кулоновского отталкивания.

Киржниц строго доказал [5], что неравенство (3) не имеет никакого отношения к условию устойчивости системы, поскольку функция $\varepsilon_{\text{tot}}(\mathbf{q}, \omega)$ не является откликом системы на какое-либо внешнее воздействие. Условие устойчивости системы накладывает ограничение на обратную диэлектрическую проницаемость:

$$\frac{1}{\varepsilon_{\text{tot}}(\mathbf{q}, 0)} \leq 1. \quad (7)$$

Условие (7) выполняется при соблюдении одного из неравенств: $\varepsilon_{\text{tot}}(\mathbf{q}, 0) > 1$ или $\varepsilon_{\text{tot}}(\mathbf{q}, 0) < 0$, т.е. отрица-

тельные значения диэлектрической проницаемости вполне допустимы в стабильных системах.

Подробно проблема знака статической диэлектрической проницаемости обсуждалась в нашем обзоре [9]. Здесь, чтобы раз и навсегда закрыть хотя бы этот вопрос, мы кратко повторим наши предыдущие результаты, которые демонстрируют существование отрицательных значений $\varepsilon(\mathbf{q}, 0)$ во многих простых системах, и именно в области их стабильности. Одной из простейших систем, в которой $\varepsilon(\mathbf{q}, 0)$ отрицательна при всех векторах $\mathbf{q}$, является вигнеровский кристалл. Диэлектрическая функция $\varepsilon(\mathbf{q}, \omega)$ классического вигнеровского кристалла была подробно исследована Багчи [10], который показал, что

$$\frac{1}{\varepsilon(\mathbf{q}, \omega)} = 1 - \frac{\omega_{\text{pl}}^2}{q^2} \sum_v \frac{(\mathbf{q} \mathbf{e}_{\mathbf{q}v})^2}{\omega^2(\mathbf{q}, v) - \omega^2}. \quad (8)$$

Здесь ω_{pl} — плазменная частота заряженных частиц:

$$\omega_{\text{pl}}^2 = \frac{4\pi n e^2}{m}, \quad (9)$$

где m и n — соответственно масса и плотность частиц, $\mathbf{e}_{\mathbf{q}v}$ — вектор поляризации фононов, $\omega(\mathbf{q}, v)$ — частота фонона.

Вигнеровский кристалл с одним атомом на элементарную ячейку имеет три фононных моды — две поперечных с дисперсией акустического типа при малых $\mathbf{q}$ и одну продольную, частота которой $\omega(\mathbf{q}, v)$ стремится к ω_{pl} при $q \rightarrow 0$. Для этих частот выполняется правило сумм:

$$\sum_v \omega^2(\mathbf{q}, v) = \omega_{\text{pl}}^2. \quad (10)$$

В статическом случае выражение (8) можно переписать в виде

$$\frac{1}{\varepsilon(\mathbf{q}, 0)} = \sum_v \left\{ (\mathbf{n} \mathbf{e}_{\mathbf{q}v})^2 \left[1 - \frac{\omega_{\text{pl}}^2}{\omega^2(\mathbf{q}, v)} \right] \right\}, \quad (11)$$

где $\mathbf{n} = \mathbf{q}/|q|$. Здесь учтено, что

$$\sum_v (\mathbf{n} \mathbf{e}_{\mathbf{q}v})^2 = 1. \quad (12)$$

Принимая во внимание правило сумм (10), легко видеть, что правая часть выражения (11) отрицательна при любых $\mathbf{q}$. Отметим, что согласно формуле (11), неравенство $\varepsilon(\mathbf{q}, 0) < 0$ выполняется именно в стабильной фазе вигнеровского кристалла, когда все величины $\omega^2(\mathbf{q}, v)$ являются положительно определенными, т.е. $\omega^2(\mathbf{q}, v) > 0$.

