

86. Perron C, Bourot-Denise M *Int. J. Radiat. Appl. Instrum. D* **12** 29 (1986)
87. Donnelly J et al., in *Proc. of the 26th Intern. Cosmic Ray Conf., 1999*, OG1.1.30
88. Westphal A J et al. *Nature* **396** 50 (1998)
89. Binns E V et al. *Astrophys. J.* **346** 997 (1989)
90. Fowler P H et al. *Astrophys. J.* **314** 739 (1987)
91. Александров А Б и др. *УФН* **180** 839 (2010) [Aleksandrov A B et al. *Phys. Usp.* **53** 805 (2010)]
92. Aleksandrov A B et al., in *32nd Intern. Cosmic Ray Conf., Beijing, August 2011*
93. Ашитков В Д и др. *Краткие сообщения по физике ФИАН* (10) 22 (2011) [Ashitkov V D et al. *Bull. Lebedev Phys. Inst.* **38** (10) 297 (2011)]

PACS numbers: 74.25.Na, 74.25.Op, **74.50.+r**, **74.72.-h**, 74.72.Hs
DOI: 10.3367/UFNr.0182.201206h.0669

Высокотемпературные сверхпроводники в сильных и сверхсильных магнитных полях

С.И. Веденеев

1. Введение

Высокотемпературные сверхпроводники (высокие температуры сверхпроводящего перехода, T_c) — семейство материалов с общей структурной особенностью — относительно хорошо разделёнными медно-кислородными плоскостями. Их также называют купратами. Величина T_c , которая может быть достигнута в некоторых составах в этом семействе, является самой высокой среди температур сверхпроводящего перехода всех известных сверхпроводников. В настоящее время получено рекордно высокое значение $T_c = 135$ К (под давлением $T_c = 165$ К). Высокотемпературная сверхпроводимость появляется при легировании изолятора Мотта носителями заряда и существует в узком интервале концентраций носителей. На рисунке 1 приведена типичная фазовая диаграмма купратов. Дальний антиферромагнитный порядок (при $T = 0$) исчезает при концентрации дырок на атом меди $p \approx 0,03$, и сверхпроводимость в недолегированных образцах возникает при $p \approx 0,05$. Уровень оптимального легирования соответствует максимальной величине T_c .

Купраты с различными составами в нормальном и сверхпроводящем состояниях показывают целый ряд общих особенностей, многие из которых не могут быть объяснены в рамках теории Бардина–Купера–Шриффера (БКШ). Последовательной теории сверхпроводимости в купратах в настоящее время не существует. Так, с открытием высокотемпературной сверхпроводимости возникли три следующих крайне важных и фундаментальных вопроса.

— Образуют ли носители заряда в нормальном состоянии ферми-жидкость?

— Какова связь высоких T_c с псевдощелью — корреляциями нормального состояния, которые появляются при $T^* > T_c$ или ниже T_c , но выше верхнего критического поля H_{c2} ?

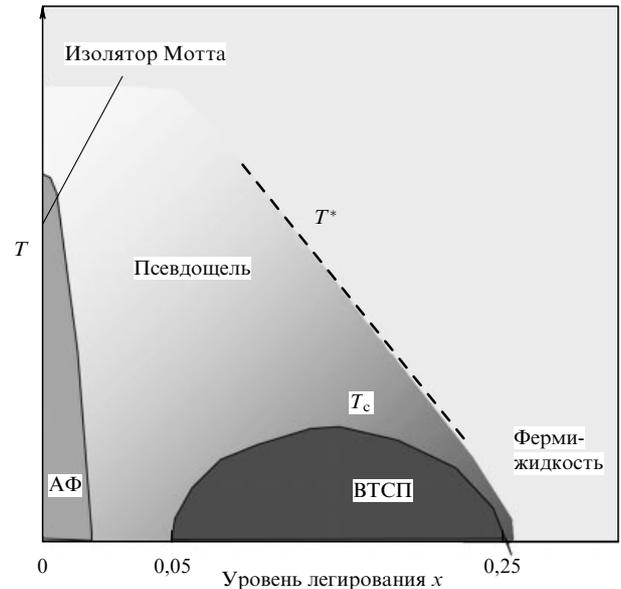


Рис. 1. Фазовая диаграмма купратов (АФ — антиферромагнетик).

— Какова природа сверхпроводящего перехода при T_c ?

Однозначный ответ получен пока лишь на первый вопрос. Для объяснения двух других вопросов было предложено несколько моделей. Наиболее обсуждаемыми являются две из них. Первая предполагает, что появление псевдощели при температурах выше T_c обусловлено неким влиянием антиферромагнитного упорядочения в высокотемпературном сверхпроводнике (ВТСП), которое возникает, когда он не легирован или слабо легирован носителями заряда. В этом случае сверхпроводящий переход происходит по обычному БКШ-сценарию с "закрытием" сверхпроводящей щели и исчезновением макроскопической волновой функции. Это должно означать, что состояние с псевдощелью по своей сути несовместимо с d-волновой сверхпроводимостью, которая имеет место в ВТСП, и поэтому конкурирует с ней. Вторая теория утверждает, что сверхпроводящий переход происходит по сценарию с фазовым разупорядочением, когда термически рождённые вихри нарушают фазовую когерентность дальнего действия, конденсат пар теряет фазовую жёсткость, но сохраняется при температурах, значительно превышающих T_c , в состоянии с псевдощелью. Эти два состояния должны очень мало различаться, но их различие является фундаментальным в механизме образования сверхпроводящих пар.

По мере изучения ВТСП стало ясно, что их сверхпроводящие свойства в значительной степени должны определяться их свойствами в нормальном состоянии, которые, как и первые, в большинстве своём являются аномальными и сильно изменяются с изменением концентрации носителей. Поэтому изучение проводимости монокристаллов ВТСП в нормальном состоянии, и особенно межслоевой проводимости, даёт информацию о свойствах квазичастиц, что весьма важно для понимания механизма высокотемпературной сверхпроводимости.

Одной из необычных особенностей свойств ВТСП в нормальном состоянии является сосуществование "металлической" температурной зависимости удельного сопротивления вдоль слоёв CuO_2 (ab -плоскости)

С.И. Веденеев. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, РФ
E-mail: vedeneev@sci.lebedev.ru

ρ_{ab} и "полупроводникового" поведения сопротивления в направлении, перпендикулярном слоям CuO_2 (вдоль оси c) ρ_c (см., например, [1–3]). Причём при подавлении сверхпроводимости магнитным полем зависимость ρ_c от температуры при низких температурах показывала $\log(1/T)$ -расходимость [4]. Такое очень разное поведение ρ_{ab} и ρ_c должно означать двумерную локализацию и несовместимость с ферми-жидкостным поведением [5]. Одновременно с этим в области температур, где зависимость $\rho_c(T)$ имела полупроводниковый характер, в ВТСП во многих экспериментах вдоль оси c наблюдалось отрицательное магнетосопротивление, которое иногда связывалось с закрытием псевдощели. Наблюдаемые полупроводниковое поведение $\rho_c(T)$ и отрицательное магнетосопротивление неоднократно обсуждались на языке различных моделей, таких как туннелирование вдоль оси c с сильным затуханием, прыжковая проводимость с межслоевым рассеянием, уменьшение плотности состояний квазичастиц из-за сверхпроводящих флуктуаций и др.

