

Особенности псевдощелевого и сверхпроводящего состояний $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$

О. В. Мисочко¹⁾, Н. Георгиев⁺²⁾, Т. Декорси⁺²⁾, М. Хелм⁺²⁾

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

⁺ Institute for Ion Beam Physics and Materials Research, D-01314 Dresden, Germany

Поступила в редакцию 13 мая 2002 г.

Методом отражения света с фемтосекундным временным разрешением исследована релаксационная динамика решетки и низкоэнергетичных квазичастиц сверхпроводника $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ в широком диапазоне температур. Показано, что для $T > T_c$ существуют две области температур с качественно и количественно отличной динамикой возбуждений, а переход между этими областями имеет гистерезисный характер. Также установлено, что характер изменения релаксационной динамики носителей заряда в сверхпроводящем состоянии свидетельствует об анизотропной щели с нулями на ферми-поверхности.

PACS: 74.25.Kc, 74.72.Bk, 74.76.Bz, 78.47.+p

В последние годы одним из основных вопросов высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП) является изучение физики псевдощелевого состояния, которое реализуется в металлической фазе при температурах $T^* > T_c$ [1, 2]. Сейчас это, по-видимому, один из самых актуальных вопросов физики высокотемпературной сверхпроводимости и его решение, несомненно, будет способствовать выяснению микроскопического механизма ВТСП. Ширина области псевдощелевого состояния $T^* - T_c$ в фазовой диаграмме зависит от концентрации носителей и максимальна для недодопированных составов, уменьшаясь до нуля при некоторой критической концентрации носителей, которая несколько больше, чем концентрация, при которой реализуется максимальная T_c . Недавно появились теоретические работы, предсказывающие неоднородность псевдощелевой фазы и наличие температурного кроссовера, разделяющего области псевдощелевого состояния с различными динамическими свойствами квазичастиц [3–5]. Поскольку прогресс в лазерной технологии сделал возможным уменьшение длительности лазерного импульса до нескольких фемтосекунд, это открыло новые перспективы исследований, сделав доступным изучение динамики квазичастиц и колебаний решетки в реальном времени. Такие исследования, одним из типичных представителей которых является метод накачки с последующим зондированием двумя разделенными во времени лазерными импульсами, в настоящее время активно проводятся для ВТСП систем [6–9]. Понимание того,

каким образом устанавливается нарушенное импульсом накачки равновесие, позволяет выяснить особенности динамики носителей тока и возбуждений кристаллической решетки, а также их взаимодействия. Используя метод накачка – зондирование, мы провели детальное изучение релаксационной динамики решетки и носителей заряда в диапазоне температур, охватывающем как сверхпроводящее, так и псевдощелевое состояние, для того, чтобы установить насколько однородной является область фазовой диаграммы для $T > T_c$, и выяснить особенности сверхпроводящего состояния.

Изучение оптического отклика проводилось для оптимально допированной ($T_c = 88\text{ K}$) эпитаксиальной пленки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ (Y123), выращенной на подложке SrTiO_3 . Толщина пленки составляла 350 нм и ее ось c была ориентирована перпендикулярно плоскости подложки. Образец помещался в оптический гелиевый криостат, что позволяло проводить измерения в диапазоне температур 4–310 К. Измерения во временном диапазоне проводились с использованием системы быстрого сканирования [6] и импульсов лазера на титанате сапфира ($\lambda = 780\text{ нм}$) с длительностью менее 50 фс и частотой повторения 78 МГц. Поляризации возбуждающего и зондирующего импульсов были ортогональны и лежали в плоскости пленки. В эксперименте измерялось разностное отражение возбужденного и невозбужденного образцов $\Delta R(t) = R(t) - R_0$ как функция времени t между накачкой и зондированием в широком диапазоне температур.

На рис.1 показан типичный оптический отклик при возбуждении и последующем зондировании плен-

¹⁾ e-mail: misochko@issp.ac.ru

²⁾ N. Georgiev, T. Dekorsy, M. Helm.

