

ФЕМТОСЕКУНДНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ РЕЛАКСАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ В МЕТАЛЛАХ И ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

А. Л. Добряков^a, С. А. Коваленко^b, Ю. Е. Лозовик^{a},
С. П. Меркулова^a, В. М. Фарзтдинов^b, Н. П. Эрнстинг^{b**}*

^a *Институт спектроскопии Российской академии наук
142190, Троицк, Московская обл., Россия*

^b *Humboldt Universität zu Berlin
D-10117 Berlin, Deutschland*

Поступила в редакцию 7 июля 2000 г.

Обнаружена спектральная зависимость скоростей релаксации носителей заряда, $\gamma_{e-e}(\hbar\omega)$ и $\gamma_{e-ph}(\hbar\omega)$, в пленках Au, Cu и пленках ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ с существенным замедлением этих скоростей в спектральной области, соответствующей межзонным переходам в область уровня Ферми ($\hbar\omega_{\text{Au}} = 2.45$ эВ, $\hbar\omega_{\text{Cu}} = 2.15$ эВ, $\hbar\omega_1 = 1.89$ эВ и $\hbar\omega_2 = 2.08$ эВ для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$). Наличие этого замедления открывает возможность для развития нового метода определения как положения уровня Ферми и определения параметров электрон-электронного, электрон-фононного взаимодействий, так и определения возможных отклонений от фермижидкостной картины в сильнокоррелированной электронной системе по исследованию спектральных зависимостей этих скоростей релаксации. Обнаружена линейная спектральная зависимость скорости релаксации $\gamma_{e-e}(\hbar\omega) \propto |\hbar\omega - E_F|$ в пленке $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ вблизи $\hbar\omega_2 = 2.08$ эВ, что может свидетельствовать о нефермижидкостном поведении электронной подсистемы.

PACS: 78.47.+p, 72.15.Lh

1. ВВЕДЕНИЕ

Характерной особенностью взаимодействия ультракоротких лазерных импульсов с твердыми телами является нарушение равновесия между электронной и ионной подсистемами твердого тела в фемтосекундном масштабе времен [1–4]. Температура возбужденных излучением электронов может на несколько порядков превосходить температуру решетки [1], так как длительность импульса ($\tau_p \sim 10^{-14}$ – 10^{-13} с) и время термализации электронной подсистемы ($\tau_{e-e} = \gamma_{e-e}^{-1} \sim 10^{-15}$ – 10^{-14} с) много меньше характерного времени обмена энергией между электронами и решеткой ($\tau_{e-ph} = \gamma_{e-ph}^{-1} \sim 10^{-12}$ с). Нарушенное в начальный момент равновесие в системе электрон–решетка со временем восстанавливается благодаря электрон-

фононному взаимодействию. Исследуя в фемтосекундном диапазоне времен динамику установления равновесия в системе, можно получить информацию о параметре Элиашберга $\lambda(\Omega^2)$ для электрон-фононного взаимодействия в исследуемом материале [2], а экспериментально определенная величина этого параметра может служить аргументом в пользу того или иного механизма высокотемпературной сверхпроводимости (здесь λ — константа электрон-фононного взаимодействия, Ω — частоты фононов).

Этот метод был экспериментально реализован в ряде работ, посвященных исследованию релаксации оптического возбуждения в металлах [3–9] и высокотемпературных сверхпроводниках [10–12]. Использование зондирования в широком спектральном диапазоне с фемтосекундным временным разрешением [13, 14] позволяет получить важную дополнительную информацию об отклике системы, возбужденной ультракороткими лазерными импульсами,

*E-mail: lozovik@isan.troitsk.ru

**N. P. Ernsting.

по сравнению с традиционным зондированием [3, 4, 10], осуществляемым, как правило, на той же длине волны, что и возбуждение. Так, детальное изучение зависимости скорости релаксации от энергии фото-возбужденных носителей заряда позволило исследовать спектральные зависимости времен релаксации и определить параметры электрон-электронного и электрон-фононного взаимодействий [8, 9, 15] по исследованию этих зависимостей. Наличие существенной спектральной зависимости скорости электрон-электронной и электрон-фононной релаксаций позволило предложить способ [16, 17] определения положения уровня Ферми по резкому возрастанию вблизи него времени релаксации за счет сокращения доступного фазового объема. Кроме того, оказалось возможным определять отклонения от фермижидкостного описания электронной подсистемы по выделению особенностей в спектральной зависимости времени релаксации возбужденных носителей заряда [17].