Из вышеизложенного следует, что возникновение в вигнеровском кристалле отрицательных значений $\varepsilon(\mathbf{q}, 0)$ обусловлено тем, что единственная мода плазменных колебаний, существующая в газообразном и жидком состояниях, в твердом состоянии расщепляется на три моды. Это связано с локализацией зарядов и сильными эффектами локального поля в кристалле. Более того, как продемонстрировано в [11], отрицательные значения $\varepsilon(\mathbf{q}, 0)$ возникают в классической однокомпонентной плазме, когда параметр взаимодействия $\Gamma = e^2/aT$, где $a = (4n/3)^{-1/3}$, много меньше значения $\Gamma \approx 170$, при котором происходит вигнеровская кристаллизация. В

работе [11] показано, что статическая диэлектрическая функция $\varepsilon(\mathbf{q}, 0)$ отрицательна практически при всех векторах $\mathbf{q}$ в диапазоне плотностей, отвечающем $\Gamma > 40$. Интересно, что при $\Gamma > 40$ плазменные колебания имеют отрицательную дисперсию $\omega_{\text{pl}}^2(\mathbf{q}) = \omega_{\text{pl}}^2(0) - \alpha q^2$ и конечную ширину линии. В работе [11] также показано, что отрицательные значения $\varepsilon_{\text{tot}}(\mathbf{q}, 0)$ существуют не только в модельных, но и в реальных системах, например, в расплавленной поваренной соли.

Рассмотренные системы с отрицательной статической диэлектрической проницаемостью $\varepsilon(\mathbf{q}, 0)$, естественно, не имеют ничего общего с высокотемпературной сверхпроводимостью (ВТСП) и со сверхпроводимостью вообще. В рамках "фольклорного" подхода отрицательные значения $\varepsilon(\mathbf{q}, 0)$ гарантируют выполнение неравенства $\lambda > \mu$, т.е. существование условий, благоприятных для высоких значений T_c . Однако выражение (2) может быть использовано буквально только для гипотетического сильно сжатого металла, в котором параметр кулоновского взаимодействия r_s удовлетворяет условию $r_s \ll 1$. Здесь $r_s = (3n/4\pi a_B^3)^{1/3}$, n и a_B — соответственно плотность и борковский радиус электронов. В этом случае диэлектрическую функцию $\varepsilon_{\text{tot}}(\mathbf{q}, 0)$ можно записать в следующем виде [5, 9]:

$$\frac{1}{\varepsilon_{\text{tot}}(\mathbf{q}, 0)} = \frac{4\pi e^2}{q^2 \varepsilon_{\text{el}}(\mathbf{q}, 0)} \sum_{\mathbf{v}} \left\{ (\mathbf{n} \mathbf{e}_{\mathbf{q}\mathbf{v}})^2 \left[1 - \frac{\omega_{\text{Je}}^2(\mathbf{q})}{\omega^2(\mathbf{q}, \mathbf{v})} \right] \right\}. \quad (13)$$

Здесь $\varepsilon_{\text{el}}(\mathbf{q}, 0)$ — статическая диэлектрическая функция электронного газа, которая в приближении хаотических фаз может быть выражена как

$$\varepsilon_{\text{el}}(\mathbf{q}, 0) = 1 + \frac{\chi^2}{q^2}, \quad (14)$$

$\omega(\mathbf{q}, \mathbf{v})$ — фононная частота и $\omega_{\text{Je}}(\mathbf{q})$ — плазменная частота в модели "желе":

$$\omega_{\text{Je}}^2(\mathbf{q}) = \frac{\omega_{\text{pl}}^2}{\varepsilon_{\text{el}}(\mathbf{q}, 0)}. \quad (15)$$

Легко показать [5, 9], что для стабильной фазы сильно сжатого металла справедливо неравенство

$$\omega_{\text{Je}}(\mathbf{q}) \geq \omega(\mathbf{q}, \mathbf{v}). \quad (16)$$