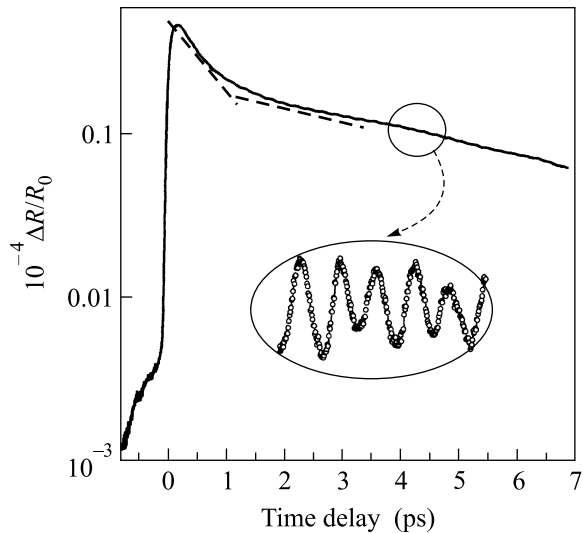


Рис.1. Разрешенное во времени дифференциальное отражение $\Delta R/R_0$ (в логарифмической шкале) для $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ при комнатной температуре. Штриховые линии иллюстрируют быстрый и медленный каналы релаксации. Вставка показывает осцилляции, порождаемые возбуждением когерентных фононов

ки Y123 фемтосекундными импульсами. Возбужденное электронное состояние системы релаксирует к равновесному состоянию за времена порядка пикосекунд. Спад фотоиндуцированного дифференциального отражения носит неэкспоненциальный характер и может быть представлен как сумма двух, медленной и быстрой, экспонент: $\Delta R/R_0 = A(T) \exp(-t/\tau_A) + B(T) \exp(-t/\tau_B)$. На эту электронную релаксацию наложены быстрые осцилляции, показанные на вставке рис.1, приписываемые когерентным фононам [6, 7]. Для идентификации фоновых мод данные временного диапазона численно трансформировались в частотный диапазон при помощи фурье-преобразования. В данной работе изучалась как осциллирующая часть оптического отклика, порождаемая возбуждением когерентных оптических фононов, так и неосциллирующая часть отклика, связываемая с релаксацией носителей заряда.

Для сверхпроводящего состояния в спектре когерентных фононов детектируются две полностью симметричные фоновые моды, порождаемые соответственно смещениями ионов Ba и Cu, см. рис.2 [6, 7]. Повышение температуры уменьшает амплитуду моды Ba. Поэтому вблизи сверхпроводящего перехода в спектре доминирует мода Cu, что легко проследить, если сравнивать амплитуды когерентных фононов Ba и Cu. Электронная релаксация при гелиевых температурах определяется медленной компонентой, ко-

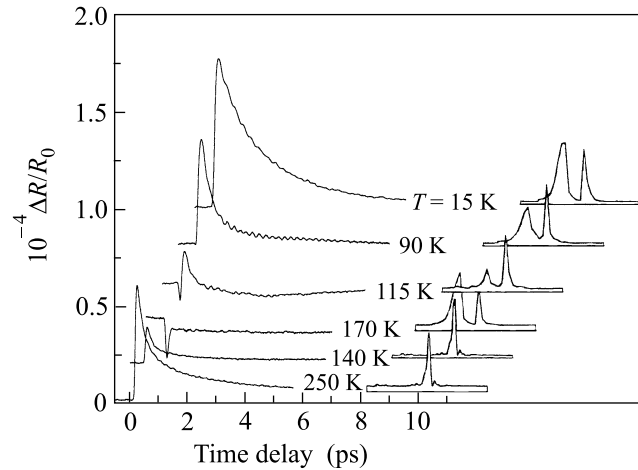


Рис.2. Иллюстрация температурной зависимости разрешенного во времени дифференциального отражения $\Delta R/R_0$. С правой части от каждого транзientа показан фурье-образ осциллирующей части. Два ярко выраженных пика на частотах 3.5 и 4.5 ТГц соответствуют полностью симметричным A_g фононам, порождаемым смещениями ионов Ba и Cu

торая демонстрирует слабую сингулярность на T_c . $\Delta R/R_0$ продолжает уменьшаться и выше T_c , однако при температурах $T > T_1^* = 160$ К фотоиндуцированный отклик резко меняет характер. Быстрая компонента электронной релаксации демонстрирует изменение знака, редуцируясь в пик, длительность которого не превышает длительности лазерного импульса. Медленная компонента также меняет знак и значительно замедляется. Одновременно с этим меняется и спектр когерентных фононов, который становится схожим со спектром, наблюдаемым в сверхпроводящем состоянии. Дальнейшее повышение температуры выше $T_2^* = 220$ К приводит к восстановлению характера фотоиндуцированного отклика, наблюдаемого для диапазона $T_c - T_1^*$. Интересно, что температуры T_1^* и T_2^* при которых происходят резкие изменения релаксационной динамики носителей заряда и кристаллической решетки, демонстрируют гистерезисный характер. При приближении к сверхпроводящему переходу сверху смена фотоиндуцированного отклика наблюдается при $T_2^* = 175$ и $T_1^* = 115$ К. Полученные данные релаксационной динамики носителей заряда и решетки суммированы на рис.3.

