

ЭЛЕКТРОННЫЕ СТРУКТУРА И СВОЙСТВА

PACS numbers: 74.20.Fg, 74.25.Kc, 74.50.+r, 74.55.+v, 74.62.Fj, 74.72.-h, 74.72.Kf

Влияние давления на псевдощель в Bi2223: купраты не являются сильно связанными сверхпроводниками

А. И. Дьяченко, В. Ю. Таренков*, В. В. Кононенко*, Э. М. Руденко

*Институт металлофизики им. Г. В. Курдюмова НАН Украины,
бульв. Акад. Вернадского, 36,
03680, ГСП, Киев-142, Украина*

**Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина НАН Украины,
просп. Науки, 46,
03680, ГСП, Киев, Украина*

Методами андреевской и туннельной спектроскопии показано, что для оптимально допированного купрата $\text{Bi}_{1,6}\text{Pb}_{0,4}\text{Sr}_{1,8}\text{Ca}_{2,2}\text{Cu}_3\text{O}_x$ (Bi2223, $T_c \cong \cong 110\text{--}112$ К) гидростатическое давление P приводит к увеличению T_c с $d\ln(T_c)/dP = (1,5 \pm 0,3) \cdot 10^{-3}$ кбар $^{-1}$ и энергетической щели Δ_0 с $d\ln(\Delta_0)/dP = (4,5 \pm 0,5) \cdot 10^{-3}$ кбар $^{-1}$. Наблюдаемое при этом возрастание с давлением отношения $2\Delta_0/(kT_c)$ объясняется не усилением электрон-бозонной связи, а соответствующим увеличением псевдощели Δ_{PG} ($d\ln(\Delta_{PG})/dP = (4,5 \pm 0,5) \times 10^{-3}$ кбар $^{-1}$). Полученный результат показывает, что для оптимально допированных купратов аномально большое отношение $2\Delta_0/(kT_c) \geq 8\text{--}9$ объясняется не эффективной связью электронов с низкочастотными бозонами, а влиянием псевдощели.

Ключевые слова: псевдощель, допированные купраты, энергетическая щель, электрон-бозонная связь.

Методами андреевської та тунельної спектроскопії показано, що для оп-

Corresponding author: Viktoriya Vadymivna Kononenko
E-mail: vkkononenko@gmail.com

*G. V. Kurdyumov Institute for Metal Physics, N.A.S. of Ukraine,
36 Academician Vernadsky Blvd., UA-03680 Kyiv-142, Ukraine
*Donetsk Institute for Physics and Engineering Named After O. O. Galkin, N.A.S. of
Ukraine, 46 Nauky Ave., UA-03680 Kyiv, Ukraine*

Please cite this article as: A. I. D'yachenko, V. Yu. Tarenkov, V. V. Kononenko, and E. M. Rudenko, Effect of Pressure on the Pseudogap in Bi2223: Cuprates Are Not Strongly Coupled Superconductors, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **38**, No. 5: 565–599 (2016) (in Russian), DOI: 10.15407/mfint.38.05.0565.

тимально допованого купрату $\text{Bi}_{1.6}\text{Pb}_{0.4}\text{Sr}_{1.8}\text{Ca}_{2.2}\text{Cu}_3\text{O}_x$ (Bi2223, $T_c \cong 110\text{--}112$ К) гідростатичний тиск P приводить до збільшення T_c із $d\ln(T_c)/dP = (1,5 \pm 0,3) \cdot 10^{-3}$ кбар $^{-1}$ та енергетичної щілини Δ_0 із $d\ln(\Delta_0)/dP = (4,5 \pm 0,5) \cdot 10^{-3}$ кбар $^{-1}$. Спостережуване при цьому зростання з тиском відношення $2\Delta_0/(kT_c)$ пояснюється не посиленням електрон-бозонного зв'язку, а відповідним збільшенням псевдощілини Δ_{PG} ($d\ln(\Delta_{\text{PG}})/dP = (4,5 \pm 0,5) \times 10^{-3}$ кбар $^{-1}$). Одержаний результат показує, що для оптимально допованих купратів аномально велике відношення $2\Delta_0/(kT_c) \geq 8\text{--}9$ пояснюється не ефективним зв'язком електронів із низькочастотними бозонами, а впливом псевдощілини.

Ключові слова: псевдощілина, доповані купрати, енергетична щілина, електрон-бозонний зв'язок.

The Andreev and tunnelling spectroscopy methods show that hydrostatic pressure (P) enhances T_c with $d\ln(T_c)/dP = (1.5 \pm 0.3) \cdot 10^{-3}$ kbar $^{-1}$ and energy gap Δ_0 with $d\ln(\Delta_0)/dP = (4.5 \pm 0.5) \cdot 10^{-3}$ kbar $^{-1}$ for the optimally doped $\text{Bi}_{1.6}\text{Pb}_{0.4}\text{Sr}_{1.8}\text{Ca}_{2.2}\text{Cu}_3\text{O}_x$ cuprate (Bi2223, $T_c \cong 110\text{--}112$ K). The observed increase of ratio $2\Delta_0/(kT_c)$ due to pressure is explained by the increase of the pseudogap Δ_{PG} ($d\ln(\Delta_{\text{PG}})/dP = (4.5 \pm 0.5) \cdot 10^{-3}$ kbar $^{-1}$), but not conditioned by increasing electron-boson coupling. The obtained results show that the anomalously large ratio $2\Delta_0/(kT_c) \geq 8\text{--}9$ for optimally doped cuprates is explained by the influence of the pseudogap, but not effective coupling of electrons with low-frequency bosons.

Key words: pseudogap, doped cuprates, energy gap, electron-boson coupling.

(Получено 9 декабря 2015 г.)

1. ВВЕДЕНИЕ

В сверхпроводниках отношение $2\Delta_0/(kT_c)$ характеризует силу связи, соответствующую механизму спаривания [1–3]. Здесь $\Delta_0 = \Delta(T = 0$ К) величина энергетической щели в спектре возбуждения сверхпроводника при температуре $T = 0$ К, T_c — температура сверхпроводящего перехода. Экспериментальное определение параметра $2\Delta_0/(kT_c)$, т.е. силы связи в купратах, осложняется тем, что различные спектроскопические методы [4–31] демонстрируют сосуществование двух энергетических щелей: сверхпроводящей щели Δ и псевдощели Δ_{PG} , которым соответствуют два различных типа электронных возбуждённых состояний. Фазочувствительные исследования убедительно показали, что сверхпроводящая энергетическая щель $\Delta(\mathbf{k})$ имеет d -волновую симметрию [32, 33], $\Delta(\theta) \approx \Delta_0(T) \cos(2\theta)$, где θ — угол между связывающим (antinodal) направлением $\Gamma\text{--}M$ в зоне Бриллюэна и волновым вектором \mathbf{k} на поверхности Ферми (вставка на рис. 1), $\Delta_0(T)$ — максимальная величина когерентной энергетической щели при $\theta = 0$. Соответственно, в купратах силу связи характеризуют отношением $2\Delta_0/(kT_c)$ [2]. При $T \rightarrow T_c$ пара-

метр когерентной энергетической щели $\Delta_0(T) \rightarrow 0$ [34, 35] (расходимость магнитной глубины проникновения), [6] (андреевская спектроскопия), [36] (межслойная фазовая когерентность). Напротив, псевдощель Δ_{PG} сохраняется при $T^* > T > T_c$ [4, 17, 18, 26, 37–46], а также имеет отличную от когерентной щели $\Delta(\mathbf{k})$ симметрию [17, 18, 26, 39–42, 44–47]. Максимальная величина псевдощели Δ_{PG} , как и $\Delta(\mathbf{k})$, достигается в связывающих направлениях Cu-O-Cu , где при $T < T_c$ псевдощель Δ_{PG} и когерентная щель Δ_0 сосуществуют. Псевдощель отсутствует в районе так называемой ферми-арки (окрестность диагонального (nodal) сектора зоны Бриллюэна, направление $\Gamma(0, 0)$ – $X(\pi, \pi)$ (рис. 1) [16, 19, 21, 23, 25–28, 39, 48–54]. В оптимальном и слабо допированном режимах параметр $\Delta_{\text{PG}} > \Delta_0$, что осложняет определение когерентной энергетической щели Δ_0 на фоне большой псевдощели Δ_{PG} методами ARPES [26–28, 31, 39, 55–58] и СТМ [19, 21, 25, 59–64] (ARPES — фотоэмиссионная спектроскопия с высоким угловым разрешением, СТМ — сканирующая туннельная микроскопия). Поэтому в работах [19, 21, 23, 26–28, 31, 48, 50] параметр Δ_0 определялся приблизительно, путём экстраполяции от «когерентной» нодальной области в «некогерентную» антинодальную область (тонкие линии на рис. 1). При таком подходе, однако, нет полной уверенности в том, что сверхпроводящая энергетическая щель Δ_0 действительно сохраняется в области \mathbf{k} -пространства, где доминирует псевдощель.

Проблема разделения когерентной щели и псевдощели не возникает при андреевской спектроскопии, которая отражает величину энергетической щели Δ_0 непосредственно в проводимости NS -контакта [5, 6, 65, 66], и притом имеет высокую разрешающую способность ($\delta\Delta \approx 0,1$ мэВ). При андреевской конверсии электроны, инжектируемые из N -металла, формируют в сверхпроводнике S -куперовскую пару, которая «осаждается» в конденсат, при этом в N -металл по «траектории» падающего электрона в сверхпроводник возвращается дырка [66–69]. Такой процесс приводит к увеличению проводимости NS -контакта и возможен до тех пор, пока в сверхпроводнике сохраняется конденсат куперовских пар, т.е. андреевская спектроскопия реализуется только при наличии куперовского спаривания и конденсата пар, и поэтому не чувствительна к «нормальной» псевдощели Δ_{PG} [5, 6, 70], которую может регистрировать туннельная спектроскопия [5, 6, 37, 60, 71, 72] и другие спектроскопические методы [4, 17, 18, 26, 38–46].

В оптимально допированных купратах Bi2212 , Bi2223 значения когерентной энергетической щели Δ_0 , полученные андреевской спектроскопией [6, 70, 73, 74], а также методами, чувствительными к плотности сверхпроводящих электронов [11, 75], приводят к аномально высокому соотношению $2\Delta_0/(kT_c) \geq 8-10$ [2], которое в два (и более) раза превышает предел БКШ для d -волновых сверхпровод-

ников ($2\Delta_0/(kT_c) \cong 4,28$) [76, 77].

Формально такое большое отклонение отношения $2\Delta_0/(kT_c)$ от теории БКШ можно объяснить в теории сильной связи [3, 73, 78–81], если решающий вклад в механизм спаривания вносит запазды-

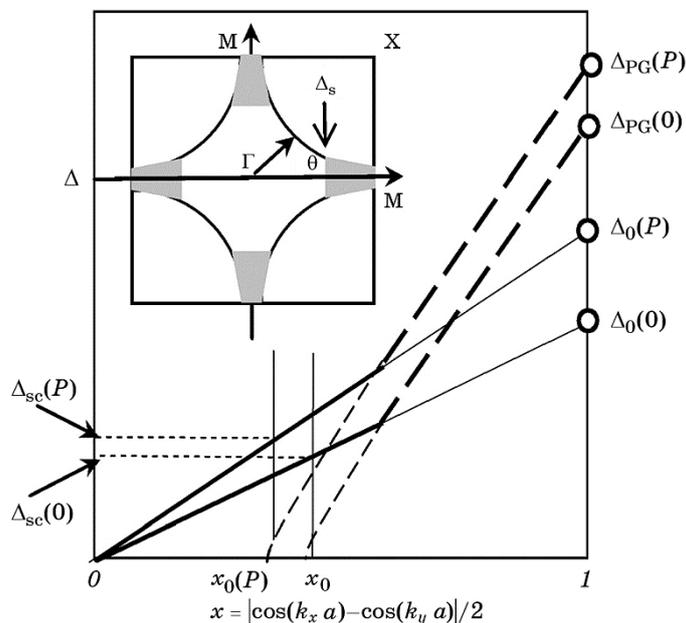


Рис. 1. Иллюстрация влияния псевдощели Δ_{PG} на зависимость T_c от давления в предположении, что $kT_c \propto \Delta_{sc}$ [27] (схема). В переменных Δ - x когерентная d -волновая щель $\Delta(x) = \Delta_0 \cos(2\theta) \approx \Delta_0 \cos(2\theta)$ (сплошные прямые), а псевдощель (штриховые линии) обращается в нуль при $x = x_0$ ($\theta > \theta_c$). Область ферми-арки при $x \leq x_0 \equiv K_a$, эффективный параметр энергетической щели $\Delta_{sc} \sim \Delta_0 x_0 \approx \Delta_0 \cos(2\theta_c)$ [27]. Здесь $x = 0,5|\cos(k_x a_0) - \cos(k_y a_0)|$, a_0 — постоянная решётки в плоскости CuO_2 . Более тонкими линиями показана экстраполяция на участки, где преобладает когерентная щель, или псевдощель. На вставке представлена схема зоны Бриллюэна и поверхности Ферми купрата, псевдощель присутствует на затенённых участках (антинодальная область), угол θ откладывается от направления $\Gamma(0, 0)$ – $M(\pi, 0)$.

Fig. 1. Illustration of influence of the pseudogap Δ_{PG} on the T_c dependence under pressure at the assumption that $kT_c \propto \Delta_{sc}$ [27] (scheme). In the variables Δ - x , coherent d -wave gap $\Delta(x) = \Delta_0 \cos(2\theta) \approx \Delta_0 \cos(2\theta)$ (solid lines) and a pseudogap (dashed lines) vanishes at $x = x_0$ ($\theta > \theta_c$). Fermi arc area is observed at $x \leq x_0 \equiv K_a$; effective parameter of the energy gap $\Delta_{sc} \sim \Delta_0 x_0 \approx \Delta_0 \cos(2\theta_c)$ [27]. Here, $x = 0.5|\cos(k_x a_0) - \cos(k_y a_0)|$, where a_0 is the lattice constant in the plane of CuO_2 . More thin lines show the extrapolation to areas with dominance of coherent gap or pseudogap. The inset shows the diagram of the Brillouin zone and the Fermi surface of cuprate; pseudogap is presented on the shaded areas (antinode area), the angle θ counts from the direction $\Gamma(0, 0)$ – $M(\pi, 0)$.

вающее взаимодействие с бозонами малой энергии $\hbar\Omega_0$, сравнимой с величиной kT_c [79–92]. Однако имеются данные ARPES, СТМ [7, 21, 25, 27, 48, 93], и других исследований [10, 17, 29, 94, 95], которые показывают, что даже при оптимальном допировании термодинамические характеристики Bi2212, Bi2223 и $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ соответствуют не параметру Δ_0 , а существенно меньшей эффективной щели $\Delta_0^{\text{eff}} \approx \Delta_{\text{sc}} \propto kT_c$. В таком случае отношение $2\Delta_0/(kT_c) < 5$, поэтому купраты находятся в режиме слабой (умеренно сильной) связи для d -волнового сверхпроводника [27].