Особый интерес в физике носителей в сильнокоррелированных и разупорядоченных системах, к которым относятся ВТСП, представляет сосуществование сверхпроводимости и локализации. Последняя в металлической системе может привести к переходу металл–диэлектрик ($M-I$) [6]. Переход $M-I$ наблюдался в некоторых недолегированных системах ВТСП и характеризовался переходом к диэлектрическому поведению сопротивления $\rho_{ab}(T)$, которое увеличивалось как $\log(1/T)$ без насыщения (см., например, [4] и приведённые там ссылки).

Что касается псевдощели, которая наблюдалась в различных экспериментах (ядерный магнитный резонанс, фотоэмиссия, туннелирование и др.) с недолегированными ВТСП в нормальном состоянии, то одна группа авторов [7–9] считает, что псевдощель является предвестником появления сверхпроводимости и в этом состоянии нарушена сверхпроводящая фазовая когерентность тепловыми или квантовыми флуктуациями. Другая — полагает, что псевдощель имеет несверхпроводящую природу и может существовать в спиновой части спектра возбуждений при их разделении на спиновую и зарядовую части. Однако результаты измерения зависимости спиновой щели в экспериментах по измерению спиновой решёточной релаксации оказались сильно противоречивыми. Разные авторы, изучая различные системы ВТСП, нашли, что начало полупроводникового поведения $\rho_c(T)$ может как совпадать, так и не совпадать с открытием спиновой щели. В настоящее время отсутствует консенсус относительно природы псевдощели и её связи со сверхпроводимостью.

Наиболее воспроизводимые результаты в различных лабораториях мира получены при исследовании слоистых ВТСП на основе Bi . Температура сверхпроводящего перехода в Bi -купратах определяется числом (1, 2 или 3) двумерных плоскостей CuO_2 в элементарной ячейке. Это соединения $\text{Bi}_{2+x}\text{Sr}_{2-x}\text{CuO}_6$ (Bi2201) с $T_c = 0-13$ К, $\text{Bi}_{2-y}\text{La}_y\text{Sr}_2\text{CuO}_6$ (Bi(La)2201) с $T_c = 0-35$ К, $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ (Bi2212) с $T_c = 92$ К и $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ (Bi2223) с $T_c = 115$ К. Кристаллическая структура слоистых ВТСП на основе Bi вдоль оси c представляет собой систему одинаковых внутренних контактов (переходов) Джозефсона, где один, два или три соседних слоя CuO_2 разделены слоями $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{O}_4$, которые действуют как диэлектрический туннельный барьер. Такая слоистая

структура и является причиной очень большой анизотропии транспортных и магнитотранспортных свойств Bi -ВТСП.

Как известно, при изучении электронных характеристик металлов наибольший интерес представляют их свойства, измеренные при низких и сверхнизких температурах. В случае простых (БКШ) сверхпроводников такие исследования проводились в магнитном поле, которое переводило образцы в нормальное состояние. Поскольку критические магнитные поля H_{c2} в ВТСП очень велики, для изучения их низкотемпературных свойств в нормальном состоянии потребовались сильные (до 30 Тл) и сверхсильные (выше 30 Тл) магнитные поля. Однако уже первые исследования показали, что основные свойства у всех трёх систем, Bi2201 , Bi2212 и Bi2223 , весьма схожи. Так как величины H_{c2} в сверхпроводниках пропорциональны T_c , для изучения транспорта и магнитотранспорта естественно было использовать образцы однослойного соединения $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_6$ — низкотемпературной фазы Bi -ВТСП. К сожалению, однослойное соединение $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_6$ при стехиометрическом составе является диэлектриком. Обойти эту трудность удалось в монокристаллах Bi(La)2201 частичной заменой стронция лантаном или в монокристаллах $\text{Bi}_{2+x}\text{Sr}_{2-x}\text{CuO}_{6+\delta}$ с избытком висмута. Основные результаты нами были получены на монокристаллах Bi2201 с избытком Bi без легирования La , поскольку монокристаллы Bi2201 благодаря отсутствию примеси постороннего металла (La) имели более совершенную структуру. Кроме того, нормальное состояние в этих монокристаллах при оптимальном легировании было достижимо в постоянном магните! Таким образом, исследуя Bi2201 , можно было получить информацию и о свойствах высокотемпературных фаз ВТСП.

Выращивание монокристаллов $\text{Bi}_{2+x}\text{Sr}_{2-x}\text{CuO}_6$ и $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ и их полная характеристика производились в Физическом институте им. П.Н. Лебедева РАН (Москва). Магнитные измерения были выполнены во Франции в Лаборатории высоких магнитных полей (Grenoble High Magnetic Field Laboratory) в Гренобле и Национальной лаборатории импульсных магнитных полей (National Pulsed Magnetic Field Laboratory) в Тулузе.

2. Анизотропия сопротивления высокотемпературных сверхпроводников в нормальном состоянии

С помощью разработанного нами метода свободного роста кристаллов внутри газовых полостей в растворе-расплаве KCl [10, 11] были выращены высококачественные монокристаллы $\text{Bi}_{2+x}\text{Sr}_{2-x}\text{CuO}_{6+\delta}$ с различным уровнем легирования при $0,09 < x < 0,7$ и разными T_c , от 0 до 13 К. Размеры кристаллов составляли $(0,5-1,0)$ мм \times $(0,5-1,0)$ мм \times $(1-10)$ мкм. Качество кристаллов проверялось измерением DC-сопротивления (DC — Direct Current) и AC-восприимчивости (AC — Alternating Current) с помощью рентгеновской дифракции и электронной микроскопии. Полуширина кривых качания в рентгеновских исследованиях не превышала $0,1^\circ-0,3^\circ$ (в зависимости от размеров кристалла). Микроанализ состава образцов производился с помощью электронного микроскопа "Philips CM-30" с рентгеновским спектрометром. Катионный состав измерялся в различных областях кристалла (в 10–40 точках), и разброс данных не превышал 2%. Мы измерили коэффициент Холла в

нескольких кристаллах и нашли почти линейное соотношение между избытком Вi и концентрацией носителей, которое использовалось в дальнейшем. Было обнаружено, что оптимальное легирование в системе Bi2201 происходит при концентрации носителей на атом меди $p = 0,17$. Мы построили p - T_c -фазовую диаграмму для чистого (без легирования La) Bi2201 с уровнем легирования от $p = 0,09$ до $0,20$.