Оно гарантирует, что в сильно сжатом металле статическая диэлектрическая функция отрицательна при любых $\mathbf{q}$ и условие $\lambda - \mu > 0$ выполнено, а следовательно, он является сверхпроводящим. Конечно, при $r_s \ll 1$ константа ЭФВ λ заведомо мала, и критическая температура T_c будет низкой, но это не отменяет самого факта, что в этой системе полная статическая диэлектрическая проницаемость отрицательна при всех $\mathbf{q}$ и сверхпроводимость в ней существует именно за счет ЭФВ. Удивительно, что в работе [7] представлено выражение для межэлектронного взаимодействия и обратной диэлектрической проницаемости, очень близкое к формуле (13). Это означает, что в [7] фактически уже был указан пример системы с отрицательной статической диэлектрической проницаемостью, но сами авторы не заметили этого тогда и не замечают до сих пор. В нашей давней работе [12] была вычислена функция $\varepsilon_{\text{tot}}(\mathbf{q}, 0)$ для нескольких простых металлов (K, Al, Pb) и для гипотетического металлического водорода и было продемонстрировано,

что в калии $\varepsilon_{\text{tot}}(\mathbf{q}, 0)$ положительна для любого вектора $\mathbf{q}$, а в свинце и металлическом водороде она отрицательна при всех $\mathbf{q}$.

Даже для многих обычных металлов межэлектронное взаимодействие, описывающее сверхпроводящее состояние, имеет более сложный вид, чем формула (2) [5], при этом основной проблемой является последовательное вычисление вклада кулоновского взаимодействия μ в эффективное электрон-электронное взаимодействие. Что касается константы ЭФВ λ , то для ее расчета, по крайней мере, в обычных металлах, развиты высокоэффективные методы в рамках теории функционала плотности (см., например, [13, 14]). Многочисленные расчеты и туннельные измерения демонстрируют, что $\lambda \gtrsim 1$ для многих обычных металлов и их соединений. Более того, как было показано в [15], для металлического водорода константа ЭФВ λ может достигать значений порядка 6. Во всех указанных металлах неравенство $\lambda \gtrsim 1$ справедливо при средних электронных плотностях, отвечающих $r_s \approx 1$. В однородном электронном газе при $r_s < 1$ константу кулоновского электрон-электронного взаимодействия μ можно записать как [5]

$$\mu = \frac{r_s}{2\pi}. \quad (17)$$

Это означает, что даже при $r_s \approx 1$ все еще справедливо неравенство $\mu < 1$. Отметим, что, как утверждается в работе [7], максимальное значение μ не превышает 1/2. В обычных металлах кристаллическая решетка очень слабо влияет на кулоновское электрон-электронное взаимодействие. Это очевидно, например, из хорошего совпадения плазменной энергии электронов в однородном электронном газе и в обычном металле с той же средней плотностью электронов. Кроме того, дисперсия плазменных колебаний в обеих системах положительна:

$$\omega_{\text{pl}}^2(\mathbf{q}) = \omega_{\text{pl}}^2(0) + \alpha q^2, \quad (18)$$

где $\alpha > 0$.

В отличие от кулоновского межэлектронного взаимодействия, ЭФВ в кристаллах заметно отличается от случая простых однородных моделей типа "желе". В таких моделях как электрон-электронное, так и электрон-фононное взаимодействия определяются обычным кулоновским взаимодействием и, следовательно, $\lambda \approx \mu$, в чем легко убедиться из формул (4) и (11), если учесть, что в модели "желе" существует единственная фононная мода с $\omega(\mathbf{q}, \mathbf{v}) = \omega_{\text{Je}}(\mathbf{q})$. В стандартных металлах в простейшем приближении константа ЭФВ может быть записана как [5]

$$\lambda = \frac{3,01}{r_s} \overline{V_{\text{ic}}^2(\mathbf{q})} \left\langle \frac{\Omega_{\text{pl}}^2}{\omega^2} \right\rangle. \quad (19)$$

Здесь $\overline{V_{\text{ic}}^2(\mathbf{q})}$ — средний квадрат электрон-ионного псевдопотенциала, ω — частота фононов и Ω_{pl} — плазменная частота ионов:

$$\Omega_{\text{pl}}^2 = \frac{4\pi N Z^2 e^2}{M}. \quad (20)$$

Средние фононные частоты в металлах значительно ниже ионной плазменной частоты, что приводит к относительно высоким значениям λ по сравнению с μ . Как отмечено выше, причиной этого являются корреля-

ции и эффекты локального поля в системе ионов, а также дополнительное (по отношению к вигнеровскому кристаллу) экранирование частот ионных колебаний электронами проводимости. В ряде случаев, в частности, в щелочных металлах, малость среднего квадрата электрон-ионного псевдопотенциала $V_{ie}^2(\mathbf{q})$ — существенный фактор, который уменьшает величину λ .