Для выявления характера скейлинга между параметрами T_c , T^* , Δ_0 , Δ_{PG} и Δ_{sc} в настоящей работе исследовано влияние гидростатического давления на спектры андреевских и туннельных контактов оптимально допированного купрата Bi2223 ($T_c = 110$ – 114 К). При оптимальном допировании передача заряда от буферных слоёв на CuO_2 плоскости под давлением не играет существенной роли [96, 97], поэтому наблюдаемые эффекты являются «внутренними». Давление увеличивало отношение $2\Delta_0/(kT_c)$ [73], что в теории сильной электрон-бозонной связи [1, 3, 78, 79] можно объяснить уменьшением отношения $kT_c/(\hbar\Omega_0)$, где $\hbar\Omega_0$ — характерная энергия бозонного спектра, которое отражается в виде «провала» (dip) в туннельной плотности состояний $N(E)$ при энергии $E \approx \Delta_0 + \hbar\Omega_0$ [80–83]. Однако наблюдался обратный эффект: давление уменьшало отношение $kT_c/(\hbar\Omega_0)$ при росте $2\Delta_0/(kT_c)$, что с теорией сильной связи не согласуется.

Анализ показал, что увеличение отношения $2\Delta_0/(kT_c)$ с давлением является следствием возрастания псевдощели, что подтверждает антагонизм между псевдощелью и когерентной щелью [46, 98]. Под давлением увеличивается как когерентный параметр энергетической щели Δ_0 , так и псевдощель Δ_{PG} в результате отношение $2\Delta_0/(kT_c) \propto \Delta_0/\Delta_{\text{sc}}$ с давлением увеличивается. Наблюдаемые изменения параметров Δ_0 , T^* , Δ_{sc} и T_c с давлением согласуются с соотношениями скейлинга $\Delta_0 \propto T^*$ и $\Delta_{\text{sc}} \propto T_c$, что подтверждает связь критической температуры сверхпроводящего перехода T_c не с когерентным параметром Δ_0 (андреевская конверсия), а с существенно меньшей «эффективной» энергетической щелью Δ_{sc} .

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

Купраты ($\text{Bi}_{1.6}\text{Pb}_{0.4}\text{Sr}_{1.8}\text{Ca}_{2.2}\text{Cu}_3\text{O}_x$) (95% фазы Bi2223, оптимальное допирование, температура перехода $T_c = 110$ К) приготавливались методом твердофазного синтеза с использованием химически чистых оксидов. Для состава Bi2223 в области оптимального допирования эффекты давления имеют преимущественно внутреннюю природу, т.е. передачей заряда от буферных слоёв на плоскости CuO_2 под давлением можно пренебречь [96, 97]. Пластинки висму-

товой керамики размером $1 \times 0,1 \times 0,01 \text{ см}^3$ получались обжатием порошка Bi_2Te_3 -фазы между двумя стальными наковальнями при давлении 30–40 кбар. Для бандажной поддержки прессуемого порошка использовались медные проволочки диаметром 0,1–0,2 мм, приклеенные параллельно друг другу на поверхности наковальни. В результате приложения давления эти проволочки деформировались и порошок компактировался в плотные плоскопараллельные пластинки толщиной $d \leq 0,1 \text{ мм}$. Пластинки с токовыми и потенциальными контактами из серебряной пасты отжигались при $T = 845^\circ\text{C}$. Гидростатическое давление создавалось при комнатной температуре в камере из бериллиевой бронзы типа поршень–цилиндр [99], заполненной керосин-масляной жидкостью. Величина давления определялась по изменению сопротивления тарированной манганиновой проволочки. Оптимально допированные образцы Bi_2Te_3 ($T_c \cong 110 \text{ К}$), как и контакты, приготовленные на их основе, не демонстрировали гистерезиса сопротивления при наборе и снятии давления.

Методика создания андреевских S - c - N -микроконтактов была основана на впрессовывании мелкодисперсного порошка серебра в текстурированный керамический материал. Порошок серебра с размерами частиц $\cong 3 \text{ мкм}$ насыпался на поверхность пластинки и покрывался каплей клея. Затем образец обрабатывался в гидростате давлением до 15 кбар. Высокая подвижность порошка серебра и гидростатическое обжатие приводило к тому, что серебро внедрялось в поверхность металлокерамики, образуя устойчивый механический контакт [73]. Аналогичная «мягкая» технология приготовления туннельных и андреевских контактов на «нестандартных» сверхпроводниках приведена в обзоре [66]. Внешний размер получаемых контактов составлял 1–1,5 мм в диаметре, тогда как диаметр d спектроскопического SN -микроконтакта, оценённый по формуле Шарвина [100], был порядка $d \cong 100 \text{ \AA}$. Но это не подлинный диаметр эффективных микроконтактов. Как отмечено в обзоре [66] контакты, приготовленные по «мягкой» методике, обычно имеют относительно невысокое сопротивление $R \cong 10 \text{ Ом}$, но демонстрируют спектроскопические характеристики, что можно объяснить большим числом N точечных контактов малого размера, подключённых в параллель. Если размер d_i точечных наноконтактов много меньше длины l свободного пробега в купратах ($d_i \ll l$), то для каждого из них условие спектроскопичности [66, 69, 100, 101] может выполняться, даже если суммарный размер комбинированного контакта $d_\Sigma \sim Nd_i \gg l$ [66, 102].

Для исследования андреевской конверсии отбирались контакты, форма проводимости dI/dV которых соответствовала инжекции носителей вдоль осей (100) или (010) в плоскости CuO_2 , а также с малым параметром $Z < 0,5$, который характеризует рассеяние нор-

мальных электронов на NS -границе [67, 103]. Для таких контактов наблюдалось хорошее согласие измеренной проводимости dI/dV с теорией андреевского отражения от d -волнового сверхпроводника [103] при $e|V| \leq \Delta_0$ (рис. 2), причём регистрировалось явление конструктивной интерференции [74, 104, 105] (маленькие пики в проводимости при нулевом смещении (рис. 2, 3)).

Это означает высокую однородность плоскости комбинированного контакта, которая обеспечивает сохранение импульса падающих квазичастиц в этой плоскости [106]. Пики динамического сопротивления, сопровождающие спектры при $e|V| > \Delta_0$ (рис. 2, 3), скорее всего, обусловлены кинетическим распадом небольшой части конвентируемых куперовских пар при достижении на контакте равен-

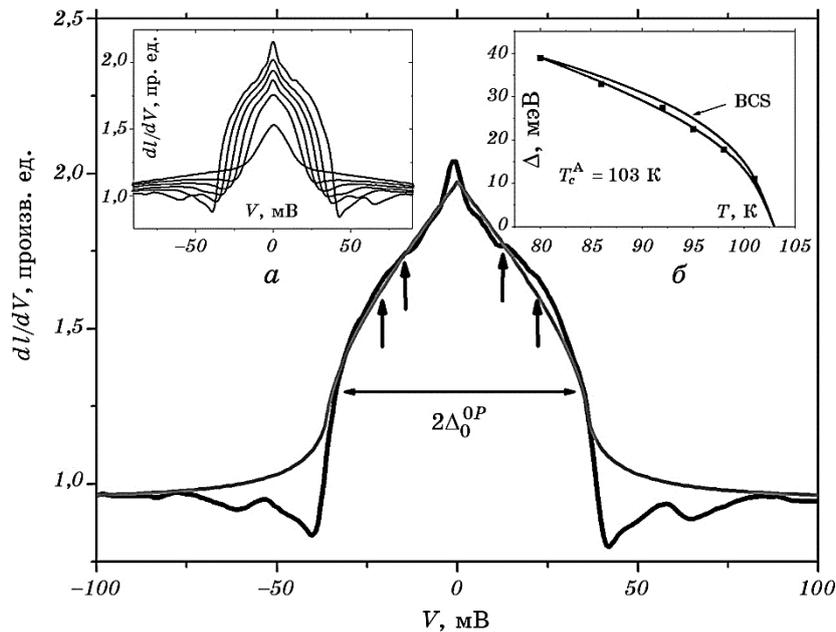


Рис. 2. Определение температурной зависимости энергетической щели по проводимости dI/dV андреевского контакта $Ag/Bi2223$ ($T_c = 108$ К). Главная панель: сравнение dI/dV с расчётом по формулам (1)–(3). Вставки: семейство кривых dI/dV , снятых при температурах $T = 78, 86, 92, 95, 98, 101$ К, положение $\Delta_0(T)$ определялось по минимуму производной d^2I/dV^2 (а); соответствие зависимости $\Delta_0(T)$ приближению среднего поля (БКШ) (б).

Fig. 2. Determination of the temperature dependence of the energy gap using conductivity dI/dV of Andreev contact $Ag/Bi2223$ ($T_c = 108$ K). Main panel: comparison of dI/dV with calculated one according to Eqs. (1)–(3). Inserts: a family of curves dI/dV taken at $T = 78, 86, 92, 95, 98, 101$ K, the position $\Delta_0(T)$ was determined by the minimum of the derivative d^2I/dV^2 (a); correspondence between $\Delta_0(T)$ and the mean-field approximation (BCS) (b).

ства энергии связи пары её избыточной энергии в потенциале V , т.е. при $2e|V| = 2eV_c \geq 2\Delta_0$ [66]. Этот процесс не разрушает спектроскопические свойства исследуемых нами контактов, проводимость которых отражала взаимодействие электронов с фононами [73, 107], а ВАХ при $e|V| > 2\Delta_0$ демонстрировала избыточный ток [70]. Для контактов (рис. 2, 3) положение энергетической щели Δ_0 определялось по минимуму производной d^2I/dV^2 , расположенному при смещении V несколько меньшем, чем пороговое значение V_c проявления провалов динамической проводимости.

Кроме структур сверхпроводник–нормальный металл, исследовались $S-I-S$ - и $S-c-S$ -контакты типа «break junction», пригото-

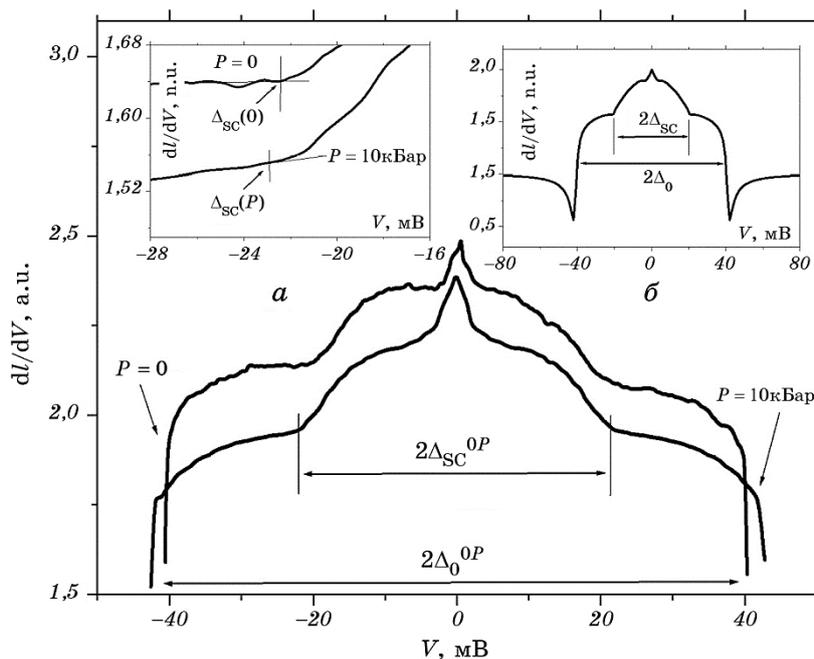


Рис. 3. Проводимость второго андреевского NS -контакта $Ag/Bi2223$ при давлении $P = 0$ и 10 кбар. На вставках: проводимость этого контакта в области эффективного параметра энергетической щели Δ_{sc} (*a*); расчёт проводимости NS по формулам (1)–(5), демонстрирующий участие области перекрытия когерентной щели и псевдощели в процессе андреевской конверсии (температура $T \ll T_c$) (*б*).

Fig. 3. The conductivity of the second Andreev NS -contact $Ag/Bi2223$ at a pressure $P = 0$ and 10 kbar. Insets: the conductivity of the contact in the area of effective energy gap parameter Δ_{sc} (*a*); calculation of the conductivity of NS by the Eqs. (1)–(5) shows the contribution of overlapping area of the coherent part of the gap and the pseudogap to the process of Andreev conversion (temperature $T \ll T_c$) (*б*).

ленные по следующей методике. Текстурированная керамическая пластинка размером $1 \times 0,1 \times 0,01$ см³ с токовыми и потенциальными контактами размещалась на подложке из фольгированного текстолита. Затем пластинка покрывалась толстым $\cong 0,5$ мм слоем лака. После полимеризации лака подложка изгибалась до разлома керамики, момент которого контролировался по изменению сопротивления пластинки. Сопротивление полученных при комнатной температуре контактов «break junction» имело металлический ($S-c-S$), либо туннельный ($S-I-S$) характер. Стабильность характеристик образцов позволяла исследовать их в широком температурном диапазоне и при высоких давлениях.

В камере высокого давления кроме образца размещались датчики давления и температуры. Вольт-амперные характеристики (ВАХ) измерялись по стандартной четырёхзондовой схеме. Кривые дифференциальной проводимости записывались на установке PPMS (Physical Property Measurement System) при помощи схемы с высоким уровнем постоянства модулирующего напряжения, а также получались численным дифференцированием ВАХ.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Отражение энергетической щели в спектрах андреевских контактов с купратом Bi2223

Элементарная ячейка купрата Bi2223 содержит три плоскости CuO_2 , причём по данным ARPES [23, 27] когерентная энергетическая щель $\Delta_0^{\text{OP}} \cong 43$ мэВ (полученная экстраполяцией) для двух внешних (OP) плоскостей CuO_2 меньше, чем $\Delta_0^{\text{IP}} \cong 60$ мэВ для внутренней (IP) плоскости CuO_2 . Эти параметры использовались как реперные точки для отбора NS -контактов $\text{Ag}/\text{Bi2223}$, в которых инжекция заряда реализовывалась в направлении $(1, 0)$ или $(0, 1)$ в плоскости CuO_2 .

Большое отличие энергетических щелей в плоскостях OP и IP позволяло определиться с преимущественной инжекцией носителей в эти плоскости. В большинстве случаев попадались контакты с преобладанием процессов в плоскости OP. Для определения величины параметра Δ_0 экспериментальные проводимости сравнивались с расчётами туннельной проводимости контакта нормальный металл– d -волновой сверхпроводник. При температуре $T = 0$ К проводимость андреевского контакта с параметром $\Delta(\theta) = \Delta_0 \cos(2\theta)$ даётся выражением

$$\sigma(E) = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \sigma_S(E, \theta) d\theta, \quad (1)$$

где

$$\sigma_s(E, \theta) = \frac{16[1 + |\Gamma_p(E, \theta)|^2](\cos(\theta))^4 + 4Z^2[1 - |\Gamma_p(E, \theta)\Gamma_m(E, \theta)|^2](\cos(\theta))^2}{\left[4(\cos(\theta))^2 + Z^2(1 - \Gamma_p(E, \theta)\Gamma_m(E, \theta)\text{emp}(\theta))\right]^2}, \quad (2)$$

$$\Gamma_p(E, \theta) = \frac{E}{|\Delta_p(\theta)|} - \sqrt{\left(\frac{E}{|\Delta_p(\theta)|}\right)^2 - 1}, \quad \Gamma_m(E, \theta) = \frac{E}{|\Delta_m(\theta)|} - \sqrt{\left(\frac{E}{|\Delta_m(\theta)|}\right)^2 - 1},$$

$$\Delta_p(\theta) = \Delta(\theta - \alpha), \quad \Delta_m(\theta) = \Delta(\theta + \alpha),$$

$$e_m(\theta) = \Delta_m(\theta) / |\Delta_m(\theta)|, \quad e_p(\theta) = \Delta_p(\theta) / |\Delta_p(\theta)|, \quad e_{mp}(\theta) = e_m(\theta) / e_p(\theta)$$

[103]. Здесь плоскость NS -контакта имеет угол α с направлением Γ - M (рис. 1), параметр Z характеризует прозрачность NS -границы [67, 103]. Проводимость dI/dV контакта при конечных температурах вычислялась по формуле

$$dI/dV \propto \int_{-\infty}^{\infty} \sigma_s(E) \frac{df(E-V)}{dV} dE, \quad f(E) = \frac{1}{\exp(E/(kT)) + 1}, \quad (3)$$

где $f(E)$ — функция распределения Ферми. Моделирование по формулам (1)–(3) показало, что точка $e|V| \approx \Delta_0$ соответствует минимуму в d^2I/dV^2 , который в нашем случае проявляется до пиков в динамическом сопротивлении (рис. 2).