В широкой области температур, вплоть до температуры 20 мК, мы впервые измерили температурные зависимости сопротивлений $\rho_{ab}(T)$ и $\rho_c(T)$ и магнетосопротивлений $\rho_{ab}(H)$ и $\rho_c(H)$ в монокристаллах купрата Bi2201 с разным уровнем легирования ($T_c = 2,0 - 10,5$ К). Рисунок 2а-г показывает зависимости $\rho_{ab}(T)$ в полулогарифмическом масштабе (чтобы показать поведение ρ_{ab} в области низких температур) при различных фиксированных магнитных полях для нескольких образцов со значениями p между $0,12$ и $2,0$. Поскольку данные при величинах магнитного поля $H = 20,0$ и $H = 27,5$ Тл почти идентичны, можно полагать, что они действительно относятся к нормальному состоянию. Проводимость ρ_{ab} для двух недолегированных образцов с концентрацией носителей $p = 0,12$ (рис. 2а) и $0,13$ (рис. 2б) при уменьшении температуры сначала проходит через минимум, а затем при $T \approx 30$ К (рис. 2а) и $T \approx 10$ К (рис. 2б) увеличивается как $\log(1/T)$ в соответствии с началом локализации [4, 13]. Как отмечалось выше, Оно и др. [4] в недолегированных образцах Bi(La)2201 и $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (LSCO) обнаружили $\log(1/T)$ -зависимость для ρ_{ab} при температурах от 30 до $0,3$ К без насыщения при низких температурах. Однако, как можно видеть из рис. 2а, б, ρ_{ab} в Bi2201 при сверхнизких температурах, $T = 0,04 - 0,2$ К, в очень высоких полях показывает отклонение от $\log(1/T)$ -зависимости. Это отклонение не связано с близостью сверхпроводящего перехода, так как поведение $\rho_{ab}(T)$ в магнитных полях величиной 20 и $27,5$ Тл идентично. Более того, данные при $H = 27,5$ Тл на рис. 2б лежат ниже данных при $H = 20$ Тл. Мы интерпретируем

начало насыщения ρ_{ab} как подавление локализации магнитным полем.

Наоборот, $\rho_{ab}(T)$ для слегка недолегированного и перелегированного образцов с $p = 0,16$ (рис. 2в) и $0,2$ (рис. 2г) оказывается постоянной при температурах ниже 5 К и ясно показывает металлическое поведение в нормальном состоянии. По всей вероятности, переход металл-диэлектрик в Bi2201 лежит в недолегированной области ($p < 0,16$), как и для Bi(La)2201 [4]. С увеличением концентрации носителей диэлектрическое поведение $\rho_{ab}(T)$ постепенно сменяется металлическим.

Рисунок 2д-з показывает зависимости $\rho_c(T)$ в полулогарифмическом масштабе при различных фиксированных значениях магнитного поля для тех же самых образцов, что и на рис. 2а-г с p между $0,12$ и $2,0$. Сильное магнитное поле подавляет возрастание сопротивления с уменьшением температуры и в случае слегка недолегированного или перелегированного монокристаллов $\rho_c(T)$ проявляет тенденцию к насыщению. Видно, что с увеличением концентрации носителей $\log(1/T)$ -поведение $\rho_c(T)$ в нормальном состоянии, как и $\rho_{ab}(T)$, постепенно сменяется металлическим и начало проявления такого поведения смещается к более высоким температурам при увеличении p . Наши данные для $\rho_c(T)$ сильно противостоят полученным на монокристаллах LSCO и Bi(La)2201 результатам [5, 14], которые показывают $\log(1/T)$ -расходимость в нормальном состоянии при $T \ll T_c$ (до $0,66$ К). По мнению авторов этих работ, одновременное металлическое поведение ρ_{ab} и полупроводниковое поведение ρ_c однозначно доказывали неферми-жидкостную природу Bi(La)2201. Однако, как видно из рис. 2д-з, мы не имеем никаких доказательств $\log(1/T)$ -расходимости при низких температурах в недолегированных монокристаллах Bi2201, и ρ_c в слегка недолегированном и перелегированном образцах Bi2201 при $T < T_c$ в самых высоких из использованных нами в эксперименте полях почти не зависит от температуры. Это означает, что механизм переноса зарядов в низко-температурном пределе, $T/T_c \rightarrow 0$, одинаков для ab - и c -направлений.

Для характеристики межслоевой связи в ВТСП часто используется параметр анизотропии удельного сопротивления ρ_c/ρ_{ab} . (Этот параметр в наших экспериментах достигал величины $2,2 \times 10^4$ вблизи T_c .) Как и в предыдущих работах, отношение ρ_c/ρ_{ab} в нулевом поле сильно зависело от температуры, что позволило авторам этих работ предположить различный механизм переноса зарядов вдоль и поперёк слоёв CuO_2 . По нашим измерениям, отношение ρ_c/ρ_{ab} в нормальном состоянии при низких температурах в очень сильных магнитных полях практически не зависело от температуры при всех уровнях легирования образцов. Насыщение ρ_c/ρ_{ab} лишней раз свидетельствует об одинаковом и трёхмерном характере транспорта в монокристаллах Bi2201 в сильных магнитных полях.

3. Теплопроводность монокристаллов Bi2201

Как отмечалось в разделе 2, одним из центральных вопросов физики ВТСП является степень справедливости теории ферми-жидкости Ландау при описании элементарных возбуждений их основного состояния. ВТСП относятся к легированным моттовским диэлектрикам с сильным кулоновским отталкиванием (не учитываемым в ферми-жидкостном подходе), и недавно появи-

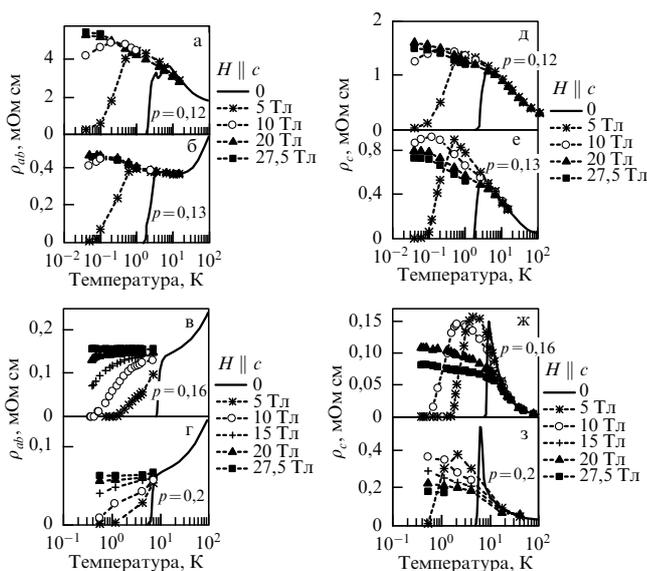


Рис. 2. Зависимости ρ_{ab} (а-г) и ρ_c (д-з) от температуры в полулогарифмическом масштабе при различных фиксированных магнитных полях для нескольких, но одних и тех же образцов с концентрацией носителей на атом меди p между $0,12$ и $2,0$ [12].