Из нашего анализа следует, что статическая диэлектрическая проницаемость не только может быть отрицательной, но с необходимостью должна быть отрицательной в целом ряде систем и именно в их стабильном состоянии. В некоторых модельных металлических системах, скажем, в сильно сжатых металлах с $r_s \ll 1$, константа ЭФВ λ безусловно превышает константу кулоновского электрон-электронного взаимодействия μ . Имеются хотя и менее строгие, но весьма правдоподобные аргументы [5, 9, 14, 16] в пользу того, что для многих обычных металлов λ фактически больше μ , и "псевдизация" кулоновского вклада не столь важна для существования сверхпроводящего состояния.

В последнее время после открытия сверхпроводимости в MgB_2 с $T_c \approx 40$ К [17] серьезно возрос интерес к поискам сверхпроводников с сильным ЭФВ и сравнительно высокими значениями T_c . Перспективными системами в этом отношении являются соединения металлов с легкими элементами: помимо боридов — это гидриды [18, 19], а также карбиды и нитриды [20]. Указанные соединения обладают высокими значениями частот оптических фононов $\omega_{\text{ор}} \sim 1/M^{1/2}$ (M — масса атома), связанных с колебаниями легких атомов Н, В, С и N, что приводит к высоким значениям предэкспоненты в формуле (1) для T_c . Именно это обстоятельство объясняет высокую критическую температуру MgB_2 , поскольку основной вклад в образование сверхпроводящего состояния в нем вносит взаимодействие электронов с оптическими колебаниями легкого атома бора [21–23]. Для получения высоких T_c необходимо иметь не только высокие фоновые частоты, но и большие значения константы взаимодействия электронов с этими фононами. Недавно с целью изучения этой проблемы был выполнен квантово-механический анализ возможности достижения высоких значений λ в гидридах [19] и карбидах [20]. В работах [24–26] исследовалось влияние сильного ЭФВ на фоновые спектры, а именно изучалась возможность одновременного существования в металлах больших значений λ и сравнительно высоких фоновых частот, а также роль в таких системах неустойчивости решетки. Эта проблема далеко не нова, она многократно обсуждалась и ранее (см., например, [5, 16]). В новых работах [20, 24–26] она исследована на более строгом количественном уровне, тем не менее, в них получены теоретические предсказания о возможности достижения в сверхпроводниках с сильным ЭФВ значений T_c от 50 до 200 К! Следует отметить, что в наших работах [16, 27] подробно обсуждалась также роль ЭФВ не просто в гипотетических ВТСП-соединениях, но и в реальных сверхпроводящих купратах.

В этом плане у нас вызывают сомнения и некоторые другие утверждения работы [6], относящиеся именно к природе явлений в ВТСП-купратах. В частности, в [6] межэлектронные взаимодействия в купратах подразделяются на "мамонтов, слонов и мышей". К "мышам" отнесено ЭФВ, а также взаимодействие с низкочастотными спиновыми возбуждениями. Исходя из описания

