

Особенности терагерцовой фотопроводимости в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ вблизи температуры сверхпроводящего перехода

А. В. Галеева⁺, А. Е. Парафин^{*}, Д. В. Мастеров^{*}, С. А. Павлов^{*}, А. Л. Панкратов^{*}, С. Н. Данилов[×],
Л. И. Рябова[°], Д. Р. Хохлов^{+∇1)}

⁺ Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

^{*} Институт физики микроструктур РАН, 603950 Нижний Новгород, Россия

[×] Университет Регенсбурга, D-93053 Регенсбург, Германия

[°] Химический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

[∇] Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 24 апреля 2018 г.

После переработки 15 мая 2018 г.

В недодопированных высокотемпературных сверхпроводниках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при температурах несколько выше середины сверхпроводящего перехода обнаружена положительная терагерцовая фотопроводимость. Амплитуда эффекта практически не зависит от температуры и от мощности падающего излучения, если последняя превышает некоторое пороговое значение. Обсуждаются механизмы, ответственные за появление эффекта.

DOI: 10.7868/S0370274X1812010X

Терагерцовое зондирование материалов с малыми характерными энергиями электронного спектра является эффективным инструментом для исследования свойств таких объектов. Так, в легированных индием или галлием узкощелевых полупроводниках на основе теллурида свинца с помощью терагерцовой фотоэлектрической спектроскопии были обнаружены нетривиальные локальные электронные состояния, привязанные к положению квазиуровня Ферми [1–3]. Следует особо отметить, что такая ситуация является весьма необычной в физике твердого тела. Существует всего лишь несколько примеров эффектов, в которых щель в спектре одноэлектронных возбуждений открывалась бы на уровне Ферми. К числу таких эффектов относится сверхпроводимость.

Особый интерес представляют высокотемпературные сверхпроводники, классическим представителем которых является $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Температура сверхпроводящего перехода T_c и величина сверхпроводящей щели 2Δ в них зависят от степени допирования δ . При оптимальном допировании δ_{opt} значение T_c максимально и составляет около 91 К. При отклонении δ от δ_{opt} в большую или меньшую сторону величина критической температуры падает, однако области передопирования $\delta < \delta_{\text{opt}}$ и недодопирования

$\delta > \delta_{\text{opt}}$ отличаются по своим свойствам. Так, для недодопированных образцов с недостатком кислорода при температурах, несколько превышающих критическую, в туннельных, а также в ряде других экспериментов наблюдается псевдощель, в то время как в образцах с избытком кислорода относительно оптимального допирования псевдощель не обнаруживается [4].

Целью настоящей работы было сравнение характера терагерцовой фотопроводимости оптимально допированных и недодопированных образцов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при температурах вблизи критической.

Эпитаксиальные пленки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ толщиной 150 нм были синтезированы методом магнетронного напыления на сапфировой подложке с подслоем оксида церия. Исследуемые образцы в виде холловских мостиков размером $2 \times 0.2 \text{ мм}^2$ были получены с помощью фотолитографии и химического травления. Исследовались два изначально идентичных мостика, вытравленных из пленок, изготовленных в одинаковых условиях. Содержание кислорода в пленках соответствовало оптимальному допированию, критическая температура составляла 91.5 К, а ширина сверхпроводящего перехода была около 1 К. Для уменьшения содержания кислорода одна из пленок отжигалась при давлении ~ 1 торр и температуре 210 °С

¹⁾e-mail: khokhlov@mig.phys.msu.ru

в течение 120 мин. В результате критическая температура T_c , определенная по середине сверхпроводящего перехода, уменьшалась до 87 К, а ширина перехода увеличивалась до 5 К. Температурная зависимость сопротивления обеих пленок представлена на рис. 1. Важно отметить, что температурный коэффициент сопротивления являлся положительным во всем диапазоне температур, включая область сверхпроводящего перехода.