Целью данной работы является изучение и сравнение особенностей сверхбыстрой динамики неравновесных носителей заряда в металлах Au, Cu и высокотемпературных сверхпроводниках $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ в нормальной фазе (в фемтосекундном диапазоне времен) методом «возбуждение-зондирование» с зондированием в широкой спектральной области [13, 14] и детальное исследование спектральных зависимостей скоростей электрон-электронной и электрон-фононной релаксаций. Статья построена следующим образом. В разд. 2 рассмотрены основные положения модели для исследования релаксационных процессов возбужденных носителей заряда, ее недостатки и возможное обобщение. В разд. 3 проанализирована спектральная зависимость как электрон-электронной, так и электрон-фононной релаксаций, характеризующаяся существенным замедлением вблизи уровня Ферми, что позволяет определять его положение по исследованию спектральных зависимостей скоростей релаксации в фемтосекундных экспериментах. В разд. 4 представлены экспериментальные данные по фемтосекундной спектроскопии металлов Au, Cu, а в разд. 5 — высокотемпературного сверхпроводника $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. В разд. 6 исследовано возбуждение когерентных фононов в пленке $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. И, наконец, в разд. 7 суммируются полученные результаты и обсуждается возможное приложение наблюдаемых эффектов для фемтосекундной спектроскопии металлов и ВТСП-материалов.

2. ТЕРМОМОДУЛЯЦИОННАЯ МОДЕЛЬ

Традиционный подход при исследовании динамики неравновесных носителей заряда методами фемтосекундной спектроскопии в металлах и ВТСП-соединениях связан с использованием термомодуляционной модели (ТММ) [1, 18]. Эта модель широко применялась для описания экспериментальных данных по фемтосекундной спектроскопии как в металлах [3–9], так и ВТСП-материалах [9–12, 16]. В рамках ТММ обычно делаются следующие предположения.

1. Короткий лазерный импульс возбуждения длительностью τ_p поглощается свободными электронами в зоне проводимости, что приводит к созданию неравновесного распределения электронной подсистемы.

2. Электрон-электронное взаимодействие определяет установление квазиравновесного распределения электронной подсистемы с характерной скоростью релаксации $\gamma_{e-e} = \tau_{e-e}^{-1}$. Предполагается, что длительность импульса возбуждения $\tau_p \gg \tau_{e-e}$, т. е. функция распределения электронов через время $t \sim \tau_p$ не зависит от вида возмущенной неравновесной функции распределения и характеризуется эффективной температурой электронов $T_e(t)$, большей температуры решетки T_L . Далее, на временах $t > \tau_p$ за счет электрон-фононного взаимодействия происходит выравнивание температур электронной подсистемы и решетки с характерной скоростью релаксации $\gamma_{e-ph} = \tau_{e-ph}^{-1}$.

В экспериментах рассматриваемого типа пробным лазерным импульсом исследуется поглощение,

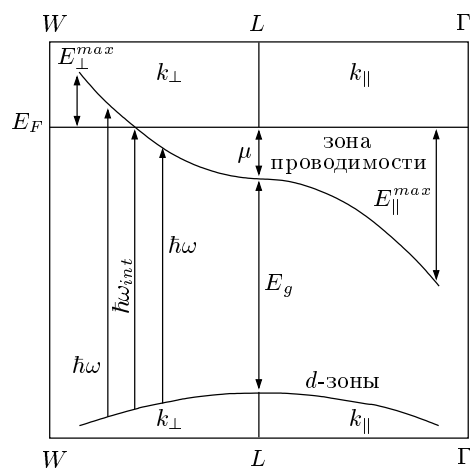


Рис. 1. Зонная структура пленки Au в параболическом приближении вблизи L-точки зоны Бриллюэна [19]