На рисунке 2 приведено сравнение расчёта по формулам (1)–(3) с экспериментом при $Z = 0, 1$. Параметр $\Delta_0 = 36$ мэВ ($T = 77$ К) согласуется с данным ARPES для $\Delta_0^{\text{OP}} = 40$ – 42 мэВ ($T = 0$) в плоскости OP [23] и туннельным экспериментом [64]. Это соответствие означает, что плоскость исследуемого NS -контакта была перпендикулярна направлениям $(0, 1)$ или $(1, 0)$ в плоскости CuO_2 купрата Bi2223 , причём в андреевской конверсии преобладают процессы с участием плоскостей OP . Экспериментальная температурная зависимость параметра $\Delta_0(T)$ (рис. 2, б) аппроксимируется выражением $\Delta_0(T) \propto (1 - T/T_{c0})^\beta$, $\beta \cong 1/2$, что незначительно отличается от приближения среднего поля

$$\Delta(T) \approx \Delta_0 \tanh\left(\frac{2\Delta_0}{kT_c} \sqrt{\frac{T_{c0}}{T} - 1}\right).$$

Здесь температура $T_{c0} = 103$ К получена экстраполяцией от последней измеренной точки при $T = 101$ К и расположена в окрестности начала резистивного $R(T)$ перехода купрата Bi2223 , поэтому она несколько меньше температуры $T_c \cong 108$ К, соответствующей положению максимума в зависимости $dR(T)/dT$ (примерно середина $R(T)$ перехода). Размытие $R(T)$ перехода в кристаллах слоистых ВТСП при $T < T_c$ обусловлено флуктуационным зарождением пар вихрь–

антивихрь при $T_c > T > T_{\text{BKT}}$ (Berezinskii–Kosterlitz–Thouless-переход (BKT) [108]), температура $T_{\text{BKT}} \cong 99$ К, что меньше T_c .

Следует отметить, что согласно общему анализу [67, 103] даже при отсутствии туннельного барьера и дополнительного рассеяния на NS -границе минимальное значение параметра Z зависит от отношения фермиевских скоростей v_{FN} , v_{FS} контактирующих N -, S -металлов,

$$Z = \frac{|v_{\text{FN}} - v_{\text{FS}}|}{2\sqrt{v_{\text{FN}}v_{\text{FS}}}}. \quad (4)$$

Однако давно замечено, что формула (4) не всегда выполняется для контактов благородных металлов с купратами [66, 69]. Основная причина — реализация андреевской конверсии не на самой NS -границе, а в объёме сверхпроводника, тогда отличие фермиевских скоростей между падающей и прошедшей электронной волной отсутствует. Другой проблемой, возникающей при анализе процессов андреевской конверсии с купратами, является пространственная неоднородность параметра порядка $\Delta(\mathbf{r})$ в плоскостях CuO_2 [25, 62, 109–115].

В работах [111, 115] параметр $\Delta(\mathbf{r})$ кристалла Bi2212 определялся по пикам проводимости СТМ, при этом наблюдалась пространственная неоднородность $\Delta(\mathbf{r})$, причём наиболее неоднородной оказывается псевдощель Δ_{PC} . На этом неоднородном фоне при смещениях $|eV| \leq \Delta_{\text{sc}}$ обнаружено [111, 115] практически однородное когерентное состояние по всей поверхности кристалла Bi2212. Даже на тех участках образца, где преобладала псевдощель, т.е. формально участков «нормального состояния» (кривые 5, 6 на рис. 3F в [115]). В таком случае проводимость СТМ демонстрировала «колени» при $|eV| \approx \Delta_{\text{sc}}$ (рис. 3F [115]). Согласно последним данным ARPES для Bi2223 [27] и СТМ для Bi2212 [21], параметр $\Delta_{\text{sc}} \approx \Delta(\theta_c)$, где угол θ_c примерно соответствует краю свободной от псевдощели арки на поверхности Ферми (вставка на рис. 1). Размер используемых нами андреевских контактов ($\cong 100$ Å) слишком мал для получения пространственно усреднённых характеристик. Это отражалось на вариации формы проводимости различных контактов при сохранении величин Δ_0 и Δ_{sc} . Проводимость контакта на рис. 2 соответствует более однородному распределению $\Delta(\mathbf{r})$ (см, например, усреднённые туннельные проводимости под номерами 1 и 2 на рис. 3F [115]). Поэтому энергетическая щель Δ_0^{OP} проявилась особенно чётко, что позволило с хорошей точностью записать температурную зависимость $\Delta_0^{\text{OP}}(T)$ (рис. 2).

Иная ситуация сложилась для контакта (рис. 3), который демонстрирует как энергетическую щель $\Delta \cong 40$ мэВ, близкую к $\Delta_0^{\text{OP}} \cong 43$ мэВ в плоскости ОР [23], так и ступенчатую особенность, при $|eV| \approx$

$\approx \Delta_{sc} \cong 20$ мэВ. Такому спектру могут соответствовать усреднённые туннельные проводимости под номерами 3 и 4 на рис. 3F [115], которые имеют «колени» при $eV \approx \Delta_{sc}$. При повышении температуры спектр (рис. 3) размывался при температуре незначительно меньшей T_c , поэтому наблюдаемые особенности спектра относятся к одной фазе Bi2223.

Однородное по всей плоскости CuO_2 состояние при $|eV| \leq \Delta_{sc}$ даёт значительный вклад в процессы когерентного андреевского отражения при низких температурах, что приводит к увеличению проводимости dI/dV контакта (рис. 3) при $|eV| \leq \Delta_{sc}^{OP} \cong 21 \pm 0,5$ мэВ (это значение согласуется с оценкой параметра Δ_{sc}^{OP} по данным ARPES [27]). Такое однородное состояние с заниженным параметром $\Delta \approx \Delta_{sc} = 16\text{--}20$ мэВ наблюдалось в первых работах по андреевскому отражению в YBCO ($T_c \cong 90$ К), что приводило к «умеренному» отношению $2\Delta/(kT_c) = 4\text{--}5$ [5, 116–118]. При $e|V| > \Delta_{sc}^{OP}$ на поверхности Ферми Bi2223 в плоскости ОР раскрывается псевдощель Δ_{PG}^{OP} [27], но наличие избыточной проводимости контакта при $\Delta_0^{OP} > e|V| > \Delta_{sc}^{OP}$ (рис. 2) означает сохранение процессов андреевской конверсии даже вне «когерентной» ферми-арки (рис. 1), т.е. псевдощель конкурирует с когерентной энергетической щелью за области \mathbf{k} -пространства вне ферми-арки, но полностью не подавляет в этом районе процессы формирования куперовских пар.

Для моделирования такой ситуации используем наблюдаемую [27] зависимость энергетической щели $\Delta(\theta)$ от угла θ , которая схематически приведена (рис. 1). При больших углах $\theta \geq \theta_c$ (нодальная область ферми-арки) параметр $\Delta(\theta) \approx \Delta_0 \cos(2\theta)$, а при $\theta < \theta_c$ зависимость $\Delta(\theta)$ включает вклад псевдощели. Огибающую такой $\Delta(\theta)$ зависимости можно аппроксимировать функцией

$$\Delta(\theta) = \Delta_0 \cos(2\theta) + \Theta(\theta_c - |\theta|) \delta \Delta \cos(n\theta), \quad (5)$$

где θ — угол, отсчитываемый от направления $\Gamma\text{--}M$ (рис. 1), Δ_0 когерентная энергетическая щель на границе зоны Бриллюэна, параметр $\delta \Delta = \Delta_{PG} - \Delta_0$, $n \approx \pi / \arccos(\Delta_{sc} / \Delta_0)$, критический угол раскрытия псевдощели $\theta_c = \pi n / 2$, $\Theta(x)$ — ступенчатая функция Хэвисайда (Heaviside). Результат моделирования по формулам (1)–(3), (5) представлен на рис. 3, б. Отклонение от простого d -характера энергетической щели $\Delta(\theta) = \Delta_0 \cos(2\theta)$ использовалось также для интерпретации данных ARPES [119], СТМ [120] и комбинационного рассеяния света [14]. В работе [121] для анализа комбинационного рассеяния использовали стандартную зависимость $\Delta(\theta) = \Delta_0 \cos(2\theta)$, но учитывали подавление плотности куперовских пар в антиноде под влиянием псевдощели.

Для удовлетворительного согласия с экспериментом использовалась ступенчатая функция

$$\Lambda(\theta) = a + b \operatorname{th} \left(\frac{|\theta| - \theta_c}{\delta\theta} \right), \quad (6)$$

где a, b — параметры ($a + b = 1$), θ_c — угол на границе нодальной и антинодальной областей (рис. 1). Предполагается, что при усилении псевдощели подавление плотности куперовских пар в антиноде приводит к уменьшению разности $a - b$. С учётом функции $\Lambda(\theta)$ (при $\alpha \ll 1$) формула (1) имеет вид

$$\sigma(E) = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \sigma_s(E, \theta) \Lambda(\theta - \alpha) d\theta. \quad (7)$$

Моделирование по формулам (1)–(3), (7) также приводит к ступенчатой проводимости рис. 3, б; поэтому для однозначного выбора модели, более соответствующей физике псевдощели, необходимы дополнительные исследования. Существенно отметить, что в расчёте с ломаным характером энергетической щели (5), когерентная щель и псевдощель, фактически, рассматриваются при $T < T_c$ на равных основаниях. Модельный расчёт проводимости андреевского контакта (вставка на рис. 3, б) сделан при параметрах $Z = 0,5$, $\alpha = 0,1$ и $\Delta_0 = 40$ мэВ, $\Delta_{sc} = 20$ мэВ, $\Delta_{pg} = 65$ мэВ, которые соответствуют данным ARPES для ОР плоскости купрата Bi2223 [27]. Провалы в проводимости (рис. 3, б) аппроксимировались производной от сглаженного скачка потенциала по схеме

$$\sigma_s(E) \rightarrow \sigma_s(E) - A \operatorname{Re} \left(\frac{E + i\gamma}{\sqrt{(E + i\gamma)^2 - \Delta_p^2}} \right), \quad (8)$$

где параметр $A = 0,2$ характеризует амплитуду особенности, $\gamma = 0,03\Delta_0$ — степень её размытия. Предполагается, что провал в проводимости реализуется при потенциале на контакте eV слегка превышающем Δ_0 . Незначительные провалы иногда проявлялись также при $eV \approx \Delta_{sc}$, что может быть следствием неустойчивости пространственно однородного токового состояния, которое реализуется в купратах на фоне неоднородной псевдощели [115]. Небольшой острый пик при малых $e|V| \ll \Delta_0$ (рис. 3, б) обусловлен явлением конструктивной интерференции, возникающей на поверхности контакта благодаря d -волновой симметрии параметра энергетической щели [104, 105]. В случае андреевского контакта с невысоким потенциальным барьером ($Z \leq 0,5$) и при малом угле $\alpha \ll 1$ конструктивная интерференция приводит к небольшому острому пику в dI/dV при $V = 0$ (нулевая аномалия) [74, 118], следы которого сохраняются вплоть до T_c (рис. 2), что подчёркивает однофазность образца в плоскости контакта.

Следует подчеркнуть, что даже при пространственной неоднородности параметра энергетической щели, андреевское отражение стопроцентно реализуется, если энергия инжектируемого под углом θ электрона $\varepsilon \leq \Delta(\theta)$. Это подтверждается численными расчётами [122]. Поэтому даже в случае реализации эффекта близости на NS -границе вероятность андреевского отражения позволяет определить объёмный параметр Δ по максимуму производной d^2I/dV^2 , т.е. по самому крутому участку зависимости $dI/dV-V$. Отметим также, что необычное состояние купратов в антинодальном направлении, в котором сверхпроводимость сосуществует с псевдощелью, наблюдается при комбинационном рассеянии света [29, 30, 121], т.е. в объёме сверхпроводника.

Близкая к БКШ температурная зависимость когерентной щели $\Delta_0^{\text{OP}}(T) \propto (T/T_c - 1)^{1/2}$ (рис. 2, б), означает, что в исследуемом купрате Bi2223 в области перекрытия энергетической щели и псевдощели $\theta < \theta_c$ (рис. 1) сохраняются не только процессы конверсии с образованием куперовских пар, но и возможность их конденсации. При температуре $T < T_c$ это приводит к проявлению когерентных процессов от антинодальных состояний, где преобладает псевдощель (рис. 2, 3). Но и при $T_c < T < T_{\text{pair}} < T^*$ наблюдается избыточный ток на вольт-амперных характеристиках NS -контактов [70]. Это позволяет предполагать, что в антинодальных направлениях когерентная щель и близкая ей по энергии псевдощель не просто конкурируют друг с другом, но и формируют единое основное состояние со средне полевой температурной зависимостью $\Delta(T)$ «типа БКШ» (см., например, феноменологическую модель [53]).

Форма проводимости андреевского контакта Ag/Bi2223 в работе [70] соответствовала плоскости контакта перпендикулярной направлениям (1, 0) или (0, 1) купрата Bi2223. Иная ситуация реализовалась в работе [123], в которой проводимость андреевского контакта на YBCO, приготовленного методом пробоя [65, 100], демонстрировала широкую Λ -подобную нулевую аномалию [104], свидетельствующую, что плоскость контакта была перпендикулярна диагонали в зоне Бриллюэна (рис. 1), т.е. квазичастицы преимущественно инжектировались с волновыми векторами в нодальном (1, 1) направлении, где реализуется однородная в пространстве когерентная энергетическая щель Δ_{sc} [115, 27]. При $T > T_c$ в диагональном секторе $\theta \geq \theta_c$ (вставка на рис. 1) параметр затухания Γ превышает величину энергетической щели $\Gamma \approx \Delta_{\text{sc}} \geq \Delta(\theta)$, в результате реализуется бесщелевое состояние [27]. Здесь $\Gamma = \Gamma_{\text{pair}} + \Gamma_{\text{qp}}$, где параметр Γ_{qp} характеризует скорость рассеяния нормальных квазичастиц (в купратах $\Gamma_{\text{qp}} \sim kT$) а Γ_{pair} скорость распада пар, при $T = T_c$, параметр $\Gamma \approx 2kT_c$ [27, 124, 125]. Но следы d -волновой щели наблюдаются вплоть до температуры $T_{\text{pair}} \geq 1,5T_c$ [27, 52, 125].