купратов в рамках модели Хаббарда, Андерсон рассматривает отталкивание электронов на одном узле U как самое сильное и именно его считает "мамонтом". В рамках этой же модели между электронами на соседних узлах возникает притягивающее обменное взаимодействие с константой связи J . В первом порядке теории возмущений по $1/U$ константа $J \sim t^2/U$, где t — интеграл перекрытия. Это обменное взаимодействие и объявлено в [6] "слоном". Полный потенциал межэлектронного взаимодействия, возникающий при учете только U и J , представляется в виде сильного отталкивания электронов на близких расстояниях (на одном узле) и притяжения на далеких расстояниях (на соседних узлах). Он сходен с потенциалами в ядерной материи и в He^3 . Сверхтекучесть в этих системах была рассмотрена более 40 лет назад [28, 29] и было показано, что в них возникает куперовское спаривание ферми-частиц, но не в изотропном s-канале, а в p- или d-канале, в зависимости от спиновой структуры пары. Вообще говоря, существует довольно распространенное мнение и, может быть, оно правильное, что в сверхпроводящих купратах имеются куперовские пары именно с d-симметрией. Исходя из этого, Андерсон и предлагает не интересоваться впредь тем, какую роль играют в купратах остальные "мыши", поскольку сверхпроводимость возникает, по его мнению, в рамках t - J -модели, учитывающей только сильное отталкивание электронов на одном узле и их обменное притяжение на соседних узлах.

Действительно, обменное притяжение является достаточным для антиферромагнитного упорядочения спинов. В рамках простой модели Хаббарда, учитывающей только отталкивание электронов на одном узле, притягивающее обменное взаимодействие является достаточным и для возникновения сверхпроводящего состояния, хотя до сих пор продолжают дискуссии о возможных значениях T_c в рамках этой модели [30]. В реальности, однако, имеется также кулоновское отталкивание электронов на соседних узлах. Как показывают ARPES-измерения [31], дырки в плоскости CuO_2 , по крайней мере, в оптимально допированных образцах, образуют систему сильно взаимодействующих ферми-частиц. Вероятнее всего, эту систему нельзя описать как ферми-газ слабо взаимодействующих квазичастиц. Как известно, в системе сильно взаимодействующих кулоновских частиц взаимодействие между ними на средних расстояниях сравнимо по порядку величины с их кинетической энергией. Следовательно, кулоновское отталкивание дырок на соседних узлах $V \sim t$, т.е. оно гораздо сильнее, чем обменное взаимодействие. Разумеется, нет никаких причин для того, чтобы V было много меньше, чем t . Нам неизвестны публикации, где были бы указаны такие причины. Конечно, в однородной и изотропной системе ферми-частиц s-компонента прямого кулоновского отталкивания не оказывает никакого влияния на d-спаривание, но это едва ли справедливо для модели Хаббарда, учитывающей кулоновское взаимодействие на соседних узлах. В частности, это подтверждается расчетами сверхпроводимости в t - J - V -модели, которые показывают [30], что в этом случае тенденция к возникновению сверхпроводящего состояния существенно ослаблена из-за учета кулоновского отталкивания V на соседних узлах. Аналогично, нет никаких причин, чтобы и ЭФВ в купратах было много меньше, чем обменное взаимодействие или прямое кулоновское

отталкивание на соседних узлах. Имеющиеся первопринципные расчеты ЭФВ в купратах дают довольно противоречивые данные о значении константы ЭФВ, но они не дают никаких указаний на то, что ЭФВ меньше, чем обменное взаимодействие (см. [16]). Более того, имеются убедительные свидетельства, что ЭФВ в купратах является сильным и его необходимо учитывать при построении любой последовательной теории этих систем [16, 32, 33].