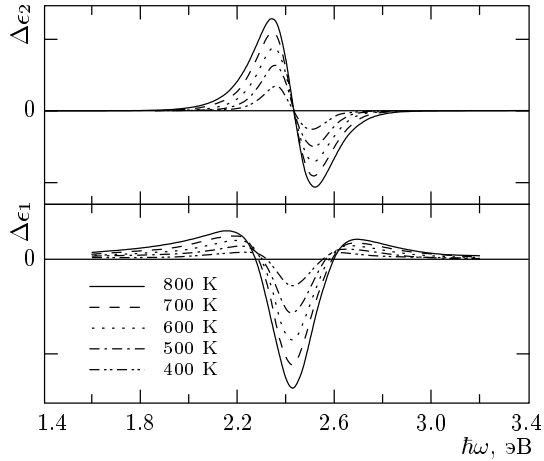


Рис. 2. Изменения разности диэлектрической проницаемости $\Delta\epsilon_1$ и $\Delta\epsilon_2$ для пленки золота в рамках ТММ [18, 19] при различных температурах

обусловленное переходами из глубоколежащей заполненной d -зоны в область уровня Ферми E_F в зоне проводимости (рис. 1). В результате действия импульса возбуждения эффективная температура электронов возрастает, заселенность электронных состояний ниже уровня Ферми уменьшается, выше — увеличивается. Измеряемые разностные отклики возбужденного и невозбужденного образцов, пропорциональные мнимой части диэлектрической проницаемости $\Delta\epsilon_2$, меняют свой знак на частоте, соответствующей переходам в область уровня Ферми, что дает разностный спектр поглощения знакопеременного вида с прохождением через нуль (рис. 2) в точке $\hbar\omega_{int}$ [19], соответствующей межзонным переходам в область E_F :

$$\Delta\epsilon_2(\omega, T_e(t), T_0) = \frac{2A}{\omega^2(1+g_\perp)} \int_0^{\sqrt{\hbar\omega_{max}}} dx \times \left\{ \text{th} \frac{\hbar\omega - \hbar\omega_{int} - x^2(g_\perp + g_\parallel)}{2k_B T_e(t)(1+g_\perp)} - \text{th} \frac{\hbar\omega - \hbar\omega_{int} - x^2(g_\perp + g_\parallel)}{2k_B T_0(1+g_\perp)} \right\}. \quad (1)$$

Здесь были использованы следующие обозначения (см. [19] и рис. 1):

$$\hbar\omega_{int} = E_g + \mu(1+g_\perp), \quad g_\perp = \left| \frac{m_{c\perp}}{m_{d\perp}} \right|, \quad g_\parallel = \left| \frac{m_{c\parallel}}{m_{d\parallel}} \right|,$$

$$\sqrt{\hbar\omega_{max}} = \frac{\beta}{\alpha} - \sqrt{\frac{1}{\alpha} \left(\hbar\omega + \frac{\beta^2}{\alpha} - \delta - E_g \right)},$$

$$\alpha = (1+g_\perp) \frac{E_\perp^{max}}{E_\parallel^{max}} - 1 + g_\parallel,$$

$$\beta = (1+g_\perp) \frac{E_\perp^{max}}{\sqrt{E_\parallel^{max}}}, \quad \delta = (1+g_\perp) E_\perp^{max},$$

$$A = \frac{e^2 |\lambda|^2 |m_{c\perp}| \sqrt{2|m_{c\parallel}|}}{m^2 \Omega^2},$$

k_B — постоянная Больцмана.

Заметим, что для определения положения уровня Ферми в рамках традиционной фемтосекундной спектроскопии требуется выполнение независимых экспериментов как на отражение (ΔD_R), так и на пропускание (ΔD_T), что позволяет однозначно восстановить изменение мнимой части диэлектрической проницаемости из соотношений

$$\Delta D_T = \frac{\partial D_T}{\partial \epsilon_1} \Delta \epsilon_1 + \frac{\partial D_T}{\partial \epsilon_2} \Delta \epsilon_2, \quad (2)$$

$$\Delta D_R = \frac{\partial D_R}{\partial \epsilon_1} \Delta \epsilon_1 + \frac{\partial D_R}{\partial \epsilon_2} \Delta \epsilon_2$$

и, следовательно, определить положение уровня Ферми [18, 19] ($\Delta\epsilon_{1,2}$ — фотоиндуцированное изменение диэлектрической проницаемости). Ниже мы покажем, что по замедлению скорости релаксации вблизи уровня Ферми возможно определение этого положения (причем с лучшей точностью) в рамках лишь одного эксперимента методом «возбуждение—широкополосное зондирование» либо на пропускание, либо на отражение.