БКШ-подобная температурная зависимость энергетической ще-

ли купратов отмечена в работах [73, 74] (андреевский SNS -контакт), [126] (SN -контакты, $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$, наблюдалась зависимость $\Delta(T) \propto (1 - T/T_{c0})^{1/2}$), [22, 34, 35] (измерения глубины проникновения магнитного поля), [75, 127] (внутренняя туннельная спектроскопия). Внутренняя туннельная спектроскопия реализуется при протекании тока через микрокристаллы купрата перпендикулярно слоям CuO_2 , когда роль туннельных барьеров выполняют буферные слои между проводящими CuO_2 плоскостями. Неравновесные (тепловые) эффекты, наблюдаемые в SIS -контактах [128, 129], могут исказить подлинную температурную зависимость параметра $\Delta(T)$ [129]. Поэтому в работе [75] БКШ зависимость параметра $\Delta(T)$ получена после учёта поправок, связанных с разогревом образца, причём эффекты разогрева тем меньше, чем меньше площадь сечения зондируемого микрокристалла [129]. В случае андреевского микроконтакта (рис. 2) при $e|V| \leq \Delta_0 < \Delta_p$ тепловые эффекты пренебрежимо малы, поэтому для определения температурной зависимости $\Delta(T)$ использовалась теория андреевского отражения в плоских контактах нормальный металл- d -волновой сверхпроводник [103]. В работе [73] наблюдалась БКШ-типа температурная зависимость энергетической щели Bi2223 для SNS -контакта и широкая нулевая аномалия, возможно обусловленная связанными андреевскими состояниями в SNS -контактах [130, 131]. Большая величина наблюдаемой [73] энергетической щели $\Delta \cong 55$ мэВ, по-видимому, соответствует переходам заряда между плоскостями IP в контакте Bi2223-s-Bi2223 (сверхпроводник-сужение-сверхпроводник).

В передопированных образцах Bi2212 «БКШ-подобную» температурную зависимость когерентного квазичастичного спектрального веса показал метод ARPES [132]. Следует отметить, что во всех упомянутых методах спектроскопии температурной зависимости энергетической щели прямо или косвенно задействована плотность сверхтекучих пар [133], которая обращается в нуль при температуре перехода T_c . Возможно, по этой причине в ряде случаев наблюдалась зависимость $\Delta(T)$, соответствующая приближению среднего поля («БКШ»). Однако недавние исследования [31, 124, 125] показали, что даже в нодальном направлении когерентные «боголюбовские» пики в спектре ARPES сохраняются до температуры T_{pair} , которая намного превышает T_c . Этот результат находится в явном противоречии с данными андреевского отражения (рис. 2), согласно которым когерентная энергетическая щель Bi2223 даже в антинодальном направлении при $T \rightarrow T_c$ демонстрирует БКШ-подобную зависимость.

Причина в том, что метод ARPES [124, 125] определяет параметр энергетической щели $\Delta(\theta, T)$ в спектре возбуждений квазичастиц, а для реализации андреевского отражения необходимо ещё наличие когерентного конденсата куперовских пар. Наблюдаемая (рис. 2)

температурная зависимость параметра Δ_0 говорит о том, что при $T \rightarrow T_c$ подавляется плотность сверхтекучих электронов, что согласуется с измерениями глубины проникновения магнитного поля [22, 35]. Авторы [125] учитывали возрастающую некогерентность куперовских пар при $T \rightarrow T_c$, используя для аппроксимации спектров ARPES известное [134] приближение для собственно энергетической части электрона

$$\Sigma(\mathbf{k}_F, \omega) = -i\Gamma_{gp} + \Delta^2 / [\hbar\omega + i\Gamma_{\text{pair}}]. \quad (9)$$

Согласно [125] скорость распада пар Γ_{pair} резко возрастает при переходе через T_c , но куперовские пары с d -волновой симметрией параметра энергетической щели сохраняются вплоть до температуры $T_{\text{pair}} \approx T^* \approx 1,5T_c$. Результат [125], полученный с экстремально высоким для ARPES энергетическим разрешением ($\delta\Delta = 1,4$ мэВ), согласуется с наблюдением в Bi2223 ($T_c = 110$ К) избыточного тока ВАХ андреевских контактов вплоть до температуры $T_{\text{pair}} \approx 180$ К [70], а также с экспериментами [135, 136]. Распад куперовских пар при $T > T_c$ приводит к тому, что в проводимости андреевского контакта наблюдается холм полушириной $\delta|V| \sim \Delta_{\text{PG}}/e$ [70], который был предсказан в модели фазово-некогерентных предварительно приготовленных пар [137, 138], т.е. куперовские пары с d -волновой симметрией параметра энергетической щели Δ_0 формируются в купратах при $T < T_{\text{pair}}$, но когерентное сверхпроводящее состояние наступает при существенно меньшей температуре T_c ($T_{\text{pair}} \approx 1,5T_c$. [70, 119, 124, 125]). В температурном интервале между T_c и T_{pair} куперовские пары с d -волновой симметрией параметра порядка имеют малое время жизни $\tau \sim \hbar/\Gamma_{\text{pair}}$ из-за конкуренции со стороны псевдощели. Тем не менее, наличие таких пар вносит дополнительный вклад в избыточную проводимость купрата при $T < T_{\text{pair}} < T^*$ [70]. Характер такой дополнительной проводимости в корне отличается от той, которая обязана флуктуациям куперовских пар, т.е. вклада Асламова–Ларкина) [139].

Таким образом, проявление избыточного тока в проводимости андреевских контактов при $T^* > T > T_c$ [70], как и температурная зависимость параметра Δ_0 (рис. 2) обусловлены процессами в антинодальном направлении, где конкурируют псевдощель и когерентная щель. При $T < T_c$ псевдощель проявляет сверхпроводящие характеристики, что отражается в проводимости андреевских контактов (рис. 2, 3). Однако по данным ARPES псевдощель отсутствует на арке Ферми [16, 19, 21, 23, 25–28, 31, 48–52], поэтому она не является прекурсором наблюдаемой когерентной d -волновой щели Δ_0 . Напротив, псевдощель подавляет когерентное d -волновое состояние при $T_{\text{pair}} > T > T_c$, конкурируя с процессами зарождения d -волновых пар в районе антиноды.

3.2. Влияние гидростатического давления

Критическая температура образца Bi2223 определялась по положению максимума производной $dR(T)/dT$, что соответствует выбору T_c при анализе парапроводимости [140]. Гидростатическое давление понижало сопротивление купрата Bi2223 со скоростью $d\ln(\rho)/dP|_{T=135\text{ К}} = -4 \cdot 10^{-3}$ кбар⁻¹ и увеличивало температуру T_c

$$d\ln(T_c)dP = (1,5 \pm 0,3) \cdot 10^{-3} \text{ кбар}^{-1}. \quad (10)$$

Параметр энергетической щели Δ_0^{OP} (рис. 3) увеличивался с давлением намного быстрее

$$d\ln(\Delta_0^{\text{OP}})/dP \cong (4,5 \pm 0,5) \cdot 10^{-3} \text{ кбар}^{-1}, \quad (11)$$

что приводит к аномально быстрому увеличению отношения $2\Delta_0/(kT_c)$ [73]. За редким исключением в обычных сверхпроводниках отношение $2\Delta_0/(kT_c)$ (т.е. сила ЭФВ-связи) с давлением уменьшается, что в рамках теории ЭФВ объясняется возрастанием частот фононного спектра под давлением [68, 73, 141].

Совсем иное соотношение наблюдается для производной «эффективной» [27] энергетической щели $\Delta_{\text{sc}}^{\text{OP}}$ в плоскости ОР (рис. 3, а)

$$d\ln(\Delta_{\text{sc}}^{\text{OP}}) / dP \cong (1,7 \pm 0,5) \cdot 10^{-3} \text{ кбар}^{-1}. \quad (12)$$

Сопоставляя (10) и (12) получаем, что в пределах погрешности соблюдается скейлинг:

$$kT_c \propto \Delta_{\text{sc}}^{\text{OP}}, \quad (13)$$

который показывает, что в купратах реализуется приближение слабой [27, 47, 51] или умеренно сильной [142] связи. В нашем случае отношение $2\Delta_{\text{sc}}^{\text{OP}}/(kT_c) = 4,4-4,7$, что примерно в два раза меньше отношения $2\Delta_{\text{sc}}^{\text{OP}}/(kT_c) = 9$ и близко к соотношению БКШ для d -волновых сверхпроводников ($2\Delta_0/(kT_c) = 4,27$ [77]). Отметим, что в слабо допированном купрате YBCO также наблюдалось увеличение как Δ_0 , так и отношения $2\Delta_0/(kT_c)$ под давлением [35], что в обычных сверхпроводниках означает увеличение силы связи [2, 3]. Авторы [35] вычисляли параметр $\Delta_0(T)$, используя измерения глубины проникновения магнитного поля $\lambda(T)$ методом вращения спинов μ -мезонов. Метод андреевской спектроскопии позволяет определить параметры Δ_{sc} и Δ_0 более непосредственно с погрешностью $\cong 0,1$ мэВ (рис. 3). Исследовались оптимально допированные образцы купрата Bi2223, для которых давление не приводит к подвижкам кислорода [96], что контролировалось отсутствием гистерезиса измеряемых

характеристик при наборе и сбросе давления, т.е. наблюдаемые изменения T_c и Δ_0 под давлением были обусловлены внутренними причинами. В купрате YBCO ситуация более сложная, так как благодаря наличию цепочек CuO результаты зависели от температуры, при которой создавалось и сбрасывалось давление [97, 143].

Влияние гидростатического давления на связанную с псевдощелью структуру PDH (пик–провал–горб) исследовалось на туннельных контактах типа «break junction», для чего использовались текстурированные керамические пластины Bi2223 ($T_c = 113$ К). Согласно рис. 4 производная

$$d \ln(T_c) / dP = (1,3 \pm 0,1) \cdot 10^{-3} \text{ кбар}^{-1}. \quad (14)$$

Температура раскрытия псевдощели T^* находилась по отклонению dR зависимости сопротивления $R(T)$ образца от «линейной» зависимости $\delta R = a + bT$, полученной при $T > 180 \text{ К} > T^*$ (вставка на рис. 4). Как видим, давление приводит к увеличению температуры раскрытия псевдощели со скоростью

$$d \ln(T^*) / dP \cong (5 \pm 0,5) \cdot 10^{-3} \text{ кбар}^{-1}, \quad (15)$$

которая существенно (более чем в три раза) превышает производную $d \ln(T_c) / dP$ (14) и сопоставима с производной $d \ln(\Delta_0^{\text{OP}}) / dP$ (11), т.е. наблюдается соответствие (скейлинг) $\Delta_0 \propto T^*$.

Эффективная сверхпроводящая щель Δ_{sc} (рис. 1) более непосредственно относится к T_c , чем Δ_0 [27]. Более близкое соотношение между Δ_{sc} и T_c , чем между Δ_0 и T_c , представляется разумным, потому что щель вне арки Ферми не закрывается как раз на T_c и поэтому имеет только малый вклад в сверхтекучую энергию конденсации. В температурном интервале $117 \text{ К} < T < 180 \text{ К} \cong 1,5 T_c$ зависимость парапроводимости $\delta\sigma = 1/R(T) - 1/\delta R$ пластины хорошо согласовывалась с моделью Асламазова–Ларкина для анизотропных 2D-сверхпроводников ($\delta\sigma \propto 1/|\varepsilon|$, $\varepsilon = \ln(T/T_c)$) [140]. Здесь δR — часть сопротивления, линейно зависящая от температуры. При определении δR необходимо учитывать, что псевдощель даёт дополнительный вклад в парапроводимость в широком диапазоне температур [70, 139]. Кроссовер парапроводимости от 2D- к 3D-характеру, когда $\delta\sigma \propto 1/|\varepsilon|^{1/2}$, наблюдался в узком $\cong 2 \text{ К}$ интервале на $\cong 1 \text{ К}$ выше T_c . Отметим, что близкое к (15) значение производной $d \ln T^* / dP \cong 4 \cdot 10^{-3} \text{ кбар}^{-1}$ наблюдалось для оптимально допированного купрата $\text{Hg}_{0,82}\text{Re}_{0,18}\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$ ($T_c \cong 131 \text{ К}$) [144].

Структура пик–провал–горб ($\Delta_p - E_{\text{dip}} - E_{\text{hump}}$) в спектре ARPES и в проводимости туннельных контактов непосредственно связана с псевдощелью Δ_{PG} [98] и возбуждением низкочастотных бозонов с энергией $\sim \hbar\Omega_0$ [145]. Давление приводит к смещению всей этой

структуры (рис. 5) к высоким энергиям

$$d \ln(\Delta_p) / dP \cong (4-5) \cdot 10^{-3} \text{ кбар}^{-1} \quad (16)$$

и сдвигу к большим энергиям E_{dip}

$$d \ln(E_{\text{dip}}) / dP \cong (4,5 \pm 0,2) \cdot 10^{-3} \text{ кбар}^{-1}. \quad (17)$$

Обычно E_{dip} представляют в виде $E_{\text{dip}} = \Delta_p + \hbar\Omega_0$. В нашем случае при нулевом давлении $\hbar\Omega_0 = 38,8$ мэВ, а

$$d \ln(\Omega_0) / dP \cong (5,2 \pm 0,2) \cdot 10^{-3} \text{ кбар}^{-1}. \quad (18)$$

Влияние давления на «горб» можно оценить по положению напряжения смещения $V_\Omega \propto E_{\text{hump}}$, при котором производная d^2I/dV^2 достигает максимума (вставка на рис. 5)

$$d \ln(V_\Omega) dP \sim d \ln(E_{\text{hump}}) / dP \cong 4,4 \cdot 10^{-3} \text{ кбар}^{-1}. \quad (19)$$

Как видим (рис. 5), наблюдается увеличение спектрального веса под давлением в районе энергетической щели и уменьшение его в районах провала и горба, в соответствии с правилом сумм [146] (это свидетельствует о туннельном происхождении спектра). Тонкая структура спектра не поменялась, но зависимость $N(E)$ стала круче. Это означает относительное увеличение времени жизни куперовских пар. Псевдощель приобретает (при $T < T_c$) некоторые когерентные свойства, которые с давлением усиливаются. Это и приводит к увеличению пика в плотности состояний. Но параллельно расширяется область влияния псевдощели, что тормозит возрастание T_c (рис. 1).

В работе [145] параметр был представлен в виде $eV_\Omega = \Delta_p + \hbar\Omega$, где Ω характеризует некоторую эффективную частоту фононного спектра, в частности для Ω наблюдается изотопический сдвиг при замене $O^{16} \rightarrow O^{18}$. Для купрата Bi2212 энергия $\hbar\Omega = 52 \pm 1$ мэВ и зависит от допирования [145]. В нашем случае (Bi2223) $\hbar\Omega = 49,5$ мэВ

$$d \ln(\Omega) / dP = 4,2 \cdot 10^{-3} \text{ кбар}^{-1}. \quad (20)$$

В купратах с двумя плоскостями CuO_2 на ячейку (Bi2212) основной вклад в структуру провал-горб (dip-hump) вносит двухслойное расщепление спектра на связанные и несвязанные состояния, вклад от которых в спектр ARPES можно выделить, используя разную энергию фотонов [147]. Аналогичный приём использовался в работах [23, 27] для выделения спектров от IP и OP зон в купрате Bi2223 с тремя плоскостями CuO_2 на ячейку.

Сопоставление производных (16)–(18) показывает, что в пределах погрешности элементы структуры — пик, провал и горб (*PDH*) — смещаются с давлением с одной скоростью, т.е. с большой вероятностью эти особенности относятся к одной плоскости CuO_2 , причём плоскости OP , в которой энергетическая щель Δ_0^{OP} существенно меньше энергетической щели Δ_0^{IP} в плоскости IP [27].

Среди теоретических моделей, допускающих такое поведение структуры *PDH*, отметим феноменологическую модель [98], в которой псевдощель и когерентная щель рассматриваются на равных основаниях в приближении среднего поля. Авторы [98] отметили, что в высокотемпературных купратных сверхпроводниках псевдощель, существующая ниже температуры T^* , имеет ярко выраженную нарушенную электронную симметрию, отличающуюся от симметрии сверхпроводящего состояния. Андреевское отражение (рис.