Неоднородность псевдощелевого состояния ВТСП была введена теоретически и может быть объяснена как происходящая из локального спаривания и дelokализации электронных пар [5]. Кроме этого, неоднородное состояние может происходить из слабого и сильного режимов почти антиферромагнитной

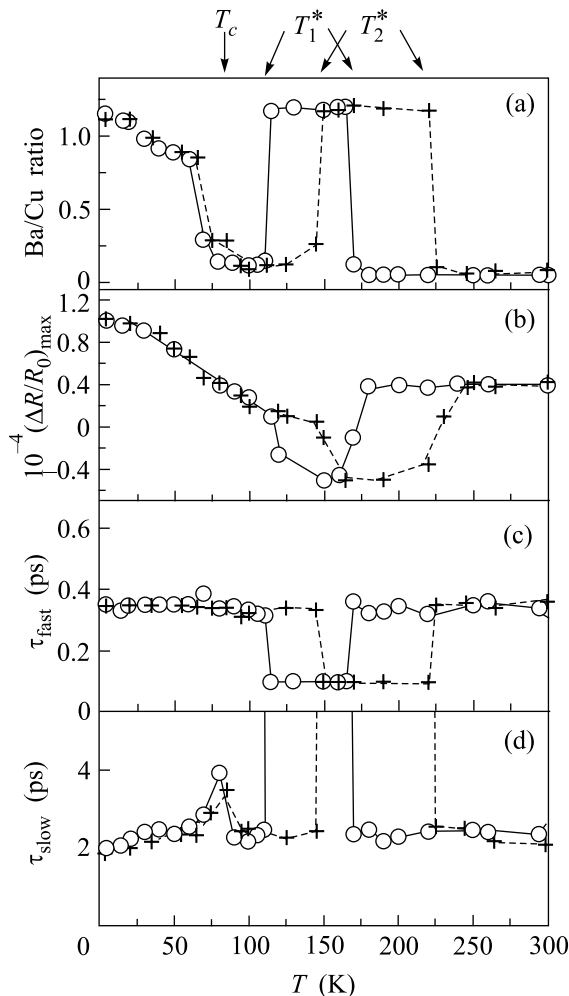


Рис.3. Зависимость характеристик релаксационной динамики возбуждений и решетки от температуры. Кружки соответствуют данным, полученным при уменьшении, а кресты – при повышении температуры. (а) Отношение фоновых амплитуд мод Ва и Си в периодограмме; (б) зависимость экстремума дифференциального отражения $(\Delta R/R_0)_{\max}$; (с) время быстрой релаксации; (д) время медленной релаксации

ферми-жидкости [4] или в результате образования зарядовой неоднородности (флуктуации страйпов) и последующего возникновения сверхпроводимости на отдельных полосках (страйпах) [3]. Полученные результаты не позволяют отдать предпочтение ни одной из вышеупомянутых моделей. Прежде всего это связано с тем, что гистерезисное поведение не было предсказано ни одной из теорий, и до настоящего времени остается неясным, есть ли различия и принципиальные ограничения по этому вопросу для каждой отдельной модели. Однако некоторые характеристики релаксационной динамики могут быть объяснены

каждой из теорий. Например, ускорение быстрой и замедление медленной компонент внутри диапазона температур $T_1^* - T_2^*$ может свидетельствовать о возникновении локальных короткоживущих электронных пар, компоненты которых локализованы. Исчезновение (уменьшение) медленной компоненты для $T < T_1^*$ может быть объяснено как начало движения пар по кристаллу. Сходство спектра когерентных фононов для диапазонов $T_1^* - T_2^*$ и $T < T_c$ также поддерживает гипотезу образования локальных пар, поскольку возрастание амплитуды фонона Ва связывается с разрушением куперовских пар [6, 7]. Однако в диапазоне $T_1^* - T_c$, где, согласно теории [5], пары уже движутся по кристаллу, спектр когерентных фононов демонстрирует сходство со спектром, наблюдаемым для температур выше второго кроссовера, T_2^* . Остается неясным, почему делокализованные, но еще не когерентные пары перестают взаимодействовать с решеткой, тогда как локализованные пары и куперовские пары, составляющие сверхпроводящий конденсат, показывают это взаимодействие. Тем не менее, сходство когерентной динамики решетки в псевдощелевом и сверхпроводящем состояниях позволяет предположить, что электрон-фононное взаимодействие необходимо для объяснения полученных данных. Как альтернативное объяснение, верхний кроссовер может быть приписан началу слабого режима псевдощелевого состояния, при котором горячие точки начинают появляться на ферми-поверхности, тогда как нижний кроссовер можно связать с возникновением сильного режима, при котором ферми-поверхность начинает терять свои части в некоторых областях импульсного пространства [4]. Однако объяснить изменения спектра когерентных фононов в рамках почти антиферромагнитной ферми-жидкости затруднительно.