лись работы о нарушении теории ферми-жидкости в ВТСП-купратах [15]. Установить, до какой степени это становится препятствием для образования квазичастиц в пределе нулевой температуры, можно, измеряя теплопроводность в нормальном состоянии при сверхнизких температурах. Это даёт возможность проверить справедливость универсального для ферми-жидкости закона Видемана–Франца (ВФ), из которого следует, что электропроводность σ и теплопроводность κ квазичастиц связаны универсальной постоянной $\kappa/\sigma T = L_0 = 2,44 \times 10^{-8}$ Вт Ом К⁻². Поскольку свойства ВТСП сильно зависят от уровня легирования, особенно важно было изучить, насколько сильно нарушается закон ВФ при изменении уровня легирования в купратах. Для таких измерений мы выбрали монокристаллы Bi2201, так как доступных магнитных полей величиной до 28 Тл было достаточно, чтобы перевести образцы в нормальное состояние при температурах вплоть до 90 мК. Такие измерения были выполнены впервые. Поскольку теплопроводность при сверхнизких температурах в таких высоких полях (> 15 Тл) до сих пор никем не измерялась, нами было разработано и изготовлено специальное оборудование. В этих же экспериментах измерялась температурная зависимость сопротивления образцов, что было необходимо для согласования данных по электро- и теплопроводности. Измерение сверхнизких температур в сильных полях в вакууме является непростой задачей, и мы применяли термометры на основе кулоновской блокады — решётки одноэлектронных туннельных переходов фирмы "Nanoway" (Финляндия).

Было найдено, что вблизи уровня оптимального легирования, при $p = 0,17$, в монокристаллах Bi2201 линейный член в температурной зависимости теплопроводности, который соответствует электронной теплопроводности, очень близок к величине, определяемой законом ВФ, и, следовательно, элементарные возбуждения, которые переносят заряд и тепло в оптимально легированных купратах, — фермионы. С уменьшением легирования в образцах закон ВФ нарушается. Степень отклонения увеличивалась с уменьшением уровня легирования. Линейный член в температурной зависимости теплопроводности возрастал и при $p = 0,12–0,13$ в несколько раз превышал величину, которая следует из закона ВФ. На рисунке 3 показаны экспериментальные значения числа Лоренца $L = \kappa/\sigma T$, нормированные на L_0 , для четырёх монокристаллов Bi2201 с разным уровнем легирования (тёмные квадраты). На вставке наши результаты показаны вместе с аналогичными данными, полученными другими авторами на образцах купратов $\text{Pr}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ (PCCO), $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_6$ (Tl2201) и LSCO. Горизонтальной линией показана величина L/L_0 , ожидаемая из закона ВФ. Затемнённая область на рисунке соответствует диэлектрику. Эти результаты однозначно указывают, что в ВТСП-купратах в недолегированном режиме по мере удаления от состояния с оптимальным уровнем легирования и приближения к состоянию диэлектрика теория ферми-жидкости нарушается.

4. Верхнее критическое магнитное поле и его анизотропия в монокристаллах Bi2201

Несмотря на то что верхнее критическое магнитное поле $H_{c2}(0)$ является одним из основных параметров в проблеме высокотемпературной сверхпроводимости, до сих пор существует некоторая неоднозначность его вели-

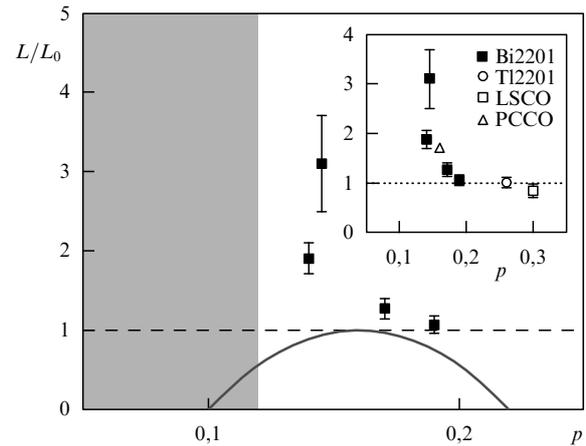


Рис. 3. Экспериментальные значения числа Лоренца $L = \kappa/\sigma T$, нормированные на L_0 , для четырёх монокристаллов Bi2201 с разным уровнем легирования (тёмные квадраты). Затемнённая область соответствует диэлектрику. На вставке приведены наши результаты вместе с аналогичными данными, полученными другими авторами на образцах купратов $\text{Pr}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$, $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_6$ и $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$. Горизонтальной линией показана величина L/L_0 , ожидаемая из закона ВФ [16, 17].

чины и температурной зависимости $H_{c2}(T)$. Ввиду больших величин критических магнитных полей в ВТСП измерения проводились при температурах, близких к T_c , и значения $H_{c2}(0)$ определялись экстраполяцией данных к нулевой температуре. Благодаря структурной простоте и низким величинам T_c низкотемпературные фазы ВТСП являются идеальным выбором для этих исследований. Первые эксперименты с монокристаллами Tl2201 (T_c около 20 К) [18] и плёнками Bi2201 (T_c около 15 К) [19] в сильных магнитных полях показали аномальную температурную зависимость $H_{c2}(T)$. С уменьшением температуры кривые магнетосопротивления смещались в область высоких полей, но насыщения H_{c2} не наблюдалось. Величины $H_{c2}(0)$ значительно превосходили ожидаемые из наклона dH_{c2}/dT вблизи T_c . Такое экзотическое поведение $H_{c2}(T)$ не могло быть объяснено никакими общепринятыми моделями.

Мы выполнили тщательные исследования $H-T$ -фазовой диаграммы для магнитных полей, приложенных параллельно и перпендикулярно проводящим плоскостям в монокристаллах Bi2201. Измерения проводились на слегка недолегированных образцах с концентрацией носителей на атом меди $p = 0,15–0,16$ и $T_c = 7–9$ К. Было измерено магнетосопротивление образцов в постоянных (до 28 Тл) и импульсных (до 55 Тл) магнитных полях в широкой области температур, вплоть до 40 мК и 0,4 К соответственно. Вследствие низкой величины T_c значение поля 52 Тл оказалось достаточным для подавления сверхпроводимости при $T/T_c = 0,04$ в параллельной конфигурации. В импульсных полях одинаковые результаты были получены как при возрастании поля (в течение 26 мс), так и при его уменьшении (в течение 110 мс), что исключало возможный нагрев образца вихревыми токами. Резистивное верхнее критическое магнитное поле H_{c2}^* соответствовало значению поля, при котором сопротивление вдоль оси c или ab -плоскости достигало величины для нормального состояния при данной температуре. На рисунке 4а и б показаны кривые перехода в нормальное состояние одного из монокрис-

таллов Bi2201 в магнитном поле, направленном вдоль оси c и ab -плоскости соответственно, при разных температурах. Как видно из рис. 4в, экспериментальные данные для $H_{c2\perp ab}^*$ в полях, перпендикулярных ab -плоскости (точки в нижней части рисунка), в области температур $T/T_c = 0,04 - 1,00$ хорошо описывались теорией Вертхамера–Гельфанда–Хоэнберга (Werthamer, Helfand и Hohenberg, WHH), основанной на орбитальном механизме подавления сверхпроводимости в простых сверхпроводниках. В случае магнитных полей, параллельных ab -плоскости, данные для $H_{c2\parallel ab}^*(T)$ при $T/T_c < 0,8$ сильно отклонялись от WHH-кривой и показывали насыщение при $H = 52$ Тл, а не при 92 Тл — величине, следующей из данных вблизи T_c согласно WHH-теории. При $T = 0,38$ К анизотропия $H_{c2\parallel ab}^*/H_{c2\perp ab}^*$ равнялась 1,9.