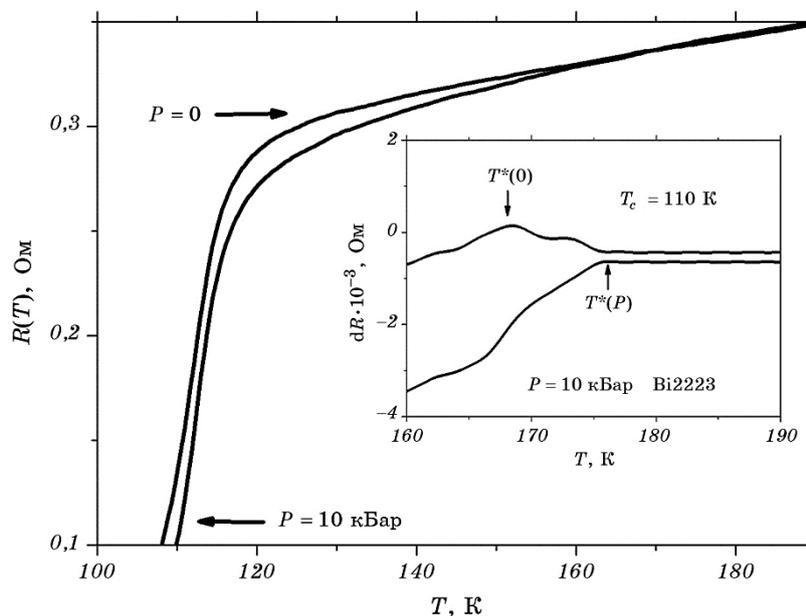


Рис. 4. Температурная зависимость сопротивления $R(T)$ текстурированной пластины Bi2223 при давлении $P = 0$ и 10 кбар. На вставке влияние давления на температуру раскрытия псевдощели T^* : $dR = R(T) - (R_0 + \beta T)$, где $R_0 + \beta T$ — линейная зависимость сопротивления $R(T)$ при температурах $T > 180$ К (для наглядности кривая для $dR(P)$ смещена вниз на $2 \cdot 10^{-4}$ Ом).

Fig. 4. Temperature dependence of the resistance $R(T)$ of textured plate Bi2223 at pressure $P = 0$ and 10 kbar. The inset shows the effect of pressure on the temperature of the disclosure of the pseudogap T^* , $dR = R(T) - (R_0 + \beta T)$, where $R_0 + \beta T$ is a linear dependence of the resistance $R(T)$ at temperatures $T > 180$ K (for clarity curve $dR(P)$ is shifted down on $2 \cdot 10^{-4}$ Ohm).

2, 3) показывает, что, несмотря на такое различие, при $T < T_c$ псевдощель и сверхпроводящая щель выступают как один эффективный когерентный параметр порядка, что приводит к БКШ-подобной зависимости энергетической щели (рис. 2, б). Но при этом псевдощель подавляет [23, 29] плотность сверхтекучих пар [133]. Такие противоречивые свойства сложно объяснить в существующих моделях псевдощели [17, 38, 41, 45, 46, 98, 148].

И в заключение раздела отметим, что наблюдаемый однородный сдвиг всей структуры PDH под давлением исключает возможность объяснения «провала» и «горба» в туннельном спектре процессами неупругого туннелирования [149], так как неупругие процессы в туннельном барьере зависят от прозрачности туннельного контакта, которая экспоненциально сильно изменяется под давлением [150]. Сравнительно слабое проявление «провала» в туннельном спектре трёхслойного купрата Bi2223 (рис. 5) согласуется с амплитудой «провала» в проводимости СТМ-контакта на Bi2223 [151, 152] при инжекции электронов над уровнем Ферми. Ниже уровня Ферми СТМ-контакт демонстрирует значительный вклад сингулярности Ван Хофа [82, 151, 152]. Отражение зонной структуры купратов в спектре СТМ объясняется их слоистой структурой и спецификой туннельного матричного элемента для СТМ-контакта [106]. Для плоских «классических» туннельных контактов особенности зонной структуры (типа сингулярности Ван Хофа) не могут вносить существенный вклад в туннельную проводимость по причине известного сокращения Харрисона [68, 106, 153]; поэтому наблюдаемые особенности туннельной проводимости (рис. 5) характеризуют спектр возбуждения квазичастиц. Сильно выраженный провал (dip) наблюдается в туннельной проводимости двухслойных Bi2212 [71], особенно на SIS-контактах «на изломе» (break junction) [72]. Двухслойное расщепление энергетических зон в купрате Bi2212 является основной причиной появления такого глубокого провала в спектре ARPES, значительно более слабая структура наблюдается в несвязывающей (antibonding) зоне [154]. Для трёхслойного купрата Bi2223 состояния внутренней плоскости IP хорошо разделяются с состояниями двух внешних плоскостей OP [23, 27], причём вклад внешних OP плоскостей характеризуется меньшей энергетической щелью $\Delta_{OP} \cong 43$ мэВ, которая соответствует наблюдаемой энергетической щели $\Delta_0 \cong 40$ мэВ (рис. 2, 3). Поэтому наблюдаемую PDH -структуру (рис. 3) следует отнести к плоскости OP.

3.3. Анализ полученных результатов

В обычных сверхпроводниках эффекты электрон-фононного взаимодействия приводит к отклонению отношения $2\Delta_0/(kT_c)$ от теории БКШ [78]:

$$2\Delta_0/(kT_c) = C [1 + D\{kT_c/(\hbar\Omega_0)\}^2 \ln(\hbar\Omega_0/(kT_c))], \quad (21)$$

где Ω_0 — эффективная частота фононного спектра, постоянные $C = 3,53$, $D = 5,3$ [78, 155, 156], или в другой форме [1, 3]:

$$2\Delta_0/(kT_c) = 3,53 [1 + 12,5\{kT_c/(\hbar\omega_{ln})\}^2 \ln(\hbar\omega_{ln}/(2kT_c))], \quad (22)$$

где

$$\lambda = 2 \int_0^{\infty} [\alpha^2 F(\omega)/\omega] d\omega, \quad \omega_{ln} = \exp\{2/\lambda\} \int_0^{\infty} [\ln(\omega)\alpha^2 F(\omega)/\omega] d\omega. \quad (23)$$

Здесь λ — константа электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ), $F(\omega)$ — плотность фононных состояний, α^2 характеризует матричный элемент ЭФВ [68]. В теории Элиашберга найдено [1, 3, 68], что мерой силы связи является безразмерный параметр $\zeta = kT_c/(\hbar\omega_{ln})$. Формулы (21), (22) получены в приближении малого параметра $\zeta \ll 1$, однако численное решение уравнений Элиашберга подтверждает, что отношение $2\Delta_0/(kT_c)$ остаётся монотонно возрастающей функцией ζ при $\zeta \leq 0,6$ [1, 157]. В классических сверхпроводниках давление приводит к уменьшению T_c и сдвигу фононного спектра в область более высоких частот, что уменьшает параметр $kT_c/(\hbar\omega_{ln})$ и, соответственно, отношение $2\Delta_0/(kT_c)$, в согласии с теорией сильной связи [3].

Формула (21) применима и к сверхпроводникам с d -волновой симметрией параметра порядка при $C = 4,28$. В этом случае константа D не является универсальной [107, 158] но её можно оценить по экспериментальному отношению $2\Delta_0/(kT_c)$, если основной вклад в куперовское спаривание вносят низкочастотные бозоны, например, резонансная спиновая мода Ω_0 [85, 86, 152, 159] или фонон B_{1g} [79–81] с энергией $\hbar\Omega_0 \sim \Delta_0 \cong 40$ мэВ. Такой низкочастотной моде часто приписывают появление провала (dip) в спектрах туннельных контактов [82, 89, 152, 159] и ARPES [98].

Эксперимент показывает (рис. 5), что положение провала относительно пика Δ_p (18), как и горба (19) в туннельном спектре Bi2223 смещается под давлением в сторону более высокой энергии, причём намного быстрее, чем T_c (14), т.е. вся структура пик–провал–горб (рис. 5), которую можно отнести к эффективному спектру электрон-бозонного взаимодействия, смещается в сторону более высоких энергий. В результате параметр $\zeta = kT_c/(\hbar\omega_{ln}) \approx kT_c/(\hbar\Omega_0)$ убывает, $d\ln\zeta/dP \cong -3,9 \cdot 10^{-3}$ кбар⁻¹ при

$$d\ln(2\Delta_0/(kT_c)) / dP = (2,9 \pm 0,5) \cdot 10^{-3} \text{ кбар}^{-1} \quad (24)$$

(андреевский контакт) и

$$d \ln(2\Delta_p / (kT_c)) / dP = (2,3 \pm 0,3) \cdot 10^{-3} \text{ кбар}^{-1} \quad (25)$$

(туннельный контакт). Согласно (21), (22) уменьшение ζ должно приводить к уменьшению отношения $2\Delta_0 / (kT_c)$. На самом деле наблюдается обратный эффект (24), (25). Это противоречит бозонным моделям [1, 3, 80], основанным на применимости к купратам приближения Мигдала–Элиашберга [68]. Однако отказываться от такого приближения нет достаточных оснований, так как наблюдаемое поведение $2\Delta_0 / (kT_c(P))$ объясняется соответствующим возрастанием под давлением псевдощели (см. схему на (рис. 1)).

Оценим влияние давления на параметр $2\Delta_0 / (kT_c)$ в приближении сильной связи для d -волнового сверхпроводника (21), используя экспериментальные значения $\hbar\Omega_0 = 38,8$, $T_c = 110,8$ и $2\Delta_0 = 61,25$ (рис. 4, 5). Для отношения $2\Delta_0 / (kT_c) = 6,43$ при $C = 4,28$ согласно (21) параметр $D = 6$. При давлении $P = 10$ кбар энергия $\hbar\Omega_0(P) = 40,9$,

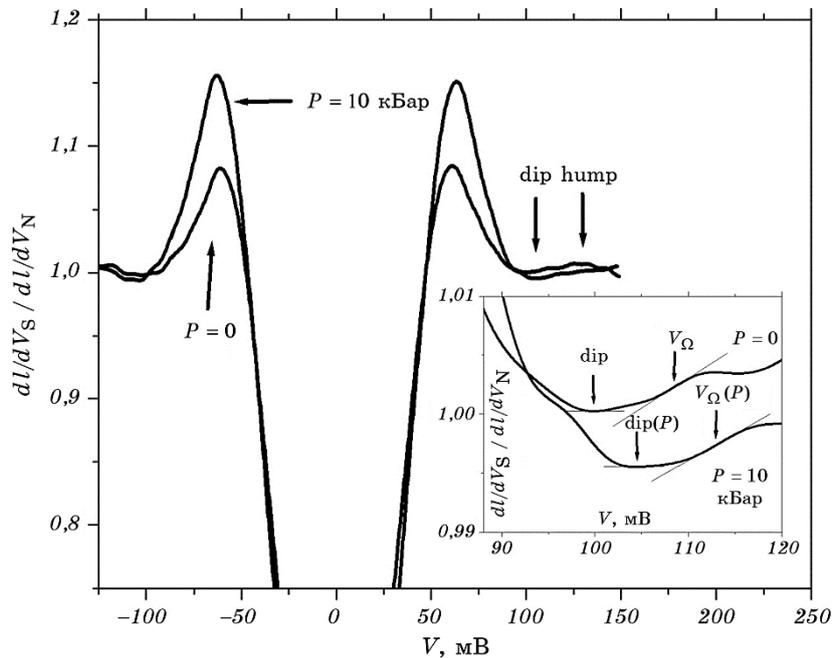


Рис. 5. Влияние давления на структуру пик–провал–горб (PDH) в $S-I-S$ -контакте Bi2223/Bi2223. На вставке детализация смещения dip и hump под давлением, $eV_\Omega = \Delta p + \hbar\Omega_0$, где $\hbar\Omega$ — энергия, характеризующая спектр фононов и положение горба.

Fig. 5. The effect of pressure on the structure of the peak–dip–hump (PDH) in the SIS contact Bi2223/Bi2223. The inset details the offset of dip and hump under pressure, $eV_\Omega = \Delta p + \hbar\Omega$, where $\hbar\Omega$ is the energy that characterizes the phonon spectrum and the position of the hump.

$T_c(P) = 112,1$ (рис. 4, 5) и производная $d\ln(2\Delta_0/(kT_c))/dP = 1,7 \cdot 10^{-3}$ кбар⁻¹, т.е. отношение $2\Delta_0/(kT_c)$ с давлением должно убывать. Но это если справедливо приближение сильной связи. Однако наблюдается быстрое возрастание отношения $2\Delta_0/(kT_c)$, для которого $d\ln(2\Delta_0/(kT_c))/dP|_{\text{exp}} \cong (2,3-2,9) \cdot 10^{-3}$ (24), (25). Такое аномальное (с позиции теории сильной связи) увеличение отношения $2\Delta_0/(kT_c)$ под давлением можно объяснить (рис. 1) наблюдаемым ростом с давлением псевдощели (рис. 4, 5) и антикорреляцией между величиной (спектральным весом) псевдощели и когерентной щели [31].

В простейшем приближении аппроксимируем зависимость псевдощели $f_{\text{PG}}(x)$ от параметра $x = 0,5|\cos(k_x a) - \cos(k_y a)| \approx \cos(2\theta)$ прямой линией, которая в плоскости (x, Δ) (рис. 1) проходит через точки $(x_0, 0)$ и $(1, \Delta_{\text{PG}})$. Для края ферми-арки x_0 при давлении P , получаем, $x_0(P) = 1 - (1 - x_0(0))\Delta_{\text{PG}}(P)/\Delta_{\text{PG}}(0)$, $\Delta_{\text{PG}} \equiv f_{\text{PG}}(x = 0)$. Если параметр Δ_{sc} задаётся точкой x_1 пересечения прямых $\Delta(x) = \Delta_0 x$ и $f_{\text{PG}}(x)$, то $\Delta_{\text{sc}}(P) = x_1(P)\Delta_0(P)$, где $x_1(P) = -(\Delta_{\text{PG}}(P)x_0(P))/\{\Delta_0(P)(1 - x_0(P)) - \Delta_{\text{PG}}(P)\}$. Полагая, что критическая температура $T_c \propto \Delta_{\text{sc}}$ [27], получаем $d\ln(T_c)/dP = d\ln(\Delta_{\text{sc}})/dP$. Выбирая близкие к экспериментальным значения $d\ln(\Delta_0)/dP = 4 \cdot 10^{-3}$ кбар⁻¹ (рис. 2, 3), $\Delta_0 = 40$ (рис. 3), $\Delta_{\text{PG}} = 75$, $x_0 = 0,41$ (см. [23]), $d\ln(\Delta_{\text{PG}})/dP = 3 \cdot 10^{-3}$ кбар⁻¹, находим $d\ln(T_c)/dP = 1,37 \cdot 10^{-3}$ кбар⁻¹, т.е. расчётное отношение $2\Delta_0/(kT_c)$ возрастает с давлением со скоростью $d\ln(2\Delta_0/(kT_c))/dP \cong 2,6 \cdot 10^{-3}$ кбар⁻¹, которая имеет правильный знак и одинаковый порядок величины с экспериментом (22), (23). По порядку величины аналогичный результат получается и при других аппроксимациях зависимости псевдощели $f_{\text{PG}}(x)$ от параметра x (но соответствующие формулы сложнее): решающее значение имеет факт возрастания псевдощели под давлением (15), (16) со скоростью, близкой к скорости увеличения параметра $\Delta_0(P)$ (11). Чувствительность псевдощели к давлению можно объяснить тем, что наблюдаемые значительные пространственные вариации псевдощели $\Delta_{\text{PG}}(\mathbf{r})$ обусловлены не модуляцией плотности носителей, а геометрическими искажениями размеров элементарной ячейки, с результирующими сильными локальными изменениями в электронной структуре при высоких энергиях [62].