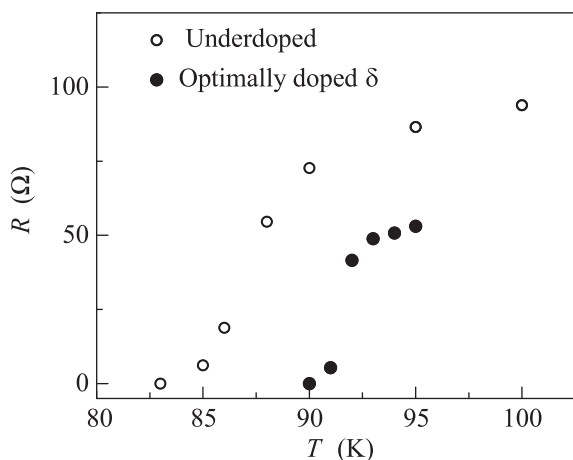


Рис. 1. Температурная зависимость сопротивления оптимально допированного и недодопированного образца

Фотовозбуждение для исследований терагерцовой фотопроводимости осуществлялось с помощью импульсного газового лазера на длинах волн 90, 148 и 280 мкм. Длительность импульса составляла около 100 нс, мощность в импульсе – до 10 кВт. Временной профиль лазерного импульса контролировался с помощью детектора на основе фотонного увлечения. Мощность в импульсе могла варьироваться с помощью калиброванных аттенуаторов. Фотопроводимость регистрировалась 4-зондовым методом. Температура образца изменялась от 75 до 95 К. Экспериментальные детали подробно изложены в работах [5–7].

В случае оптимально допированного образца фотопроводимость наблюдалась при всех длинах волн возбуждающего излучения в узком диапазоне температур вблизи T_c . Важно отметить три особенности кинетики фотопроводимости в этом случае. Во-первых, фотопроводимость является отрицательной, т.е. сопротивление образца возрастает под действием лазерного импульса. Во-вторых, кинетика фотототклика несколько запаздывает относительно импульса фотовозбуждения (рис. 2). Наконец, если при длинах волн лазерного излучения 90 и 148 мкм зависимости амплитуды фотопроводимости от пада-

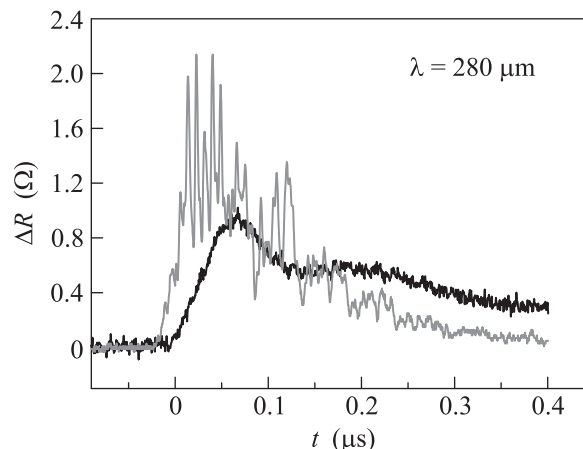


Рис. 2. Кинетика фотопроводимости при температуре 91.5 К для длины волны лазерного излучения 280 мкм для оптимально допированного образца. Временной профиль лазерного импульса обозначен серым цветом

ющей мощности являются линейными и практически совпадают, то фотовозбуждение на длине волн 280 мкм оказывается существенно более эффективным (рис. 3).

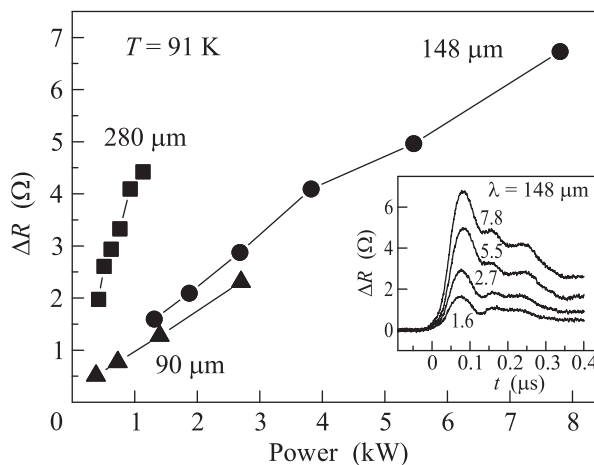


Рис. 3. Зависимость амплитуды фотопроводимости от мощности лазерного излучения для длин волн 90, 148 и 280 мкм при температуре 91 К. На вставке – кинетика фотопроводимости при различных значениях мощности лазерного излучения (цифры у кривых, кВт)

Наиболее интересными и нетривиальными являются данные, полученные для недодопированного образца, представленные на рис. 4. Если при температурах чуть ниже $T_c = 87$ К кинетика фотопроводимости аналогична кинетике для оптимально допированного образца, то при температурах несколько выше середины перехода 87.5–89 К на фоне отрицательной фотопроводимости наблюдается также по-