Другим свидетельством недостаточности орбитального механизма для описания поведения H_{c2}^* слоистого купрата в параллельном магнитном поле может служить переход от описания через H_{c2}^* к описанию на языке длины когерентности ξ в анизотропной теории Гинзбурга–Ландау (ГЛ) в предположении, что выражения, связывающие H_{c2}^* и ξ , справедливы в широкой области температур. Используя экспериментальные данные для H_{c2}^* , мы нашли, что температурная зависимость длины когерентности в ab -плоскости, $\xi_{ab}(T)$, хорошо описывалась теорией ГЛ, тогда как длина когерентности в поперечном направлении, ξ_c , полученная из данных $H_{c2\parallel ab}^*(T)$, не зависела от температуры и была очень близка к величине расстояния между ab -плоскостями в Bi2201. Полученные результаты в параллельном магнитном поле не согласуются и с теориями, предполагающими 3D–2D-кроссовер при низких температурах при исчезновении связи между слоями. В наших экспериментах такой кроссовер не наблюдался. Мы показали, что сверхпроводимость в слоистых монокристаллах в параллельном поле ограничивается парамагнитным эффектом, и в приближении теории ГЛ получили выражение для парамагнитного ограничивающего поля, что дало величину $H_{c2\parallel ab}^*(0)$, близкую к экспериментальной.

Как отмечалось выше, к необычным особенностям свойств ВТСП в нормальном состоянии следует отнести тот факт, что в области температур, где зависимость $\rho_c(T)$ имеет полупроводниковый характер, вдоль оси c наблюдается отрицательное магнетосопротивление, $\rho_c(H)$, которое иногда связывается с псевдощелью. На рисунке 5а показана такая зависимость $\rho_c(H)$ при температурах 4,2–0,4 К в импульсных магнитных полях до 55 Тл и на вставке приведена зависимость $\rho_c(H)$ при температурах 0,9–0,04 К в постоянных полях до 27 Тл для монокристалла Bi2201. При подавлении сверхпроводимости магнитным полем сопротивление образца возрастает, достигает максимума при некоторой величине поля H_p^c и затем уменьшается. Авторы многих работ полагали, что в поле H_p^c образец переходит в нормальное состояние, и отождествляли H_p^c с верхним критическим магнитным полем H_{c2} . Причём отрицательное магнетосопротивление $\rho_c(H)$ в нормальном состоянии связывалось с постепенным "закрытием" псевдощели [23].

С другой стороны, в работах [2, 24, 25] в попытке объяснить отрицательное магнетосопротивление $\rho_c(H)$ было предположено, что межслоевая проводимость в Bi2212 определяется суммой двух параллельных процессов: джозефсоновского и квазичастичного туннелирования. Объединяя результаты наших измерений магнетосо-

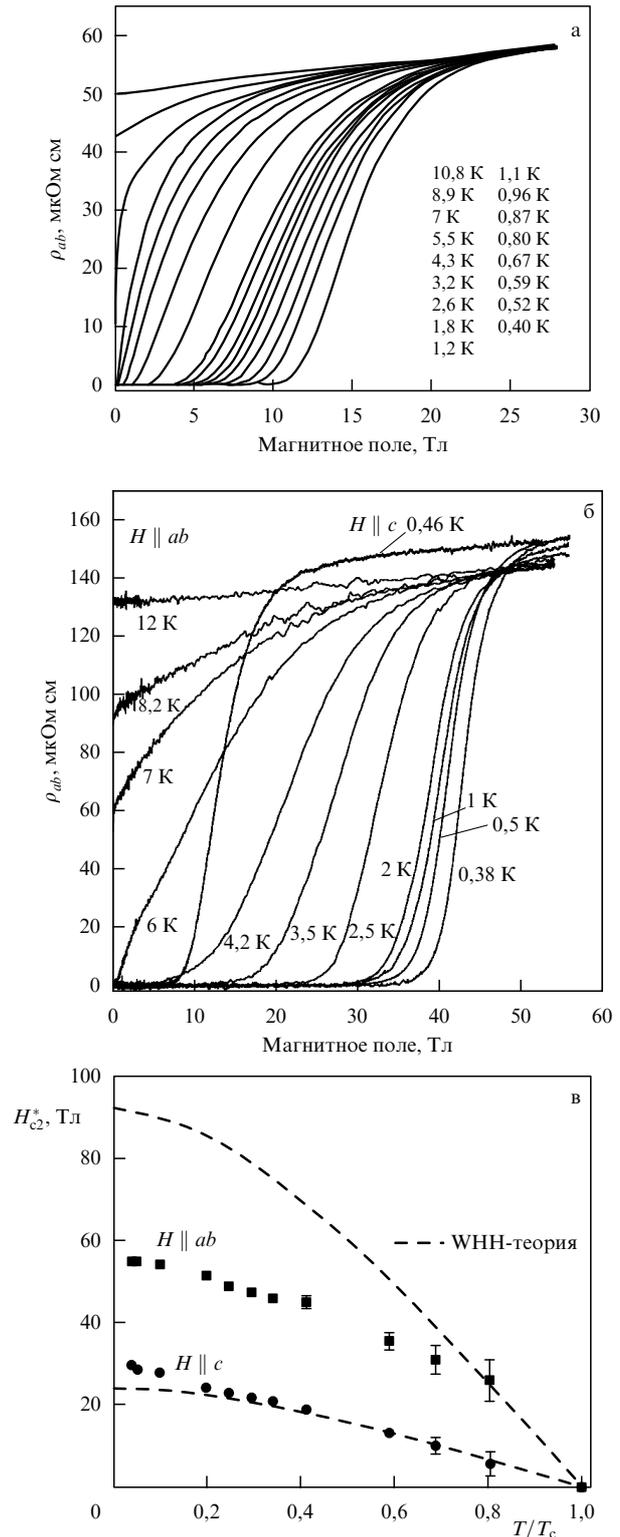


Рис. 4. Кривые перехода в нормальное состояние одного из монокристаллов Bi2201 в магнитном поле, направленном вдоль оси c (а) и ab -плоскости (б) при разных температурах. (в) Резистивное верхнее критическое магнитное поле H_{c2}^* , определённое по 100% сопротивлений в нормальном состоянии, показанных на рис. а и б, как функция приведённой температуры T/T_c для двух ориентаций $H_{c2\perp ab}^*$ (кружки) и $H_{c2\parallel ab}^*$ (квадраты). Штриховыми линиями показаны теоретические WHH-кривые [20, 21].