Эффект возрастания псевдощели под давлением имеет и другую сторону. Известно, что при сжатии купрата вдоль оси c критическая температура падает, а при сжатии вдоль осей a , b растёт [97]. Для Bi2212 ($T_c = 94$ К) $\partial T_c/\partial P_c = -0,36$ К/кбар, $\partial T_c/\partial P_a \approx \partial T_c/\partial P_b = 0,24$ К/кбар [160]. При всестороннем сжатии это даёт $dT_c/dP = \partial T_c/\partial P_c + 2\partial T_c/\partial P_a \cong 0,12$ К/кбар или $d\ln(T_c)/dP = 1,27 \cdot 10^{-3}$ кбар⁻¹, что близко к нашим данным (14). Авторы [161, 162] объясняют большую отрицательную величину $\partial T_c/\partial P_c = -0,36$ К/кбар усилением под давлением влияния апикальных d_{z^2} -орбиталей на орбитали $d_{x^2-y^2}$ в плоскости CuO_2 . При этом температура T_c падает, несмотря

на рост ЭФВ. Но этот эффект можно также объяснить отрицательным влиянием псевдощели, полагая, что при одноосном сжатии для когерентной щели $d\Delta_0/dP_c \cong 0$, тогда при приведённых выше параметрах $\Delta_0 = 40$ мэВ, $\Delta_{\text{PG}} = 75$ мэВ, $x_0 = 0,41$, $d\ln(\Delta_{\text{PG}})/dP = 3 \cdot 10^{-3}$ кбар⁻¹, для dT_c/dP_c получаем отрицательное значение $-0,48$ К/кбар.

Следует отметить, что скорости изменения параметра Δ_0 (11) и «бозонной моды» Ω_0 (18) под давлением сравнимы со скоростью приращения с давлением параметра J обменного взаимодействия между ближайшими соседями, $d\ln J/dP = d\ln(\omega_{\text{max}})/dP = (4,8 \pm \pm 0,5) \cdot 10^{-3}$ кбар⁻¹ [163]. Здесь ω_{max} — пик максимума двухмагнетонного поглощения ($\omega_{\text{max}} = 2,3J$ [164]), наблюдаемый в эффекте комбинационного рассеяния света на купрате $\text{LnBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ [163]. В работе [163] внутреннее давление в системе $\text{LnA}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, $A = (\text{Ba}, \text{Sr})$ создавалось различным радиусом лантаноидов, $\text{Ln} = (\text{La}, \text{Nd}, \text{Sm}, \text{Eu}, \text{Gd}, \text{Dy}, \text{Yb}, \text{Lu})$. Согласно [96] критическая температура $T_c \propto 1/a_0^{-4}$, где a_0 — постоянная решётки кристалла; для типичного купрата Hg1223 производная $d\ln(a_0)/dP = -3,6 \cdot 10^{-4}$ кбар⁻¹. Сопоставляя это значение с производной $d\ln(\Omega_0)/dP$ (18), получаем, что $\Omega_0 \propto 1/a_0^m$, где показатель $m = 13 \pm 1$. Согласно [165] константа обменного взаимодействия $J \propto 1/a_0^{14}$ [166]. Наблюдаемое соответствие $\Omega_0 \propto J$ согласуется с предположением, что особенность в плотности электронных состояний при энергии $\hbar\Omega_0$ обусловлена взаимодействием электронов с магнитной резонансной модой [46, 82, 152]. Однако корреляции $\Delta_p \propto E_{\text{dip}} \propto E_{\text{hump}}$ (16), (17), (19) хорошо согласуются и с моделью [98], в которой предполагалось, что Ω_0 — фононная мода, т.е. в купратах есть фундаментальный механизм спаривания, который вносит основной вклад в параметр энергетической щели Δ_0 , но сохраняется возможность спаривания с участием фононов [79–81, 98], либо с магнитной резонансной модой [46, 82, 83, 152].

4. ВЫВОДЫ

Наблюдаемая структура в туннельной плотности состояний при энергии $\hbar\Omega_0 \cong 40\text{--}50$ мэВ (рис. 5) обычно объясняется взаимодействием электронов с низкочастотными бозонными модами. Давление увеличивает температуру перехода T_c Bi2223 (рис. 4) (10), (14), но при этом отношение $kT_c/(\hbar\Omega_0)$ уменьшается, что в приближении сильной связи обязано приводить к увеличению отношения $2\Delta_0/(kT_c)$ (21), (22). Однако наблюдается обратный эффект: отношение $2\Delta_0/(kT_c)$ с давлением увеличивается (24), (25). Это находит объяснение как следствие возрастания псевдощели (антикорреляцией между спектральным весом псевдощели и когерентной щели [31]) и согласуется с моделью, в которой величина T_c определяется только той частью поверхности Ферми, на которой при $T > T_c$ псевдощель отсутствует (так называемая когерентная арка Ферми) [16,

19, 21, 23, 25–28, 31, 48–52]. Максимальное значение сверхпроводящей щели на границе ферми-арки $\Delta_{sc} \propto T_c$, причём наблюдается отношение $2\Delta_{sc}/(kT_c) = 4,4\text{--}5$ [27], что соответствует приближению слабой (умеренной [142]) связи для d -симметрии параметра порядка. Давление подтвердило соответствие $\Delta_{sc} \propto T_c$ (13) и привязку параметра Δ_0 не к T_c , а к температуре раскрытия псевдощели T^* (11), (15). Как известно, эффект низкочастотных бозонов может ярко проявляться в нормальных характеристиках купратов, в частности, через функцию перенормировки $Z(\omega)$ [46]. В уравнениях Элиашберга параметр энергетической щели $\Delta(\omega) = \phi(\omega)/Z(\omega)$ [68], где только $\phi(\omega)$ отвечает за куперовское спаривание. Поэтому, даже если константа электрон-бозонной связи $\lambda_Z \approx Z(0) - 1$ существенно превышает единицу, константа λ_ϕ , которая определяет величину параметра Δ_0 , может оказаться небольшой [167]. В пределе БКШ увеличение параметра Δ_0 и, соответственно, T_c может достигаться за счёт большей энергии эффективных бозонов и матричного элемента электрон-бозонного взаимодействия. Для обычных сверхпроводников всегда $\lambda_Z = \lambda_\Delta$ [68], но в купратах, даже для механизма электрон-фононного взаимодействия реализуется $\lambda_\phi < \lambda_Z$ [167]. Сохраняется, однако, возможность увеличения константы электрон-бозонной связи λ_ϕ за счёт перенормировки матричного элемента электрон-бозонного взаимодействия в сильно коррелированной среде [79].

Таким образом, андреевское отражение демонстрирует большую «когерентную» энергетическую щель Δ_0 купрата Bi2223 , сверхпроводящий характер которой подтверждается БКШ-подобной температурной зависимостью $\Delta_0(T)$ (рис. 2). Однако эксперименты с высоким гидростатическим давлением показывают противоречивый характер описания купратов как сильно связанных сверхпроводников. Даже при оптимальном допировании Bi2223 большое отношение $2\Delta_0/(kT_c) \geq 8\text{--}9$ объясняется не участием в спаривании низкочастотных бозонов, а влиянием псевдощели. Физический механизм такого влияния неясен, но результатом является соответствие $\Delta_{sc} \propto T_c$ [7, 10, 21, 27, 29, 48, 93], подтверждаемое нашими исследованиями при высоких давлениях (13). Спектроскопические исследования под давлением показали также пропорцию между сверхпроводящей энергетической щелью Δ_0 и температурой раскрытия псевдощели T^* , $\Delta_0 \propto T^*$ (11), (15). Параметр Δ_0 характеризует эффективность куперовского спаривания, но только существенно меньший параметр $\Delta_{sc} < \Delta_0$ действительно задаёт величину T_c . Пропорциональность между «андреевской» энергетической щелью Δ_0 и температурой T^* , $\Delta_0 \propto T^*$ (11), (15) согласуется с другими экспериментами, которые доказывают, что в оптимально допированных Bi2223 при температуре $T = T_{\text{pair}} \leq T^*$ образуются куперовские пары [70, 135, 136]. Поэтому «псевдощель» Δ_{PG} , которая раскрывается при $T = T_{\text{pair}} \approx T^*$, не является вполне «нормальной», но и не может быть

прекурсором когерентной d -волновой щели Δ_0 . Вполне возможно, что такая псевдощель характеризуется куперовскими парами с малым временем жизни [124, 125], что соответствует некогерентному спариванию. Соответствие между параметрами $\Delta_0 \propto T^*$ получено для оптимально допированного купрата Bi2223. В области слабого допирования известно, что температура раскрытия псевдощели T^* пропорциональна положению пика Δ_p в спектрах ARPES и СТМ, $T^* \propto \Delta_p$ [60, 168], однако только андреевская конверсия однозначно доказывает, что в соответствии $\Delta_0 \propto T^*$ параметр Δ_0 действительно соответствует «сверхпроводящей» энергетической щели, которая более однородная в пространстве, чем псевдощель [115].

Таким образом, наблюдаемое увеличение отношения $2\Delta_0/(kT_c)$ с давлением при убывании параметра $kT_c/(\hbar\Omega_0)$ устраняет возможность решающего участия низкочастотных мод (с энергией $\hbar\Omega_0 \sim 40\text{--}50$ мэВ) в механизме ВТСП. Поэтому купраты являются сверхпроводниками, в которых основную роль в куперовском спаривании могут играть высокочастотные электронные возбуждения [169–172]. Например, токовые петли [173, 174] или парамагны (магнитные возбуждения, подобные спиновым волнам с большим затуханием) [175–181], однако такая позиция уязвима для критики [182–184]. Тем не менее, верхний предел для электронных возбуждений может превышать 1 эВ при константе связи $\lambda \sim 1$ [169, 170], что в модели БКШ позволяет достигать температур $\cong 200\text{--}300$ К.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА—REFERENCES

1. B. Mitrović, H. G. Zarate, and J. P. Carbotte, *Phys. Rev. B*, **29**: 184 (1984).
2. D. S. Inosov, J. T. Park, A. Charnukha, Yuan Li, A. V. Boris, B. Keimer, and V. Hinkov, *Phys. Rev. B*, **83**: 214520 (2011).
3. E. J. Nicol and J. P. Carbotte, *Phys. Rev. B*, **91**: 220507(R) (2015).
4. T. Timusk and B. Statt, *Rep. Prog. Phys.*, **62**: 61 (1999).
5. G. Deutscher, *Nature*, **397**: 410 (1999).
6. V. M. Svistunov, V. Yu. Tarenkov, A. I. D'yachenko, and I. Hatta, *JETP Lett.*, **71**: No. 7: 418 (2000) (in Russian).
7. N. Momono, T. Matsuzaki, M. Oda, and M. Ido, *J. Phys. Soc. Jpn.*, **71**: 2832 (2002).
8. M. Mali, J. Roos, H. Keller, A. V. Dooglav, Y. A. Sakhratov, and A. V. Savinkov, *J. Supercon.*, **15**: 511 (2002).
9. N. Gedik, J. Orenstein, R. Liang, D. A. Bonn, and W. N. Hardy, *Science*, **300**: 1410 (2003).
10. T. Matsuzaki, N. Momono, M. Oda, and M. Ido, *J. Phys. Soc. Jpn.*, **73**: 2232 (2004).
11. K. M. Shen, F. Ronning, D. H. Lu, F. Baumberger, N. J. C. Ingle, W. S. Lee, W. Meevasana, Y. Kohsaka, M. Azuma, M. Takano, H. Takagi, and Z.-X. Shen, *Science*, **307**: 901 (2005).
12. G. Q. Zheng, P. L. Kuhns, A. P. Reyes, B. Liang, and C. T. Lin, *Phys. Rev. Lett.*,

- 94: 047006 (2005).
13. K. Tanaka, W. S. Lee, D. H. Lu, A. Fujimori, T. Fujii, Risdiana, I. Terasaki, D. J. Scalapino, T. P. Devereaux, Z. Hussain, and Z.-X. Shen, *Science*, **314**: 1910 (2006).
 14. M. Le Tacon, A. Sacuto, A. Georges, G. Kotliar, Y. Gallais, D. Colson, and A. Forget, *Nat. Phys.*, **2**: 537 (2006).
 15. A. Kanigel, M. R. Norman, M. Randeria, U. Chatterjee, S. Souma, A. Kaminski, H. M. Fretwell, S. Rosenkranz, M. Shi, T. Sato, T. Takahashi, Z. Z. Li, H. Raffy, K. Kadowaki, D. Hinks, L. Ozyuzer, and J. C. Campuzano, *Nat. Phys.*, **2**: 447 (2006).
 16. A. Kanigel, U. Chatterjee, M. Randeria, M. R. Norman, S. Souma, M. Shi, Z. Z. Li, H. Raffy, and J. C. Campuzano, *Phys. Rev. Lett.*, **99**: 157001 (2007).
 17. J. G. Storey, J. L. Tallon, and G. V. M. Williams, *Phys. Rev. B*, **78**: 140506(R) (2008).
 18. S. Hüfner, M. A. Hossain, A. Damascelli, and G. A. Sawatzky, *Rep. Prog. Phys.*, **71**: 062501 (2008).
 19. A. Pushp, C. V. Parker, A. N. Pasupathy, K. K. Gomes, S. Ono, J. Wen, Z. Xu, G. Gu, and A. Yazdani, *Science*, **324**, No. 5935: 1689 (2009).
 20. M. Vishik, W. S. Lee, R.-H. He, M. Hashimoto, T. P. Devereaux, and Z.-X. Shen, *New J. Phys.*, **12**: 105008 (2010).
 21. T. Kurosawa, T. Yoneyama, Y. Takano, M. Hagiwara, R. Inoue, N. Hagiwara, K. Kurusu, K. Takeyama, N. Momono, M. Oda, and M. Ido, *Phys. Rev. B*, **81**: 094519 (2010).
 22. R. Khasanov, T. Kondo, M. Bendele, Y. Hamaya, A. Kaminski, S. L. Lee, S. J. Ray, and T. Takeuchi, *Phys. Rev. B*, **82**: 020511 (2010).
 23. S. Ideta, K. Takashima, M. Hashimoto, T. Yoshida, A. Fujimori, H. Anzai, T. Fujita, Y. Nakashima, A. Ino, M. Arita, H. Namatame, M. Taniguchi, K. Ono, M. Kubota, D. H. Lu, Z.-X. Shen, K. M. Kojima, and S. Uchida, *Phys. Rev. Lett.*, **104**: 227001 (2010).
 24. H.-B. Yang, J. D. Rameau, Z.-H. Pan, G. D. Gu, P. D. Johnson, R. H. Claus, D. G. Hinks, and T. E. Kidd, *Phys. Rev. Lett.*, **107**: 047003 (2011).
 25. A. R. Schmidt, K. Fujita, E.-A. Kim, M. J. Lawler, H. Eisaki, S. Uchida, D.-H. Lee, and J. C. Davis, *New J. of Phys.*, **13**, No. 6: 065014 (2011).
 26. T. Yoshida, M. Hashimoto, I. M. Vishik, Z.-X. Shen, and A. Fujimori, *J. Phys. Soc. Jap.*, **81**, No. 1: 011006 (2012).
 27. S. Ideta, T. Yoshida, A. Fujimori, H. Anzai, T. Fujita, A. Ino, M. Arita, H. Namatame, M. Taniguchi, Z.-X. Shen, K. Takashima, K. Kojima, and S. Uchida, *Phys. Rev. B*, **85**: 104515 (2012).
 28. M. Vishik, W. S. Lee, F. Schmitt, T. P. Devereaux, Z.-X. Shen, M. Hashimoto, D. H. Lu, R.-H. He, Z. Hussain, R. G. Moore, C. Zhang, W. Meevasana, T. Sasagawa, S. Uchida, S. Ishida, K. Fujita, M. Ishikado, Y. Yoshida, and H. Eisaki, *Proc. of the Nat. Acad. of Sci. (PNAS)*, **109**, No. 45: 18332 (2012).
 29. A. Sacuto, S. Benhabib, Y. Gallais, S. Blanc, M. Cazayous, M.-A. Méasson, J. S. Wen, Z. J. Xu, and G. D. Gu, *J. Phys.: Conf. Ser.*, **449**: 012011 (2013).
 30. N. Murai, T. Masui, M. Ishikado, S. Ishida, H. Eisaki, S. Uchida, and S. Tajima, *Phys. Rev. B*, **91**: 214520 (2015).
 31. A. Kaminski, T. Kondo, T. Takeuchi, and G. Gu, *Philos. Mag.*, Nos. 5–6: 453 (2015).
 32. C. C. Tsui and J. R. Kirtley, *Rev. Mod. Phys.*, **72**: 969 (2000).