В отличие от псевдощелевого, сверхпроводящее состояние не демонстрирует гистерезиса и характеристики релаксационной динамики совпадают в пределах экспериментальной ошибки при повышении и понижении температуры. Это достаточно естественно, поскольку сверхпроводящий переход в отсутствие магнитного поля является переходом второго рода, а гистерезис присущ только переходам первого рода. Однако следует отметить, что соотношение медленной, B , и быстрой, A , компонент в сверхпроводящем состоянии зависит от температуры, увеличиваясь с ее уменьшением. Сам факт, что в сверхпроводящем состоянии доминирует медленная компонента, обусловлен появлением щели в спектре возбуждений. Разрушение куперовских пар лазерным импульсом приводит к появлению квазичастиц, релаксация

которых определяется релаксацией сверхпроводящей щели к равновесному состоянию. Если связать быструю динамику с носителями холодных точек, расположенных на диагоналях зоны Бриллюэна, а медленную динамику приписать носителям вблизи горячих точек, находящихся на гранях зоны, где сверхпроводящая щель достигает своих максимальных значений, то следует предположить, что сверхпроводящая щель продолжает разрушать ферми-поверхность и в сверхпроводящем состоянии. Такое соотношение двух различных времен динамики с расположением квазичастиц в зоне Бриллюэна находит свое подтверждение в обнаруженном в работе [10] факте, что зависимость медленной компоненты от мощности накачки демонстрирует насыщение, тогда как для быстрой компоненты такого не наблюдается, и ее амплитуда растет линейно с увеличением мощности возбуждающих импульсов. Это и позволяет связать медленную компоненту с разрушением куперовских пар, плотность которых в конденсате конечна, а быструю компоненту приписать квазичастицам вблизи нулей сверхпроводящей щели. Изменение соотношения B/A в сверхпроводящем состоянии свидетельствует о 1) наличии нулей сверхпроводящей щели, поскольку быстрая компонента конечна при самых низких температурах, и 2) зависимости анизотропии щели от температуры, что разительно отлично от предсказаний теории Бардина-Купера-Шриффера, в которой в результате факторизации волнового вектора и температуры в уравнении сверхпроводящей щели анизотропия щели от температуры не зависит [11]. Вывод об анизотропной с нулями на ферми-поверхности сверхпроводящей щели совпадает с тем, что наблюдается в других оптических методиках, [11] хотя и отличен от щели, выводимой из более ранних разрешенных во времени экспериментов [8].

В заключение при помощи метода накачка – зондирование с фемтосекундным разрешением обнару-

жены два температурных кроссовера в нормальном состоянии оптимально допированного высокотемпературного сверхпроводника $Y123$. Наличие кроссоверов, которые проявляются как резкое изменение релаксационной динамики носителей заряда и решетки и демонстрируют гистерезис по температуре, свидетельствует о неоднородности псевдощелевого состояния. Также показано, что в сверхпроводящем состоянии энергетическая щель имеет нули и ее анизотропия зависит от температуры.

Работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант # 01-02-1640).

1. T. Timusk and B. Statt, Rep. Prog. Phys. **62**, 61 (1999).
2. М. В. Садовский, УФН **171**, 539 (2001).
3. V. J. Emery, S. A. Kivelson, and O. Zachar, Phys. Rev. **B56**, 6120 (1997).
4. J. Schmalian, D. Pines, and B. Stojkovic, Phys. Rev. **B60**, 667 (1999).
5. P. Devillard and J. Ranninger, Phys. Rev. Lett. **84**, 5200 (2000).
6. W. Albrecht, Th. Kruze, and H. Kurz, Phys. Rev. Lett. **69**, 1451 (1992).
7. O. V. Misochko, K. Kisoda, K. Sakai, and S. Nakashima, Phys. Rev. **B61**, 4305 (2000).
8. C. J. Stevens, D. Smith, C. Chen et al., Phys. Rev. Lett. **78**, 2212 (1997).
9. J. Demsar, B. Podobnik, V. V. Kabanov et al., Phys. Rev. Lett. **82**, 4918 (1999).
10. R. A. Kaindl, M. Woerner, T. Elsaesser et al., Science **287**, 470 (2000); R. A. Kaindl, Ph. D dissertation, Humboldt University, Berlin (2000)
11. E. Ya. Sherman, O. V. Misochko, and P. Lemmens, in *Spectroscopy of high- T_c superconductors*, Ed. N. M. Plakida, Taylor & Francis Books Ltd., 2002, p. 97.