В условиях фемтосекундного эксперимента скорость остывания γ_T электронной подсистемы в рамках двухтемпературной модели и в пренебрежении спектральной зависимостью релаксации [2] может быть связана с параметром Элиашберга $\lambda\langle\Omega^2\rangle$ для электрон-фононного взаимодействия:

$$\frac{\partial T_e(t)}{\partial t} = \gamma_T (T_L - T_e), \quad \gamma_T = \frac{3\hbar\lambda\langle\Omega^2\rangle}{\pi k_B T_e}. \quad (3)$$

Параметр электрон-фононного взаимодействия $\lambda\langle\Omega^2\rangle$ играет чрезвычайно важную роль в теории сверхпроводимости, и его определение может указать на природу взаимодействия, ответственного за спаривание электронов. Исследование кинетики фотоиндуцированного отражения (или пропускания) методами фемтосекундной спектроскопии позволяет восстановить эволюцию температуры электронов и решетки и экспериментально определить этот параметр. Данный подход широко использовался для определения параметра $\lambda\langle\Omega^2\rangle$ как для металлов (Cu, Au, Nb [2, 10]), так и для ряда высокотемпературных сверхпроводников ($\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, $\text{BiSr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ [2, 10–12]).

Применение ТММ позволило исследовать основные физические процессы динамики носителей заряда в металлах и ВТСП, восстановить эволюцию эффективной температуры электронной и фононной подсистем. При использовании пикосекундных и субпикосекундных лазерных импульсов законность применения ТММ не вызывает сомнений. Действительно, время электрон-электронной релаксации для металлов можно оценить как $\tau_{e-e} \sim 1/\omega_{pl}$, где ω_{pl} — плазменная частота. Для типичных металлов с $\omega_{pl} \sim 10$ эВ время установления квазиравновесия в электронной подсистеме составляет величину порядка $\tau_{e-e} \sim 10$ фс и за время действия лазерного импульса возбуждения $\tau_p \sim 100$ фс успевает установиться электронная температура T_e , так как $\tau_p \gg \tau_{e-e}$. Однако при использовании более коротких импульсов возбуждения, $\tau_p \sim \tau_{e-e}$, возникает вопрос о правомерности исключения времени τ_{e-e} установления квазиравновесного распределения из рассмотрения [1].

Действительно, в экспериментах по фотоэмиссии электронов из пленок Au [5] с фемтосекундным временным разрешением было обнаружено существование неравновесного распределения электронной подсистемы на временах вплоть до 600 фс. В этих работах было сделано предположение, что при использовании фемтосекундных лазерных импульсов процессы электрон-электронного взаимодействия, определяющие установление квазиравновесного распределения электронов, играют существенную роль, и основные выводы термомодуляционной модели должны быть пересмотрены в смысле учета процесса установления электронной температуры. Эти предположения были в дальнейшем подтверждены в фемтосекундных экспериментах по исследованию фотоиндуцированного поглощения и отражения пленок Au [6], а также при исследовании пленок Ag, Au с помощью техники поверхностного плазмон-поляритонного резонанса [7]. В этих экспериментах было показано, что описание фемтосекундного отклика металла требует обобщения простой термомодуляционной модели, рассматривающей металл как двухтемпературную модель электронной подсистемы с температурой $T_e(t)$ и температурой решетки $T_L(t)$. Применение ультракоротких импульсов требует учета электрон-электронного взаимодействия в процессе «термализации электронной подсистемы», т. е. в процессе установления эффективной температуры электронной подсистемы [1].

Другим принципиальным обстоятельством для пересмотра ТММ является следующий мо-

мент: эта модель не учитывает спектральную зависимость электрон-фононного взаимодействия. Однако теория [15, 20, 21] предсказывает существенную спектральную зависимость скорости как электрон-электронной, так и электрон-фононной релаксации: вблизи уровня Ферми имеется существенное замедление этих скоростей релаксации, связанное с уменьшением фазового объема, доступного для релаксации. Действительно, в фемтосекундных экспериментах, выполненных как методом «возбуждение-широкополосное зондирование» [8, 9, 16], так и с помощью двухфотонной фотоэмиссии [22, 23], было обнаружено замедление скорости релаксации вблизи уровня Ферми.

Поэтому при использовании ультракоротких импульсов длительности, сравнимой с характерным временем электрон-электронной релаксации, термомодуляционная модель нуждается в обобщении для учета процесса установления квазиравновесия в электронной подсистеме, а использование широкополосного зондирования позволяет детально исследовать спектральную зависимость этих скоростей релаксации вблизи уровня Ферми и дает возможность прямого определения параметра электрон-фононного взаимодействия [15] из спектральной зависимости скорости электрон-фононной релаксации.

3. СПЕКТРАЛЬНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЭЛЕКТРОН-ЭЛЕКТРОННОЙ И ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОЙ РЕЛАКСАЦИЙ

Основные механизмы рассеяния носителей заряда в металлах, полуметаллах и полупроводниках, в частности, электрон-электронное и электрон-фононное взаимодействия, изложение современных достижений кинетики носителей тока и основные эксперименты, в которых это рассеяние проявляется наиболее ярко, детально освещены в монографии Гантмахера и Левинсона [20]. Так, в рамках теории фермижидкости [20, 21] спектральная зависимость скорости электрон-электронной релаксации $\gamma_{e-e}(\hbar\omega)$ характеризуется замедлением вблизи уровня Ферми:

$$\gamma_{e-e} = a_{e-e}T_e^2 + b_{e-e}(\hbar\omega - E_F)^2. \quad (4)$$

Замедление скорости релаксации $\gamma_{e-e}(\hbar\omega)$ с минимумом на уровне Ферми связано с уменьшением фазового объема, доступного для релаксации, а коэффициенты a_{e-e} и b_{e-e} в (4) не зависят от $\hbar\omega$ и T_e . Хотя типичные времена электрон-электронной релаксации в металлах при комнатной температуре оказываются порядка 10 фс [21], взаимодействие

электронов друг с другом отчетливо проявляется в частотной зависимости скорости релаксации в фемтосекундных экспериментах «возбуждение–широкополосное зондирование» [8, 9].

Спектральная зависимость скорости электрон-фононной релаксации γ_{e-ph} вблизи уровня Ферми в низкотемпературном пределе (т. е. для температур $k_B T_e \ll \hbar\omega_{ph}$, $\hbar\omega_{ph}$ — характерная энергия фонона) хорошо известна (см. подробное изложение в [20]) и имеет вид $\gamma_{e-e} \propto (\hbar\omega - E_F)^3$, причем коэффициент пропорциональности не связан непосредственно с параметром электрон-фононного взаимодействия $\lambda(\Omega^2)$. В условиях же фемтосекундного эксперимента «возбуждение–зондирование» [8, 9, 13] реализуется (при интенсивной накачке) противоположный предельный случай высоких температур, т. е. эффективная температура электронной подсистемы T_e значительно превышает характерные фононные частоты $\hbar\omega_{ph}$. В этом случае, т. е. при выполнении условия $\hbar\omega_{ph}/k_B T_e \ll 1$, скорость электрон-фононной релаксации вблизи уровня Ферми оказывается пропорциональной параметру электрон-фононного взаимодействия [15]:

$$\gamma_{e-ph}(\omega, T_L, T_e) = a_{e-ph} + b_{e-ph}(\hbar\omega - E_F)^2, \quad (5)$$

где $b_{e-ph} = \pi\hbar\lambda(\Omega^2)/(2k_B T_e)^3$. Из выражения (5) следует, что вблизи уровня Ферми должно наблюдаться замедление скорости релаксации, и по аппроксимации экспериментальной зависимости $\gamma_{e-ph}(\hbar\omega)$ зависимостью (5) мы можем определить параметр электрон-фононного взаимодействия $\lambda(\Omega^2) = b_{e-ph}(2k_B T_e)^3/\pi\hbar$.

Таким образом, подчеркнем, что использование широкополосного зондирования [13, 14] позволяет определять как положение уровня Ферми по замедлению скорости релаксации и параметры электрон-электронного и электрон-фононного взаимодействий [15], так и возможные отклонения [17] спектральной зависимости от зависимости, предсказываемой теорией.

4. ФЕМТОСЕКУНДНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ЗОЛОТЫХ И МЕДНЫХ ПЛЕНОК

В данном разделе представлены экспериментальные результаты, полученные с помощью фемтосекундной лазерной спектроскопии методом «возбуждение–широкополосное зондирование» [13, 14] для металлических пленок (Au, Cu).