Сомнения возникают также по поводу попытки Андерсона связать низкоэнергетические особенности в электронных спектрах ВТСП-материалов с сильным электронным рассеянием, вызываемым большим хаббардовским отталкиванием U . Здесь речь идет о существовании некоторых аномалий (kinks) в спектре одночастичных возбуждений купратов при 0,03–0,09 эВ. Обычно эти особенности объясняют взаимодействием электронов с некими бозонными модами. Как следует из ARPES-экспериментов [31], а также из оптических измерений [34], константы связи электронов с этими бозонными модами не малы, а порядка единицы. Физическая природа данных бозонных мод обсуждается уже давно. Как правило, при этом говорят о двух кандидатах на роль таких бозонов — фононах и спиновых флуктуациях. Временами эта дискуссия принимает анекдотический характер. Так, недавно были опубликованы две статьи [35, 36], посвященные вычислению константы взаимодействия электронов со спиновыми флуктуациями. В обеих статьях [35, 36] использовался один и тот же t – J -гамильтониан и одни и те же экспериментальные результаты, но полученные в них константы взаимодействия отличаются на три порядка величины! Данные ARPES [37] и туннельных измерений [38] убедительно свидетельствуют, что эти бозонные моды не связаны со спиновыми флуктуациями. В указанных экспериментах аномалии наблюдались при различных уровнях допирования. Энергии, при которых возникают аномалии в электронном спектре, совпадают с энергиями фононов или спиновых флуктуаций, соответственно. Энергия спиновых флуктуаций сильно зависит от уровня допирования, фононные же частоты слабо зависят от него. Эксперименты [37, 38] показали, что уровень допирования практически не влияет на положение аномалий. Это означает, что причиной обсуждаемых аномалий заведомо не могут быть спиновые флуктуации. Совсем недавно наблюдались также особенности в электронных спектрах купратов при 0,3–0,5 эВ [39]. Очень может быть, что эти высокоэнергетические аномалии обусловлены хаббардовским отталкиванием U и обменно-корреляционными эффектами.

В заключение отметим, что необходимо более подробно исследовать содержимое "ВТСП-холодильника" (high- T_c refrigerator в [6]) и выяснить, что в нем находится в качестве мамонтов, слонов и мышей. По нашему мнению, в ВТСП-материалах имеется много и других нерешенных проблем.

Авторы признательны за полезные дискуссии многим коллегам, и прежде всего П.И. Арсееву, В.Л. Гинзбургу, А.А. Голубову, Л.В. Келдышу, М.Л. Куличу (М.Л. Kulić), М.В. Садовскому и М.Р. Трунину. Е.Г.М. выражает благодарность Государственной программе поддержки ведущих научных школ России и Российскому фонду фундаментальных исследований (гранты 05-02-39012 и 06-02-16978).