33. J. R. Kirtley, *Rep. Prog. Phys.*, **73**, Iss. 12: 126501 (2010).
34. S.-F. Lee, D. C. Morgan, R. J. Ormeno, D. M. Broun, R. A. Doyle, J. R. Waldram, and K. Kadowaki, *Phys. Rev. Lett.*, **77**: 735 (1996).
35. A. Maisuradze, A. Shengelaya, A. Amato, E. Pomjakushina, and H. Keller, *Phys. Rev. B*, **84**, No. 18:184523 (2011).
36. T. Shibauchi, T. Nakano, M. Sato, T. Kisu, N. Kameda, N. Okuda, S. Ooi, and T. Tamegai, *Phys. Rev. Lett.*, **83**: 1010 (1999).
37. Ch. Renner, B. Revaz, J.-Y. Genoud, K. Kadowaki, and Ø. Fischer, *Phys. Rev. Lett.*, **80**, No. 1: 149 (1998).
38. V. M. Loktev, R. M. Quick, and S. G. Sharapov, *Phys. Rept.*, **349**: 1 (2001).
39. A. Damascelli, Z. Hussain, and Z.-X. Shen, *Rev. Mod. Phys.*, **75**: 473 (2003).
40. D. N. Basov and T. Timusk, *Rev. Mod. Phys.*, **77**: 721 (2005).
41. M. R. Norman, D. Pines, and C. Kallin, *Adv. Phys.*, **54**: 715 (2005).
42. T. P. Devereaux and R. Hackl, *Rev. Mod. Phys.*, **79**: 175 (2007).
43. S. Kawasaki, C. Lin, P. L. Kuhns, A. P. Reyes, and G. Zheng, *Phys. Rev. Lett.*, **105**: 137002 (2010).
44. U. Chatterjee, D. Ai, J. Zhao, S. Rosenkranz, A. Kaminski, H. Raffy, Z. Li, K. Kadowaki, M. Randeria, M. R. Norman et al., *Proc. of the Nat. Acad. of Sci.*, **108**: 9346 (2011).
45. T. M. Rice, K.-Y. Yang, and F. C. Zhang, *Rep. Prog. Phys.*, **75**: 016502 (2012).
46. A. A. Kordyuk, *Low Temp. Phys.*, **41**: 319 (2015).
47. B. Keimer, S. A. Kivelson, M. R. Norman, S. Uchida, and J. Zaanen, *Nature*, **518**: 179 (2015).
48. M. Oda, R. M. Dipasupil, N. Momono, and M. Ido, *J. Phys. Soc. Jpn.*, **69**: 983 (2000).
49. T. Kondo, T. Takeuchi, A. Kaminski, T. Tsuda, and S. Shin, *Phys. Rev. Lett.*, **98**: 267004 (2007).
50. W. S. Lee, I. M. Vishik, K. Tanaka, D. H. Lu, T. Sasagawa, N. Nagaosa, T. P. Devereaux, Z. Hussain, and Z.-X. Shen, *Nature*, **450**: 81 (2007).
51. T. Kondo, R. Khasanov, T. Takeuchi, J. Schmalian, and A. Kaminski, *Nature*, **457**: 296 (2009).
52. T. Kondo, A. D. Palczewski, Y. Hamaya, T. Takeuchi, J. S. Wen, Z. J. Xu, G. Gu, and A. Kaminski, *Phys. Rev. Lett.*, **111**, No. 15: 157003 (2013).
53. M. Hashimoto, I. M. Vishik, R.-H. He, T. P. Devereaux, and Z.-X. Shen, *Nat. Phys.*, **10**: 483 (2014).
54. R. Comin, A. Frano, M. M. Yee, Y. Yoshida, H. Eisaki, E. Schierle, E. Weschke, R. Sutarto, F. He, A. Soumyanarayanan, Y. He, M. Le Tacon, I. S. Elfimov, J. E. Hoffman, G. A. Sawatzky, B. Keimer, and A. Damascelli, *Science*, **343**: 390 (2014).
55. J. Graf, G.-H. Gweon, K. McElroy, S. Y. Zhou, C. Jozwiak, E. Rotenberg, A. Bill, T. Sasagawa, H. Eisaki, S. Uchida, H. Takagi, D.-H. Lee, and A. Lanzara, *Phys. Rev. Lett.*, **98**: 067004 (2007).
56. W. Zhang, G. Liu, L. Zhao, H. Liu, J. Meng, X. Dong, W. Lu, J. S. Wen, Z. J. Xu, G. D. Gu, T. Sasagawa, G. Wang, Y. Zhu, H. Zhang, Y. Zhou, X. Wang, Z. Zhao, C. Chen, Z. Xu, and X. J. Zhou, *Phys. Rev. Lett.*, **100**: 107002 (2008).
57. A. Kanigel, U. Chatterjee, M. Randeria, M. R. Norman, G. Koren, K. Kadowaki, and J. C. Campuzano, *Phys. Rev. Lett.*, **101**: 137002 (2008).
58. R.-H. He, M. Hashimoto, H. Karapetyan, J. D. Koralek, J. P. Hinton,

- J. P. Testaud, V. Nathan, Y. Yoshida, H. Yao, K. Tanaka, W. Meevasana, R. G. Moore, D. H. Lu, S.-K. Mo, M. Ishikado, H. Eisaki, Z. Hussain, T. P. Devereaux, S. A. Kivelson, J. Orenstein, A. Kapitulnik, and Z.-X. Shen, *Science*, **331**: 1579 (2011).
59. M. Kugler, M. G. Levy de Castro, E. Giannini, A. Piriou, A. A. Manuel, C. Hess, and Ø. Fischer, *J. Phys. and Chemistry of Solids*, **67**, Nos. 1–3: 353 (2006).
60. Ø. Fischer, M. Kugler, I. Maggio-Aprile, and Ch. Berthod, *Rev. Mod. Phys.*, **79**: 353 (2007).
61. M. C. Boyer, W. D. Wise, K. Chatterjee, M. Yi, T. Kondo, T. Takeuchi, H. Ikuta, and E. W. Hudson, *Nat. Phys.*, **3**: 802 (2007).
62. K. Fujita, A. R. Schmidt, E.-A. Kim, M. J. Lawler, D. H. Lee, J. C. Davis, H. Eisaki, and S. Uchida, *J. Phys. Soc. Jpn.*, **81**: 011005 (2012).
63. J. W. Alldredge, K. Fujita, H. Eisaki, S. Uchida, and K. McElroy, *Phys. Rev. B*, **87**: 104520 (2013).
64. R. Sekine, K. Ogata, A. Tsukada, and N. Miyakawa, *Phys. Proc.*, **58**: 82 (2014).
65. I. K. Yanson and Yu. G. Naidyuk, *Fizika Nizkikh Temperatur*, **30**: 355 (2004) (in Russian).
66. A. Daghero and R. S. Gonnelli, *Sup. Sci. Technol.*, **23**, No. 4: 043001 (2010).
67. G. E. Blonder, M. Tinkham, and T. M. Klapwijk, *Phys. Rev. B*, **25**, No. 7: 4515 (1982).
68. E. L. Wolf, *Printsiipy Elektronnoy Tunnel'noy Spektroskopii* [Principles of Electron Tunnelling Spectroscopy] (Kiev: Naukova Dumka: 1990) (in Russian).
69. G. Deutscher, *Rev. Mod. Phys.*, **77**: 109 (2005).
70. A. I. D'yachenko, V. Yu. Tarenkov, S. L. Sidorov, V. N. Varyukhin, and A. L. Solov'yov, *Fizika Nizkikh Temperatur*, **39**, No. 4: 416 (2013) (in Russian).
71. Y. DeWilde, N. Miyakawa, P. Guptasarma, M. Iavarone, L. Ozyuzer, J. F. Zasadzinski, P. Romano, D. G. Hinks, C. Kendziora, G. W. Crabtree, and K. E. Gray, *Phys. Rev. Lett.*, **80**: 153 (1998).
72. N. Miyakawa, P. Guptasarma, J. F. Zasadzinski, D. G. Hinks, and K. E. Gray, *Phys. Rev. Lett.*, **80**: 157 (1998).
73. V. M. Svistunov, V. Yu. Tarenkov, A. I. D'yachenko, R. Aoki, H. Murakami, and M. Shirai, *JETP*, **113**, No. 4: 1397 (1998).
74. A. I. D'yachenko, V. Yu. Tarenkov, R. Szymczak, A. V. Abal'oshev, I. S. Abal'osheva, S. J. Lewandowski, and L. Leonyuk, *Phys. Rev. B*, **61**, No. 2: 1500 (2000).
75. V. M. Krasnov, *Phys. Rev. B*, **79**: 214510 (2009).
76. H. Won and K. Maki, *Phys. Rev. B*, **49**: 1397 (1994).
77. K. Maki and H. Won, *Journal de Physique I*, **6**: 1 (1996).
78. B. T. Geylikman and V. Z. Kresin, *Fizika Tverdogo Tela*, **7**: 3294 (1965) (in Russian).
79. E. G. Maksimov, M. L. Kulić, and O. V. Dolgov, *Adv. Cond. Matt. Phys.*, **2010**: Art. ID 423725 (2010).
80. J. P. Carbotte, T. Timusk, and J. Hwang, *Rep. Prog. Phys.*, **74**: 066501 (2011).
81. G. Zhao, *Phys. Scr.*, **83**, No. 3: 038302 (2011).
82. C. Berthod, Y. Fasano, I. Maggio-Aprile, A. Piriou, E. Giannini, G. Levy de Castro, and Ø. Fischer, *Phys. Rev. B*, **88**: 014528 (2013).
83. M. Eschrig and M. R. Norman, *Phys. Rev. B*, **67**: 144503 (2003).
84. S. V. Borisenko, A. A. Kordyuk, T. K. Kim, A. Koitzsch, M. Knupfer, J. Fink, M. S. Golden, M. Eschrig, H. Berger, and R. Follath, *Phys. Rev. Lett.*, **90**:

- 207001 (2003).
85. M. Eschrig, *Adv. Phys.*, **55**, Nos. 1–2: 47 (2006).
 86. T. A. Maier, D. Poilblanc, D. J. Scalapino, *Phys. Rev. Lett.*, **100**: 237001 (2008).
 87. T. Dahm, V. Hinkov, S. V. Borisenko, A. A. Kordyuk, V. B. Zabolotnyy, J. Fink, B. Büchner, D. J. Scalapino, W. Hanke, and B. Keimer, *Nat. Phys.*, **5**: 217 (2009).
 88. A. A. Kordyuk, V. B. Zabolotnyy, D. V. Evtushinsky, D. S. Inosov, T. K. Kim, B. Büchner, and S. V. Borisenko, *Eur. Phys. J.*, **ST 188**: 153 (2010).
 89. O. Ahmadi, L. Coffey, J. F. Zasadzinski, N. Miyakawa, and L. Ozyuzer, *Phys. Rev. Lett.*, **106**: 167005 (2011).
 90. A. J. Scalapino and A. Common, *Rev. Mod. Phys.*, **84**: 1383 (2012).
 91. P. Hlobil, B. Narozhny, and J. Schmalian, *Phys. Rev. B*, **88**: 205104 (2013).
 92. J. P. Carbotte, *Rev. Mod. Phys.*, **62**: 1027 (1990).
 93. M. Oda, Y. H. Liu, T. Kurosawa, K. Takeyama, N. Momono, and M. Ido, *J. of Phys.: Conf. Ser.*, **108**: 012008 (2008).
 94. A. Sacuto, Y. Gallais, M. Cazayous, M.-A. Méasson, G. D. Gu, and D. Colson, *Rep. Prog. Phys.*, **76**: 022502 (2013).
 95. J. L. Tallon, J. W. Loram, J. R. Cooper, C. Panagopoulos, and C. Bernhard, *Phys. Rev. B*, **68**: 180501(R) (2003).
 96. J. Schilling, *Handbook of High-Temperature Superconductivity: High-Pressure Effects* (Eds. J. Schilling) (New York: Springer: 2007).
 97. J. Schilling, N. Hillier, and N. Foroozani, *J. Phys.: Conf. Ser.*, **449**: 012021 (2013).
 98. M. Hashimoto, E. A. Nowadnick, R.-H. He, I. M. Vishik, B. Moritz, Y. He, K. Tanaka, R. G. Moore, D. Lu, Y. Yoshida, M. Ishikado, T. Sasagawa, K. Fujita, S. Ishida, S. Uchida, H. Eisaki, Z. Hussain, T. P. Devereaux, and Z.-X. Shen, *Nat. Mat.*, **14**, No. 1: 37 (2015).
 99. N. B. Brant and N. I. Ginzburg, *Uspekhi Fizicheskikh Nauk*, **85**, No. 3: 485 (1965) (in Russian).
 100. I. K. Yanson, *Fizika Nizkikh Temperatur*, **17**, No. 3: 275 (1991).
 101. A. N. Omelyanchouk, I. O. Kylik, and R. I. Shehter, *JETP Lett.*, **25**, No. 10: 437 (1977).
 102. X. Lu, F. Ronning, P. H. Tobash, K. Gofryk, E. D. Bauer, and J. D. Thompson, *Phys. Rev. B*, **85**: 020402 (R) (2012).
 103. Y. Tanaka and S. Kashiwaya, *Phys. Rev. Lett.*, **74**, No. 17: 3451 (1995).
 104. S. Kashiwaya and Y. Tanaka, *Rep. Prog. Phys.*, **63**: 1641 (2000).
 105. Y. Asano, Y. Tanaka, and S. Kashiwaya, *Phys. Rev. B*, **69**: 134501 (2004).
 106. C. Berthod and T. Giamarchi, *Phys. Rev. B*, **84**: 155414 (2011).
 107. V. M. Svistunov, V. Yu. Tarenkov, A. I. D'yachenko, and R. Aoki, *Phys. C*, **314**: 205 (1999).
 108. G. Blatter, M. V. Figel'man, V. B. Geshkenbein, and A. I. Larkin, *Rev. Modern Phys.*, **66**, No. 4: 1125 (1994).
 109. T. Cren, D. Roditchev, W. Sacks, and J. Klein, *Europhys. Lett.*, **54**: 84 (2001).
 110. S. H. Pan, J. P. O'Neal, R. L. Badzey, C. Chamon, H. Ding, J. R. Engelbrecht, Z. Wang, H. Eisaki, S. Uchida, A. K. Gupta, K.-W. Ngk, E. W. Hudson, K. M. Lang, and J. C. Davis, *Nature*, **413**: 282 (2001).
 111. C. Howald, P. Fournier, and A. Kapitulnik, *Phys. Rev. B*, **64**: 100504 (2001).
 112. K. M. Lang, V. Madhavan, J. E. Hoffman, E. W. Hudson, H. Eisaki, S. Uchida, and J. C. Davis, *Nature*, **415**: 412 (2002).