противлений $\rho_{ab}(H, T)$, $\rho_c(H, T)$ и межслоевого магнитотуннелирования в монокристаллах Bi2201, мы показали, что при максимуме $\rho_c(H)$ исчезает джозефсоновская

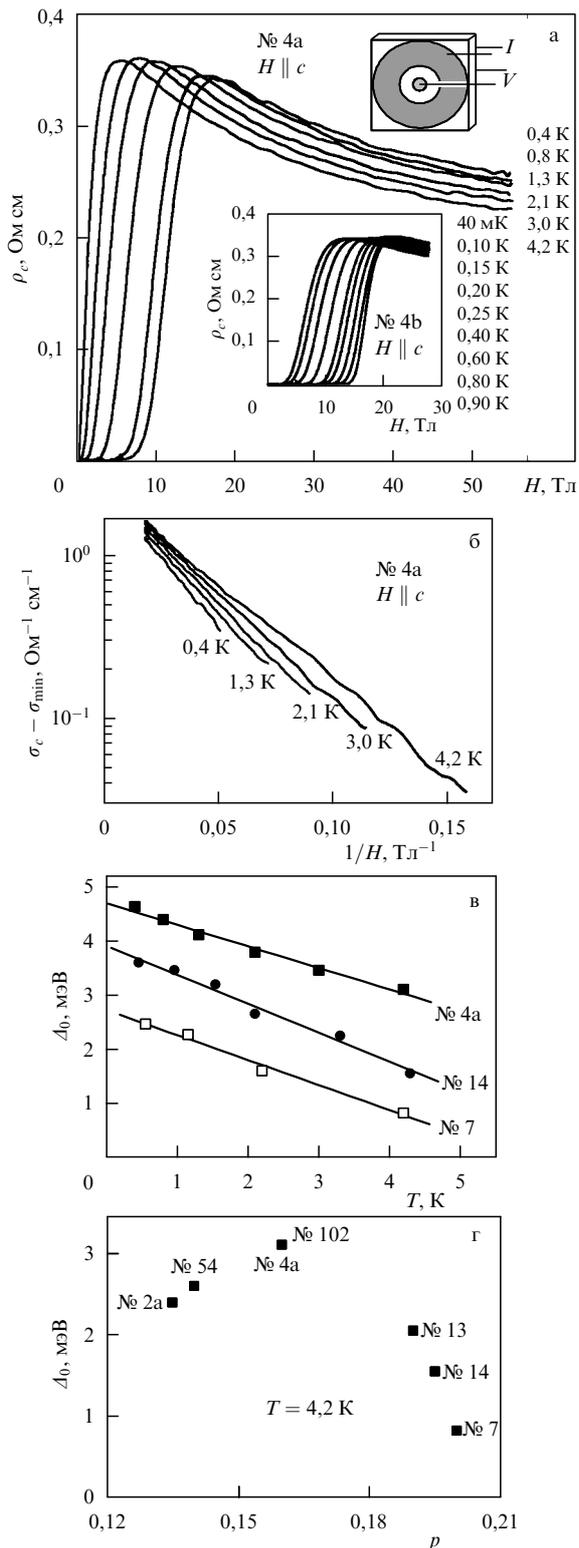


Рис. 5. (а) Зависимость $\rho_c(H)$ при температурах 4,2–0,4 К в импульсных магнитных полях до 55 Тл (образец 4а) для монокристалла Bi2201 при ориентации $H_{c2\perp ab}^*$. На вставке в средней части рисунка приведена та же зависимость при температурах 0,9–0,04 К в постоянных полях до 27 Тл (образец 4b). На вставке в правом верхнем углу рисунка показано расположение токовых и потенциальных контактов. (б) Межслоевая проводимость, полученная из данных, приведённых на рис. а, в полулогарифмическом масштабе как функция обратного магнитного поля при различных температурах. (в) Температурная зависимость энергетической щели Δ_0 для трёх монокристаллов Bi2201 с различным уровнем легирования (0,16; 0,19 и 0,2). (г) Зависимость Δ_0 от уровня легирования для различных образцов Bi2201 (номера которых указаны на рисунке) [22].

компонента межслоевого тока и остаётся лишь квазичастичное туннелирование, причём $H_p^c \ll H_{c2}^*$. Мы получили первое доказательство того, что в ВТСП-купратах в псевдощелевом состоянии сохраняются неоднородно распределённые спиновые корреляции даже после подавления сверхпроводимости и локальных сверхпроводящих корреляций. Имеется четыре характерных величины магнитного поля $H_p^c < H_{c2}^* < H^{\text{onset}} < H^*$, где:

1) H_p^c — поле, при котором подавляется фазовая когерентность вдоль оси c между сверхпроводящими слоями CuO_2 (ab -плоскостями);

2) H_{c2}^* — поле, при котором устанавливается нормальное сопротивление в ab -плоскостях, т.е. подавляется фазовая когерентность в слоях CuO_2 ;

3) H^{onset} — поле, при котором подавляются локальные сверхпроводящие корреляции в несвязанных областях ab -плоскостей;

4) H^* — поле, при превышении которого разрушаются все спиновые (spin-singlet) корреляции.

Наконец, мы показали, что отрицательное магнетосопротивление $\rho_c(H)$ образцов Bi2201 в полях, превышающих H_p^c , экспоненциально насыщается с возрастанием магнитного поля и межслоевая проводимость монокристаллов может быть описана функционалом вида $\sigma_c = \sigma_0 \exp(-\Delta_0/g\mu_B H)$, где Δ_0 — независимая от магнитного поля энергетическая щель, которую мы определили как псевдощель, или спиновую щель, μ_B — магнетон Бора. Тогда из наклона линейной зависимости $\ln \sigma_c$ от $1/H$ (рис. 5б) можно найти Δ_0 , а из изменения этого наклона с изменением температуры можно получить зависимость Δ_0 от температуры. Как видно из рис. 5в, на котором приведены данные для трёх монокристаллов Bi2201, эта зависимость является линейной, причём Δ_0 уменьшается с возрастанием температуры. Кроме того, величина Δ_0 оказалась близкой к величине сверхпроводящей щели и её зависимость от уровня легирования имела максимум при той же величине p , что и T_c (рис. 5г). В несверхпроводящих образцах $H_p^c = 0$ и $H_{c2}^* = 0$.

5. Зависимость сверхпроводящей щели и псевдощели монокристаллов $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ (Bi2212) от магнитного поля

Хорошо известно, что в простых сверхпроводниках достаточно сильное магнитное поле индуцирует их переход в нормальное состояние. Магнитное поле подавляет сверхпроводимость в результате орбитального эффекта, который разрушает куперовские пары, или через парамагнетизм Паули спинов электронов. Эти эффекты хорошо изучены в БКШ-сверхпроводниках. Так, в массивных образцах доминирует орбитальный эффект, тогда как в тонких плёнках сверхпроводимость разрушается вследствие эффекта Паули. Теория ГЛ и БКШ-теория предсказывают, что в магнитном поле сверхпроводящая энергетическая щель 2Δ должна уменьшаться с увеличением поля и становиться равной нулю при достижении полем величины H_{c2} . Это предсказание было подтверждено, в частности, с помощью туннельной спектроскопии — наиболее информативного метода исследования сверхпроводников, поскольку проводимость туннельного перехода прямо пропорциональна плотности состояний квазичастиц.