Список литературы

1. Bardeen J, Cooper L N, Schrieffer J R *Phys. Rev.* **106** 162; **108** 1175 (1957)
2. Элиашберг Г М *ЖЭТФ* **38** 966; **39** 1437 (1960)
3. Ginzburg V L *Phys. Lett.* **13** 101 (1964)
4. Little W A *Phys. Rev.* **134** A1416 (1964)
5. *Проблема высокотемпературной сверхпроводимости* (Под ред. В Л Гинзбурга, Д А Киржница) (М.: Наука, 1977)
6. Anderson P W *Science* **316** 1705 (2007); см. также препринт этой работы в cond-mat/0609040
7. Cohen M L, Anderson P W, in *Superconductivity in d- and f-Band Metals* (AIP Conf. Proc., Vol. 4, Ed. D H Douglass) (New York: AIP, 1972) p. 17; Anderson P W *A Career in Theoretical Physics* (Singapore: World Scientific, 1994) p. 288
8. Боголюбов Н Н, Толмачев В В, Ширков Д В *Новый метод в теории сверхпроводимости* (М.: Изд-во АН СССР, 1958)
9. Dolgov O V, Kirzhnits D A, Maksimov E G *Rev. Mod. Phys.* **53** 81 (1981)
10. Bagchi A *Phys. Rev.* **178** 707 (1969)
11. Fasolino A, Parrinello M, Tosi M P *Phys. Lett. A* **66** 119 (1978)
12. Долгов О В, Максимов Е Г *Письма в ЖЭТФ* **28** 3 (1978)
13. Savrasov S Yu, Savrasov D Yu *Phys. Rev. B* **46** 12181 (1992)
14. Максимов Е Г, Саврасов Д Ю, Саврасов С Ю *УФН* **167** 353 (1997)
15. Maksimov E G, Savrasov D Yu *Solid State Commun.* **119** 569 (2001)
16. Максимов Е Г *УФН* **170** 1033 (2000)
17. Nagamatsu J et al. *Nature* **410** 63 (2001)
18. Ashcroft N W *Phys. Rev. Lett.* **92** 187002 (2004)
19. Tse J S, Yao Y, Tanaka K *Phys. Rev. Lett.* **98** 117004 (2007)
20. Максимов Е Г и др. *Письма в ЖЭТФ* **80** 623 (2004); Maksimov E G et al. *ЖЭТФ* **132** (3) (2007); cond-mat/0611782
21. An J M, Pickett W E *Phys. Rev. Lett.* **86** 4366 (2001)
22. Liu A Y, Mazin I I, Kortus J *Phys. Rev. Lett.* **87** 087005 (2001)
23. Kong Y et al. *Phys. Rev. B* **64** 020501 (2001)
24. Moussa J E, Cohen M L *Phys. Rev. B* **74** 094520 (2006)
25. Pickett W E *J. Supercond. Novel Magn.* **19** 291 (2006)
26. Cohen M L *J. Supercond. Novel Magn.* **19** 283 (2006)
27. Ginzburg V L, Maksimov E G *Physica C* **235–240** 193 (1994)
28. Brueckner K A et al. *Phys. Rev.* **118** 1442 (1960)
29. Пятаевский Л П *ЖЭТФ* **37** 1794 (1959)
30. Pryadko L P, Kivelson S A, Zachar O *Phys. Rev. Lett.* **92** 067002 (2004)
31. Damascelli A, Hussain Z, Shen Z-X *Rev. Mod. Phys.* **75** 473 (2003)
32. Kulić M L *Phys. Rep.* **338** 1 (2000)
33. Kulić M L (Ed.) "Electron-phonon interaction in high-temperature superconductors" *Phys. Status Solidi B* **242** (1, Special issue) (2005)
34. Schachinger E, Neuber D, Carbotte J P *Phys. Rev. B* **73** 184507 (2006)
35. Kee H-Y, Kivelson S A, Aeppli G *Phys. Rev. Lett.* **88** 257002 (2002)
36. Abanov Ar et al. *Phys. Rev. Lett.* **89** 177002 (2002)
37. Ziegler B et al., cond-mat/07071755
38. Пономарев Я Г, в сб. *Труды 2-й Межд. конф. "Фундаментальные проблемы высокотемпературной сверхпроводимости"* (ФПС-06), г. Звенигород, 9–13 октября 2006 г. (М.: ФИАН, 2006) с. 104; Ponomarev Y G et al., in *Proc. of the Intern. Conf. on Strongly Correlated Electron Systems, Houston, Texas, USA, May 13–18, 2007*, p. 190; <http://scs07.rice.edu/emplibrary/ProgramBook2c.pdf>; submitted to *Physica C*
39. Meevasana W et al. *Phys. Rev. B* **75** 174506 (2007)

A note on the possible mechanisms of high-temperature superconductivity

E.G. Maksimov

*P.N. Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences,
Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation
Tel. (7-495) 135-75 11. Fax (7-495) 135-85 33
E-mail: maksimov@lpi.ru*

O.V. Dolgov

*P.N. Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences,
Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation
Max-Planck-Institut für Festkörperforschung,
D-70569 Stuttgart, Heisenbergstr. 1, Germany
E-mail: o.dolgov@fkf.mpg.de*

Possible mechanisms of high-temperature superconductivity are briefly discussed. In particular, a recent paper by Ph Anderson on this problem is criticized as containing a number of incorrect and unfounded statements. One of these — that the static dielectric function $\varepsilon(\mathbf{q}, 0)$ cannot be negative — is discussed in detail, as is its consequence, a strong limit on the transition temperature T_c . Proofs are given that $\varepsilon(\mathbf{q}, 0)$ not only can but indeed must be negative in many stable systems, including most of the conventional metals. Various types of electron – electron interaction in superconducting cuprates are discussed. The role of the electron – phonon interaction in the cuprates is highlighted.

PACS numbers: 71.10.Ay, 71.15.Mb, **74.20. – z**, **74.72. – h**

Bibliography — 39 references

Received 1 August 2007

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **177** (9) 983 – 988 (2007)

Physics – Uspekhi **50** (9) (2007)