113. A. Matsuda, T. Fujii, and T. Watanabe, *Phys. C*, **388**: 207 (2003).
114. M. J. Lawler, K. Fujita, J. Lee, A. R. Schmidt, Y. Kohsaka, C. K. Kim, H. Eisaki, S. Uchida, J. C. Davis, J. P. Sethna, and E.-A. Kim, *Nature*, **466**: 347 (2010).
115. K. McElroy, D.-H. Lee, J. E. Hoffman, K. M. Lang, E. W. Hudson, H. Eisaki, S. Uchida, J. Lee, and J. C. Davis, *Science*, **309**: 1048 (2005).
116. H. F. C. Hoevers, P. J. M. Van Bentum, L. E. C. Van De Leemput, H. Van Kempen, A. J. G. Schellingerhout, and D. Van Der Marel, *Phys. C*, **152**, No. 1: 105 (1988).
117. N. Nir Hass, D. Ilzycer, G. Deutscher, G. Desgardin, I. Monot, and M. Weger, *J. Supercond.*, **5**: 191 (1992).
118. Y. Yagil, N. Hass, G. Desgardin, and I. Monot, *Phys. C*, **250**: 59 (1995).
119. K. Nakayama, T. Sato, Y. Sekiba, K. Terashima, P. Richard, T. Takahashi, K. Kudo, N. Okumura, T. Sasaki, and N. Kobayashi, *Phys. Rev. Lett.*, **102**: 227006 (2009).
120. K. McElroy, R. W. Simmonds, J. E. Hoffman, D.-H. Lee, J. Orenstein, H. Eisaki, S. Uchida, and J. C. Davis, *Nature*, **422**: 592 (2003).
121. A. Sacuto, Y. Gallais, M. Cazayous, S. Blanc, M. A. Méasson, J. S. Wen, Z. J. Xu, G. D. Gu, and D. Colson, *Comptes Rendus Physique*, **12**, No. 5: 480 (2011).
122. A. van Kempen, H. F. C. Hoevers, P. J. M. van Bentum, A. J. G. Schellingerhout, and D. van der Marel, *IBM J. Res. Develop.*, **33**, No. 3: 389 (1989).
123. Y. Dagan, A. Kohen, G. Deutscher, and A. Revcolevschi, *Phys. Rev. B*, **61**, No. 10: 7012 (2000).
124. T. J. Reber, N. C. Plumb, Y. Cao, Z. Sun, Q. Wang, K. McElroy, H. Iwasawa, M. Arita, J. S. Wen, Z. J. Xu, G. Gu, Y. Yoshida, H. Eisaki, Y. Aiura, and D. S. Dessau, *Phys. Rev. B*, **87**: 060506 (2013).
125. T. Kondo, W. Malaeb, Y. Ishida, T. Sasagawa, H. Sakamoto, T. Takeuchi, T. Tohyama, and S. Shin, *Nature Commun.*, **6**: 7699 (2015).
126. G. Koren and T. Kirzhner, *Phys. Rev. Lett.*, **106**: 017002 (2011).
127. A. K. Ren, X. B. Zhu, H. F. Yu, Ye Tian, H. F. Yang, C. Z. Gu, N. L. Wang, Y. F. Ren, and S. P. Zhao, *Sci. Rep.*, **2**: 248 (2012).
128. Eh. M. Rudenko, *Fizika Nizkikh Temperatur*, **38**, No. 4: 451 (2012) (in Russian).
129. C. Kurter, L. Ozyuzer, T. Proslie, J. F. Zasadzinski, D. G. Hinks, and K. E. Gray, *Phys. Rev. B*, **81**: 224518 (2010).
130. A. Ingerman, G. Johansson, V. S. Shumeiko, and G. Wendin, *Phys. Rev. B*, **64**: 144504 (2001).
131. T. Löfwander, V. S. Shumeiko, and G. Wendin, *Supercond. Sci. Technol.*, **14**: R53 (2001).
132. H. Ding, J. R. Engelbrecht, Z. Wang, J. C. Campuzano, S.-C. Wang, H.-B. Yang, R. Rogan, T. Takahashi, K. Kadowaki, and D. G. Hinks, *Phys. Rev. Lett.*, **87**: 227001 (2001).
133. P. A. Marchetti and G. Bighin, *Europhys. Lett.*, **110**: 37001 (2015).
134. M. R. Norman, M. Randeria, H. Ding, and J. C. Campuzano, *Phys. Rev. B*, **57**: R11093 (1998).
135. A. Dubroka, M. Rössle, K. W. Kim, V. K. Malik, D. Munzar, D. N. Basov, A. Schafgans, S. J. Moon, C. T. Lin, D. Haug, V. Hinkov, B. Keimer, Th. Wolf,

- J. G. Storey, J. L. Tallon, and C. Bernhard, *Phys. Rev. Lett.*, **106**: 047006 (2011).
136. B. Šopik, J. Chaloupka, A. Dubroka, C. Bernhard, and D. Munzar, *New J. Phys.*, **17**, No. 5: 053022 (2015).
 137. H.-Y. Choi, Y. Bang, and D. K. Campbell, *Phys. Rev. B*, **61**: 9748 (2000).
 138. M. Franz and A. J. Millis, *Phys. Rev. B*, **58**, No. 21: 14572 (1998).
 139. S. H. Naqib and R. S. Isla, *Supercond. Sci. Tech.*, **28**, No. 6: 065004 (2015).
 140. M. R. Cimberle, C. Ferdeghini, D. Marrè, M. Putti, S. Siri, F. Federici, and A. Varlamov, *Phys. Rev. B*, **55**: R14745 (1997).
 141. V. M. Svistynov, M. A. Belogolovskiy, and O. I. Chernak, *Uspekhi Fizicheskikh Nauk*, **151**: 31 (1987) (in Russian).
 142. T. Das, R. S. Markiewicz, and A. Bansil, *Advances in Phys.*, **63**: 151 (2014).
 143. B. Lorenz and C. W. Chu, *Frontiers in Superconducting Materials* (Eds. A. V. Narlikar) (Berlin–Heidelberg: Springer: 2005), p. 459.
 144. E. V. L. de Mello, M. T. D. Orlando, J. L. González, E. S. Caixeiro, and E. Baggio-Saitovich, *Phys. Rev. B*, **66**: 092505 (2002).
 145. J. Lee, K. Fujita, K. McElroy, J. A. Slezak, M. Wang, Y. Aiura, H. Bando, M. Ishikado, T. Masui, J. -X. Zhu, A. V. Balatsky, H. Eisaki, S. Uchida, and J. C. Davis, *Nature*, **442**: 546 (2006).
 146. A. I. D'yachenko, *Fizika Nizkikh Temperatur*, **5**, No. 5: 440 (1979) (in Russian).
 147. A. A. Kordyuk, S. V. Borisenko, T. K. Kim, K. A. Nenkov, M. Knupfer, J. Fink, M. S. Golden, H. Berger, and R. Follath, *Phys. Rev. Lett.*, **89**, No. 7: 077003 (2002).
 148. A. M. Gabovich, A. I. Voitenko, M. S. Li, and H. Szymczak, *Superconductors—New Developments* (Ed. A. Gabovich) (2015), ch. 10.
 149. J. Scalapino, *Nature Phys.*, **2**: 593 (2006).
 150. V. G. Bar'yahtar, O. V. Grigud, A. V. Vasilenko, A. I. D'yachenko, V. M. Svistunov, V. Yu. Tarenkov, and O. I. Chernyak, *Pis'ma v ZhETF*, **47**, No. 9: 457 (1988) (in Russian).
 151. K. M. Lang, V. Madhavan, J. E. Hoffman, E. W. Hudson, H. Eisaki, S. Uchida, J. C. Davis, M. Kugler, G. Levy de Castro, E. Giannini, A. Piriou, A. A. Manuel, C. Hess, and Ø. Fischer, *J. Phys. Chem. Solids*, **67**: 353 (2006).
 152. N. Jenkins, Y. Fasano, C. Berthod, I. Maggio-Aprile, A. Piriou, E. Giannini, B. W. Hoogenboom, C. Hess, T. Cren, and Ø. Fischer, *Phys. Rev. Lett.*, **103**: 227001 (2009).
 153. I. I. Mazin, *Europhys. Lett.*, **55**, No. 3: 404 (2001).
 154. A. A. Kordyuk and S. V. Borisenko, *Fizika Nizkikh Temperatur*, **32**: 401 (2006).
 155. M. A. Belogolovskiy, A. A. Galkin, and V. M. Svistynov, *Fizika Tverdogo Tela*, **17**, No. 1: 145 (1975) (in Russian).
 156. V. M. Svistynov and M. A. Belogolovskiy, *Tunnelnaya Spektroskopiya Kvazichastichnykh Vozbyzhdений v Metallakh* (Kiev: Naukova Dumka: 1986) (in Russian).
 157. A. I. D'yachenko, A. A. Kvachev, I. V. Kochergin, and V. M. Svistunov, *Phys. Lett. A*, **150**: No. 2: 121 (1990).
 158. A. I. D'yachenko, *Fizika i Tekhnika Vysokikh Davleniy*, **9**, No. 1: 87 (1999) (in Russian).
 159. J. F. Zasadzinski, L. Ozyuzer, N. Miyakawa, K. E. Gray, D. G. Hinks, and C. Kendziora, *Phys. Rev. Lett.*, **87**: 067005 (2001).

160. F. Hardy, N. J. Hillier, C. Meingast, D. Colson, Y. Li, N. Barišič, G. Yu, X. Zhao, M. Greven, and J. S. Schilling, *Phys. Rev. Lett.*, **105**: 167002 (2010).
161. H. Sakakibara, K. Suzuki, H. Usui, K. Kuroki, R. Arita, D. J. Scalapino, and H. Aoki, *J. Phys.: Conf. Ser.*, **454**: 012021 (2013).
162. H. Sakakibara, K. Suzuki, H. Usui, K. Kuroki, R. Arita, D. J. Scalapino, and H. Aoki, *Phys. Rev. B*, **86**: 134520 (2012).
163. B. P. P. Mallett, T. Wolf, E. Gilioli, F. Licci, G. V. M. Williams, A. B. Kaiser, N. W. Ashcroft, N. Suresh, and J. L. Tallon, *Phys. Rev. Lett.*, **111**: 237001 (2013).
164. P. J. Freitas and R. R. P. Singh, *Phys. Rev. B*, **62**, No. 9: 5525 (2000).
165. J. Zaaneann and D. G. A. Sawatzky, *Can. J. Phys.*, **65**: 1262 (1987).
166. R. Ofer, A. Keren, O. Chmaissem, and A. Amato, *Phys. Rev. B*, **78**: 140508 (2008).
167. S. Johnston, F. Vernay, B. Moritz, Z.-X. Shen, N. Nagaosa, J. Zaanen, and T. P. Devereaux, *Phys. Rev. B*, **82**: 064513 (2010).
168. J. C. Campuzano, H. Ding, M. R. Norman, H. M. Fretwell, M. Randeria, A. Kaminski, J. Mesot, T. Takeuchi, T. Sato, T. Yokoya, T. Takahashi, T. Mochiku, K. Kadowaki, P. Guptasarma, D. G. Hinks, Z. Konstantinovic, Z. Z. Li, and H. Raffy, *Phys. Rev. Lett.*, **83**: 3709 (1999).
169. S. Dal Conte, C. Giannetti, G. Coslovich, F. Cilento, D. Bossini, T. Abebaw, F. Banfi, G. Ferrini, H. Eisaki, M. Greven, A. Damascelli, D. van der Marel, and F. Parmigiani, *Science*, **335**: 1600 (2012).
170. J. Hwang and J. P. Carbotte, *Phys. Rev. B*, **89**: 024502 (2014).
171. A. N. Pasupathy, A. Pushp, K. K. Gomes, C. V. Parker, J. Wen, Z. Xu, G. Gu, S. Ono, Y. Ando, and A. Yazdani, *Science*, **320**: 196 (2008).
172. F. Cilento, S. Dal Conte, G. Coslovich, F. Banfi, G. Ferrini, H. Eisaki, M. Greven, A. Damascelli, D. van der Marel, F. Parmigiani, and C. Giannetti, *J. Phys.: Conf. Ser.*, **449**, No. 1: 012003 (2013).
173. Y. Li, V. Balédent, G. Yu, N. Barišič, K. Hradil, R. A. Mole, Y. Sidis, P. Steffens, X. Zhao, P. Bourges, and M. Greven, *Nature*, **468**: 283 (2010).
174. C. Varma, *Nature*, **468**: 184 (2010).
175. M. Le Tacon, G. Ghiringhelli, J. Chaloupka, M. Moretti Sala, V. Hinkov, M. W. Haverkort, M. Minola, M. Bakr, K. J. Zhou, S. Blanco-Canosa, C. Monney, Y. T. Song, G. L. Sun, C. T. Lin, G. M. De Luca, M. Salluzzo, G. Khaliullin, T. Schmitt, L. Braicovich, and B. Keimer, *Nature Phys.*, **7**: 725 (2011).
176. M. Vojta, *Nature Phys.*, **7**: 674 (2011).
177. M. P. M. Dean, A. J. A. James, R. S. Springell, X. Liu, C. Monney, K. J. Zhou, R. M. Konik, J. S. Wen, Z. J. Xu, G. D. Gu, V. N. Strocov, T. Schmitt, and J. P. Hill, *Phys. Rev. Lett.*, **110**: 147001 (2013).
178. M. P. M. Dean, G. Dellea, R. S. Springell, F. Yakhou-Harris, K. Kummer, N. B. Brookes, X. Liu, Y.-J. Sun, J. Strle, T. Schmitt, L. Braicovich, G. Ghiringhelli, I. Bozovic, and J. P. Hill, *Nature Mater.*, **12**: 1019 (2013).
179. M. P. M. Dean, A. J. A. James, A. C. Walters, V. Bisogni, I. Jarrige, M. Hücker, E. Giannini, M. Fujita, J. Pellicciari, Y. Huang, R. M. Konik, T. Schmitt, and J. P. Hill, *Phys. Rev. B*, **90**: 220506(R) (2014).
180. M. P. M. Dean, *J. Magn. Magn. Mater.*, **15**: 3 (2015).
181. M. Minola, G. Dellea, H. Gretarsson, Y. Y. Peng, Y. Lu, J. Porras, T. Loew, F. Yakhou, N. B. Brookes, Y. B. Huang, J. Pellicciari, T. Schmitt,

- G. Ghiringhelli, B. Keimer, L. Braicovich, and M. Le Tacon, *Phys. Rev. Lett.*, **114**: 217003 (2015).
182. C. J. Jia, E. A. Nowadnick, K. Wohlfeld, C.-C. Chen, S. Johnston, T. Tohyama, B. Moritz, and T. P. Devereaux, *Nature Commun.*, **5**: 3314 (2014).
183. D. Benjamin, I. Klich, and E. Demler, *Phys. Rev. Lett.*, **112**: 247002 (2014).
184. J. M. Tranquada, G. Xu, and I. A. Zaliznyak, *J. Magn. Magn. Mater.*, **350**: 148 (2014).