Исследуемые образцы представляли собой пленки Cu и Au толщиной 20 нм, напыленные на квар-

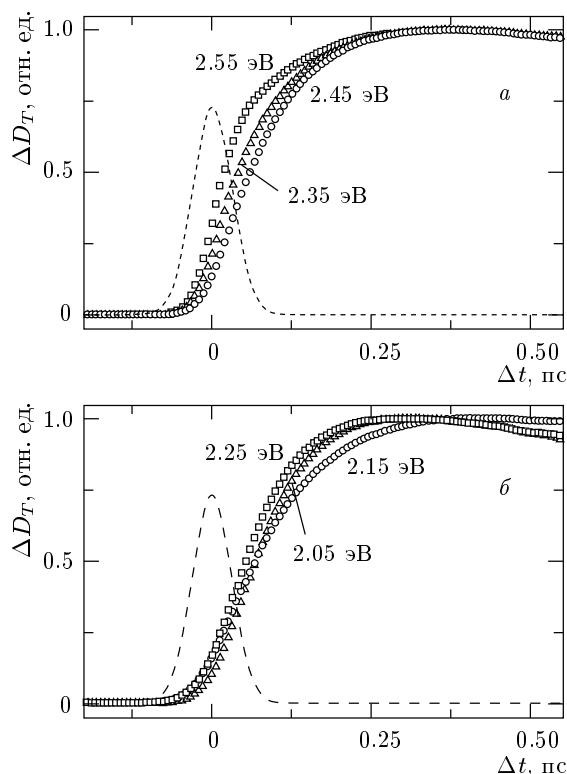


Рис. 3. Нормированные временные зависимости фотоиндуцированного отклика $\Delta D_T(\hbar\omega)/\Delta D_{max}(\hbar\omega)$ для различных энергий зондирования $\hbar\omega$ вблизи уровня Ферми E_F для пленки Au, $\hbar\omega_{Au} \approx 2.45$ эВ (а) и пленки Cu, $\hbar\omega_{Cu} \approx 2.15$ эВ (б). Штрихами изображен импульс накачки, Δt — время задержки

цевую подложку толщиной 200 мкм. Возбуждение осуществлялось оптическими импульсами длительностью 50 фс для энергий фотонов возбуждения $\hbar\omega_p = 2.34, 2.75$ эВ и импульсами длительностью 70 фс для энергий фотонов возбуждения $\hbar\omega_p = 5.5$ эВ. Интенсивность импульсов возбуждения $\sim 10^{11}$ Вт/см², диаметр пятна возбуждения примерно 100 мкм. Разностная оптическая плотность образца в экспериментах на пропускание и отражение измерялась с помощью широкополосного зондирования в спектральной области $\hbar\omega = 1.6$ – 3.2 эВ, где ω — частота зондирования. Диаметр пятна зондирования был примерно 80 мкм. Частота повторения импульсов возбуждения и зондирования составляла 3 Гц, шаг изменения времени задержки равнялся 7 фс. Максимальная задержка в данных экспериментах достигала 4 пс. Все измерения проводились при комнатной температуре.

На рис. 3 представлены изменения оптической плотности ΔD_T для пленок Au (рис. 3а) и Cu

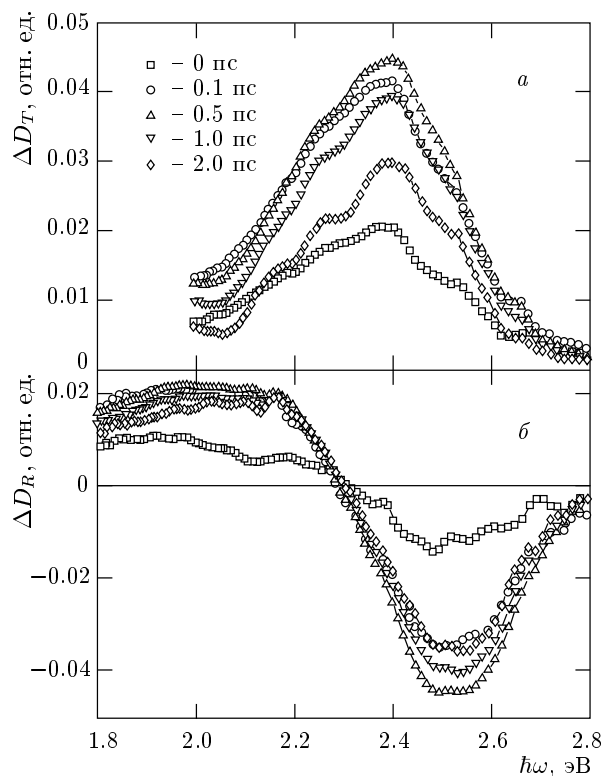


Рис. 4. Спектры ΔD_T (а) и ΔD_R (б) для пленки Au (20 нм) для различных временных задержек Δt , указанных рядом со значками