Было получено много доказательств, что магнитные свойства ВТСП существенно отличаются от свойств БКШ-сверхпроводников. Естественно, ожидалось и различное

поведение сверхпроводящей щели в магнитном поле. Например, общепринятым считается, что в отличие от БКШ-сверхпроводников, обладающих s -симметрией, ВТСП имеют $d_{x^2-y^2}$ -симметрию параметра порядка и потому сверхпроводящая щель может быть различной в разных направлениях (см., например, [26]). Однако, несмотря на многократное наблюдение энергетической щели в широко исследуемых туннельным методом образцах Bi2212, изменения щели в магнитном поле обнаружено не было.

Предварительно мы подробно исследовали плотность состояний квазичастиц, используя высококачественные туннельные переходы на микротрещине (типа разломных контактов (break-junctions)) монокристаллов Bi2212 при сверхнизких температурах (30–50 мК) в магнитных полях вплоть до величины 26 Тл [27]. В этих экспериментах мы также не наблюдали больших изменений щели. Кроме того, мы не смогли объяснить наши результаты ни чистым s -спариванием, ни чистым $d_{x^2-y^2}$ -спариванием.

В недавних исследованиях монокристаллов Bi2212 с помощью фотоэмиссии с высоким угловым разрешением (Angle-Resolved Photoemission Spectroscopy, ARPES) была найдена спектральная щель вблизи нодальной области импульсного пространства, которая открывалась при T_c и имела температурную зависимость, близкую к таковой в теории БКШ [28, 29], тогда как в других направлениях щель была менее чувствительна к T_c и изменялась в соответствии с T^* . Наблюдаемое большое изменение температурной зависимости спектральной щели при движении вдоль поверхности Ферми в ARPES-экспериментах позволяло надеяться, что и зависимость энергетической щели от магнитного поля будет различной в разных точках ферми-поверхности. Учитывая тот факт, что перестройка наших туннельных переходов на микротрещине в жидком гелии позволяла получать большое число туннельных контактов в различных местах микротрещины в монокристалле, мы попытались найти эту щель и изучить её зависимость от магнитного поля.

На рисунке 6а приведены дифференциальные проводимости туннельного перехода dI/dV как функции напряжения смещения V (для наглядности все кривые сдвинуты вверх относительно нижней кривой). Они являются типичными для туннельных переходов сверхпроводник – диэлектрик – сверхпроводник и характеризуются резкими максимумами при напряжении $\pm V = \pm 2\Delta/e$. Сверхпроводящая щель, определённая как половина расстояния между основными максимумами, равна 45 мэВ при $T = 4,2$ К. Соответственно, приведённое значение щели $2\Delta/k_B T_c \simeq 6,2$. Видно, что с возрастанием магнитного поля основные щелевые максимумы на рис. 6а уменьшаются по амплитуде и смещаются в область меньших напряжений. Единственным объяснением такого поведения туннельных спектров может быть подавление сверхпроводящей щели магнитным полем. В противоположность результатам предыдущих исследований, в которых магнитное поле практически не действовало на наблюдаемую энергетическую щель, мы впервые обнаружили сверхпроводящую щель, которая значительно подавлялась магнитным полем (до 50 % при $H = 20$ Тл). Это является прямым подтверждением связи обнаруженной щели со сверхпроводимостью.

На рисунке 6б мы показываем зависимость энергетической щели 2Δ от магнитного поля в полулогарифмическом масштабе, для образца 1, найденную из рис. 6а. Приведены также данные для туннельных переходов для

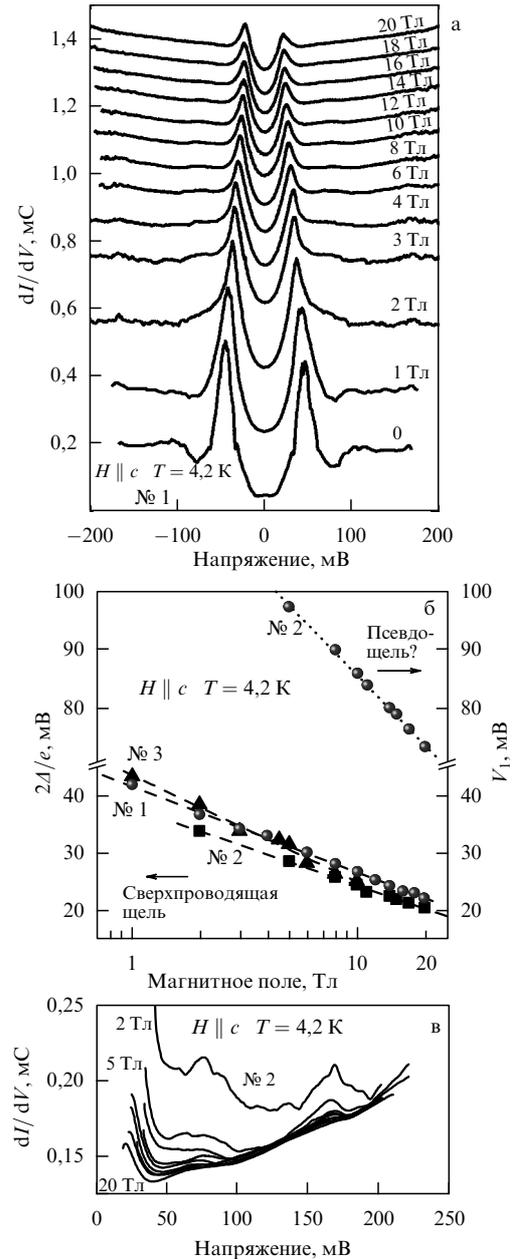


Рис. 6. (а) Дифференциальная проводимость dI/dV как функция напряжения смещения V для туннельного перехода на микротрещине монокристалла Bi2212 при $T = 4,2$ К для различных магнитных полей, параллельных оси c (для ясности все кривые сдвинуты вверх относительно нижней кривой). (б) Зависимость сверхпроводящей щели 2Δ от магнитного поля в полулогарифмическом масштабе, найденная по данным, приведённым на рис. а. Приведены также данные для других туннельных переходов, полученные на других монокристаллах Bi2212, чтобы показать воспроизводимость полевой зависимости 2Δ . (в) Части зависимости $dI/dV(V)$ при положительном напряжении смещения выше щелевого максимума для туннельного перехода, изготовленного на образце 2, при $T = 4,2$ К в различных магнитных полях, перпендикулярных ab -плоскости [30].

образцов 2 и 3 монокристаллов Bi2212, чтобы показать воспроизводимость полевой зависимости 2Δ . Видно, что 2Δ уменьшается логарифмически с увеличением магнитного поля (штриховые линии), хотя мы не можем исключить экспоненциальной зависимости, которая также разумно согласуется с экспериментальными данными. Более важно, что наблюдаемая зависимость 2Δ от магнитного поля не соответствует теории ГЛ, которая пред-

сказывает $\Delta(H) = \Delta(0)[1 - (H/H_{c2})^2]^{1/2}$, так что сверхпроводящая щель должна быть почти независимой от магнитного поля при $H \ll H_{c2}$, а у нас она уменьшается вдвое.