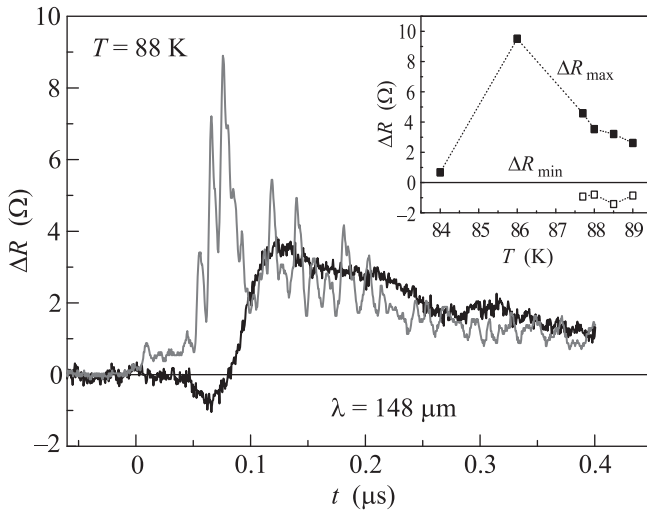


Рис. 4. Кинетика фотопроводимости недодопированного образца при температуре 88 К. На вставке – температурная зависимость амплитуды отрицательной и положительной фотопроводимости.

положительный фотоотклик. Важно, что кинетика положительной фотопроводимости является быстрой, т.е. повторяет форму лазерного импульса. Зависимость амплитуды положительной и отрицательной фотопроводимости от температуры представлена на вставке к рис. 4. Видно, что амплитуда отрицательной фотопроводимости имеет максимум по температуре, в то время как сигнал положительной фотопроводимости наблюдается лишь в ограниченном диапазоне температур $87 < T < 90$ К и практически не зависит от температуры.

На рисунке 5 представлена кинетика фотопроводимости при температуре 88 К при различной мощности лазерного излучения. При уменьшении мощности относительно максимально доступной в эксперименте $P = 7.8$ кВт сигнал отрицательной фотопроводимости снижается практически пропорционально. В то же время амплитуда положительной фотопроводимости при снижении мощности излучения от 7.8 до 5.5 кВт изменяется слабо, а при дальнейшем уменьшении P от 5.5 до 3.8 кВт сигнал положительной фотопроводимости исчезает.

Положительная фотопроводимость в недодопированном образце наблюдалась только на длине волны 148 мкм, для которой мощность лазерного излучения максимальна. По всей видимости, мощность излучения на других длинах волн недостаточна для наблюдения эффекта, который, как показали наши измерения, является пороговым.

Наиболее вероятно, что отрицательная фотопроводимость, наблюдающаяся в обоих исследованных

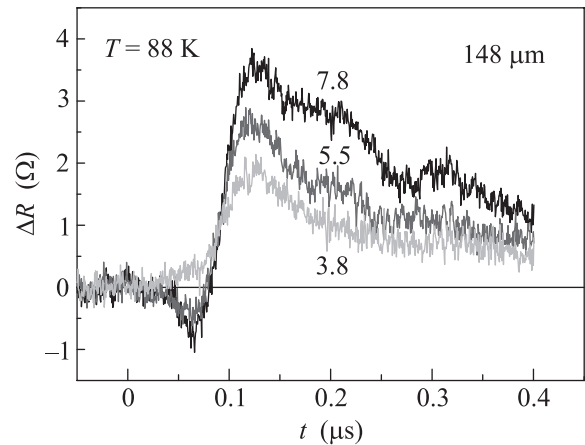


Рис. 5. Кинетика фотопроводимости недодопированного образца при температуре 88 К для различной мощности падающего излучения (цифры у кривых, кВт). Длина волны излучения 148 мкм

образцах, обусловлена болометрическим эффектом. На это указывает, в частности, знак фотопроводимости. Действительно, при разогреве терагерцовыми импульсами сопротивление образцов должно возрастать, что ясно из вида температурной зависимости сопротивления. Кроме того, на болометрический механизм отрицательной фотопроводимости указывает запаздывание сигнала фотоотклика относительно возбуждающего импульса. Время такого запаздывания около 50 нс, что свидетельствует о заметном вкладе разогрева кристаллической решетки. При чисто электронном механизме разогрева запаздывание определялось бы временем релаксации электрона по импульсу, которое составляет единицы пикосекунд.