Поскольку оценки верхнего критического поля H_{c2} для Bi2212 дают значение около 90 Тл [23], величина магнитного поля в данных экспериментах оказывается недостаточной для того, чтобы подавить сверхпроводимость при $T = 4,2$ К. Этим объясняется, почему мы наблюдали лишь уменьшение сверхпроводящей щели вдвое. Для того чтобы подтвердить сохранение логарифмического поведения 2Δ при магнитных полях вплоть до H_{c2} , требуются измерения в более сильных полях, тем более что линейная экстраполяция данных на рис. 6б даёт неразумно большую величину H_{c2} (несколько сотен тесла).

Как видно из рис. 6а, в туннельных спектрах имеется заметная дополнительная структура при напряжениях выше основных щелевых максимумов. Эта структура провал–горб (dip-and-hump) является предметом длительных дискуссий, и до сих пор не ясно, связана ли она с псевдощелью или отражает эффекты сильной связи, как и в простых сверхпроводниках. Из рисунка 6а также видно, что провал и горб коррелируют друг с другом: с увеличением магнитного поля оба размываются с быстрым уменьшением амплитуды и смещаются одновременно в сторону меньших напряжений вслед за щелевым максимумом. Поведение этой структуры более ясно видно из рис. 6в, на котором мы приводим части зависимостей $dI/dV(V)$ при положительном напряжении смещения выше щелевого максимума для туннельного перехода, изготовленного на образце 2, при $T = 4,2$ К и различных магнитных полях, перпендикулярных ab -плоскости. Обращает на себя внимание тот факт, что провал–горб-структура с увеличением магнитного поля смещается в сторону меньших напряжений значительно быстрее, чем основной максимум, связанный со сверхпроводящей щелью. На рисунке 6б приведена зависимость положения этой структуры на оси напряжений, V_1 , от магнитного поля, которая определялась измерением второй производной $d^2I/dV^2(V)$. По этой причине нельзя связать провал–горб-структуру с эффектами сильной связи, поскольку при её смещении в магнитном поле одновременно с основным "щелевым" максимумом разность между положением максимума и положением структуры на оси напряжений должна оставаться постоянной. Однако из рис. 6б видно, что это не так. Кажется более разумным предположить, что провал–горб-структура связана с псевдощелью, которая существует в широкой области импульсного пространства. Разный наклон зависимостей щели и провал–горб-структуры на рис. 6б указывает на различное действие магнитного поля на сверхпроводящую щель и псевдощель и предполагает отсутствие корреляции между ними в Bi2212.

На рисунке 6а, виден ещё один максимум при более высоком напряжении смещения, который также размывается и уменьшается с возрастанием поля, однако, поскольку его положение на оси напряжений в поле не изменяется, по-видимому, он связан с неупругим процессом в туннельном барьере.

6. Заключение

В статье кратко приведены результаты магнитотранспортных и магнитотуннельных исследований монокристаллов высокотемпературных сверхпроводников $\text{Bi}_{2+x}\text{Sr}_{2-x}\text{CuO}_6$ (Bi2201) и $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ (Bi2212) в сильных и сверхсильных магнитных полях в широкой области температур, вплоть до 20 мК. В монокристаллах Bi2201 при $T \approx T_c$ анизотропия сопротивления $\rho_c/\rho_{ab} \approx 10^4$. При низких температурах в Bi2201 в нормальном состоянии с уменьшением концентрации носителей наблюдается переход металл–диэлектрик. В пределе $T \rightarrow 0$ механизм переноса заряда в ab -плоскости и вдоль оси c одинаков (анизотропное трёхмерное поведение). Закон Видемана–Франца справедлив в чистых оптимально легированных монокристаллах Bi2201. Отклонение появляется с уменьшением уровня легирования в окрестности перехода металл–диэлектрик. Элементарные возбуждения, которые переносят заряд и тепло в купратах, — фермионы. Исходя из анизотропии сопротивления в Bi2201 анизотропия верхнего критического магнитного поля, согласно анизотропному ГЛ-соотношению, должна быть около 100, тогда как при $T = 0,38$ К анизотропия $H_{c2\parallel ab}^*/H_{c2\perp ab}^*$ оказалась равной 1,9. При низких температурах сверхпроводимость начинает нарушаться в полях, больших 30 Тл, из-за парамагнетизма Паули. В ВТСП-купратах имеются четыре характерные величины магнитного поля: $H_p^c < H_{c2}^* < H_{\text{onset}}^* < H^*$. Сверхпроводящая щель и псевдощель в ВТСП существенно зависят от магнитного поля, но его воздействие на эти щели различно.

Список литературы

1. Martin S et al. *Phys. Rev. B* **41** 846 (1990)
2. Briceño G, Crommie M F, Zettl A *Phys. Rev. Lett.* **66** 2164 (1991)
3. Forro L *Phys. Lett. A* **179** 140 (1993)
4. Ono S et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 638 (2000)
5. Ando Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **77** 2065 (1996); *Phys. Rev. Lett.* **79** 2595 (1997), Erratum
6. Anderson P W *Phys. Rev.* **109** 1492 (1958)
7. Emery V J, Kivelson S A *Nature* **374** 434 (1995)
8. Hotta T, Mayr M, Dagotto E *Phys. Rev. B* **60** 13085 (1999)
9. Maly J, Jankó B, Levin K *Phys. Rev. B* **59** 1354 (1999)
10. Gorina J et al. *Solid State Commun.* **91** 615 (1994)
11. Martovitsky V P, Gorina J I, Kaljushnaia G A *Solid State Commun.* **96** 893 (1995)
12. Vedenev S I, Maude D K *Phys. Rev. B* **70** 184524 (2004)
13. Jing T W et al. *Phys. Rev. Lett.* **67** 761 (1991)
14. Ando Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **75** 4662 (1995)
15. Hill R W et al. *Nature* **414** 711 (2001)
16. Bel R et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 177003 (2004)
17. Proust C et al. *Phys. Rev. B* **72** 214511 (2005)
18. Mackenzie A P et al. *Phys. Rev. Lett.* **71** 1238 (1993)
19. Osofsky M S et al. *Phys. Rev. Lett.* **71** 2315 (1993)
20. Vedenev S I et al. *Phys. Rev. B* **60** 12467 (1999)
21. Vedenev S I et al. *Phys. Rev. B* **73** 014528 (2006)
22. Vedenev S I et al. *Phys. Rev. B* **75** 064512 (2007)
23. Shibauchi T et al. *Phys. Rev. Lett.* **86** 5763 (2001)
24. Gray K E, Kim D H *Phys. Rev. Lett.* **70** 1693 (1993)
25. Morozov N et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 1784 (2000)
26. Won H, Maki K *Phys. Rev. B* **49** 1397 (1994)
27. Vedenev S I, Maude D K *Phys. Rev. B* **72** 144519 (2005)
28. Lee W S et al. *Nature* **450** 81 (2007)
29. Chien C-C et al. *Phys. Rev. B* **79** 214527 (2009)
30. Vedenev S I, Piot B A, Maude D K *Phys. Rev. B* **81** 054501 (2010)