В то же время рост амплитуды фотопроводимости в несколько раз при увеличении длины волны излучения до 280 мкм не согласуется с гипотезой о болометрической природе отрицательной фотопроводимости. Возможно, эффект является резонансным при приближении энергии кванта к величине сверхпроводящей щели. Энергия кванта излучения, соответствующая длине волны 280 мкм, составляет около 4.4 мэВ, а сверхпроводящая щель стремится к нулю при приближении температуры к критической. Нельзя исключить поэтому, что эффект стимуляции отрицательной фотопроводимости при низкоэнергетическом возбуждении в оптимально допированном образце обусловлен разрывом куперовских пар за счет поглощения излучения.

Положительная фотопроводимость, наблюдающаяся в верхней по температуре области перехода, очевидно, отвечает другому механизму. Отсутствие запаздывания относительно возбуждающего импуль-

са говорит о том, что этот механизм, скорее всего, является чисто электронным. Кроме того, фотопроводимость является положительной, и, следовательно, не может быть связана с разогревом носителей заряда, поскольку при таком разогреве подвижность носителей может только падать.

Естественно считать, что в области сверхпроводящего перехода в образце сосуществуют сверхпроводящая и нормальная фазы, и проводимость определяется соотношением этих фаз. Положительная фотопроводимость может быть обусловлена либо реакцией нормальной фазы, либо стимуляцией сверхпроводящей фазы. Ранее в работе [8] описывалось динамическое увеличение сверхпроводящей щели под действием терагерцового излучения. Следует отметить, однако, что такая терагерцовая стимуляция сверхпроводимости происходит лишь на временах масштаба сотен пикосекунд, что на три порядка ниже характерных времен процессов, изучаемых в настоящей работе.

Другим вариантом является уменьшение сопротивления нормальной фазы при воздействии терагерцового излучения. Можно было бы предположить, что фотопроводимость связана с активацией через псевдощель. В то же время величина псевдощели в $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, определенная в работе [9], составляет около 40 мэВ, что в несколько раз выше энергии кванта терагерцового излучения ~ 8.4 мэВ, для которого наблюдалась положительная фотопроводимость. Таким образом, можно предположить, что в нормальной фазе $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, как и в легированных индием или галлием полупроводниках на основе теллурида свинца, вблизи уровня Ферми появляются локальные электронные состояния, индуцированные легированием.

В заключение, в настоящей работе обнаружена необычная положительная фотопроводимость в недодопированном высокотемпературном сверхпроводнике $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, наблюдаемая при температу-

рах несколько выше середины сверхпроводящего перехода. Амплитуда положительной фотопроводимости практически не зависит от температуры и мощности падающего излучения, а само возникновение эффекта при изменении вышеуказанных параметров имеет практически пороговый характер.

Авторы выражают признательность проф. С.Д. Ганичеву, проф. В.В. Белькову и проф. Г.Н. Гольцману за ценные замечания. Изготовление образцов выполнено при поддержке гранта РФФИ # 16-19-10478. Проведение измерений выполнено при поддержке гранта РФФИ # 16-12-10071. При синтезе и формировании структур использовано оборудование ЦКП "Физика и технология микро- и наноструктур".

1. D. Khokhlov, L. Ryabova, A. Nicorici, V. Shklover, S. Ganichev, S. Danilov, and V. Bel'kov, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 264103 (2008).
2. А. В. Галеева, Л. И. Рябова, А. В. Никорич, С. Д. Ганичев, С. Н. Данилов, В. В. Бельков, Д. Р. Хохлов, *Письма в ЖЭТФ* **91**, 37 (2010).
3. Л. И. Рябова, Д. Р. Хохлов, *УФН* **184**, 1033 (2014).
4. М. В. Садовский, *УФН* **171**, 539 (2001).
5. S. D. Ganichev, W. Prettl, and P. G. Huggard, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 3882 (1993).
6. S. D. Ganichev, S. N. Danilov, V. V. Bel'kov, S. Giglberger, S. A. Tarasenko, E. L. Ivchenko, D. Weiss, W. Jantsch, F. Shaffler, D. Gruber, and W. Prettl, *Phys. Rev. B* **75**, 155317 (2007).
7. V. Lechner, L. E. Golub, P. Olbrich, S. Stachel, D. Schuh, W. Wegscheider, V. V. Bel'kov, and S. D. Ganichev, *Appl. Phys. Lett.* **94**, 242109 (2009).
8. M. Beck, I. Rousseau, M. Klammer, P. Leiderer, M. Mittendorff, S. Winnerl, M. Helm, G. N. Gol'tsman, and J. Demsar, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 267003 (2013).
9. J. Demsar, B. Podobnik, V. V. Kabanov, Th. Wolf, and D. Mihailovic, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 4918 (1999).