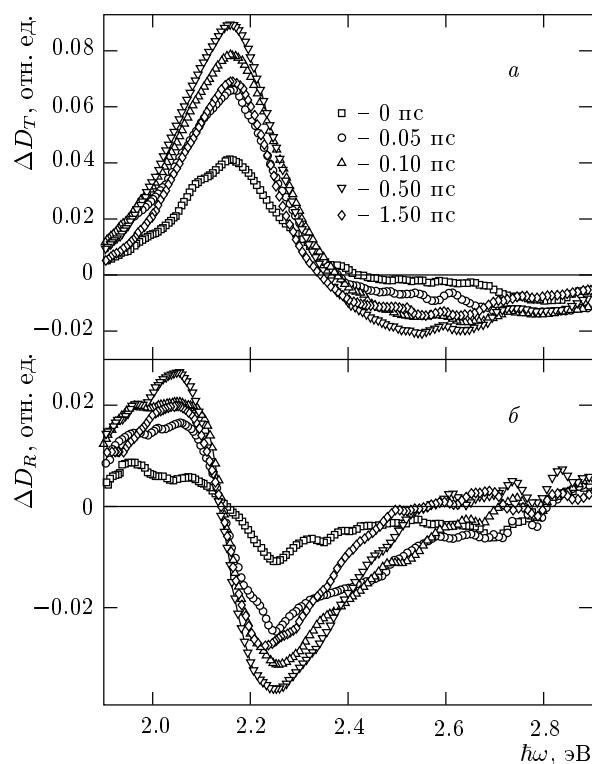


Рис. 5. Спектры ΔD_T (а) и ΔD_R (б) для пленки Cu (20 нм) для различных временных задержек Δt , указанных рядом со значками

(рис. 3б) в зависимости от времени задержки между импульсом возбуждения $\hbar\omega_p = 2.75$ эВ и зондирования $\hbar\omega$. Подобное поведение наблюдалось и для других энергий возбуждения $\hbar\omega_p = 2.34, 5.5$ эВ. На рис. 4 представлена временная зависимость разностных спектров пропускания ΔD_T (рис. 4а) и отражения ΔD_R (рис. 4б) золотой пленки для различных временных задержек, а на рис. 5а и 5б — для медной пленки. Подобное поведение ΔD_T и ΔD_R наблюдалось и для других энергий импульса возбуждения $\hbar\omega_p = 2.34, 5.5$ эВ.

Этапы временной эволюции отклика пленок Au (рис. 4) и Cu (рис. 5) для используемых энергий импульса возбуждения аналогичны: в начальный момент времени создается сильнонеравновесное распределение электронов; электрон-электронное взаимодействие определяет релаксацию этого сильнонеравновесного распределения к квазиравновесному распределению электронов с эффективной электронной температурой $T_e(t) > T_0$, где T_0 — начальная равновесная температура электронов и решетки. Этот этап релаксации может быть охарактеризован скоростью электрон-электронной релак-

сации $\gamma_{e-e}(\hbar\omega)$, см. (4). Максимальная амплитуда сигнала ΔD_T (для $\Delta D_T > 0$ при $\hbar\omega \approx 2.4$ эВ для пленки Au, см. рис. 4а, и $\Delta D_T > 0$ при $\hbar\omega \approx 2.15$ эВ для пленки Cu, см. рис. 5а) достигается на временах около 500 фс и может быть связана с вкладом неравновесной электронной подсистемы на этом временном интервале. После установления квазиравновесия электронной подсистемы происходит последующая релаксация к равновесному состоянию в системе решетка–электроны, связанная с электрон-фононным взаимодействием квазиравновесных электронов и фононов. Как видно из рис. 4 и 5, характерное время такой релаксации составляет несколько пикосекунд, и этот этап релаксации может быть охарактеризован скоростью электрон-фононной релаксации $\gamma_{e-ph}(\hbar\omega)$, см. (5).

Заметим, что зависимость $\Delta D_R(\hbar\omega)$ существенно немонотонна в спектральной области зондирования. Как видно из рис. 4б и 5б, для медной пленки $\Delta D_R > 0$ для $\hbar\omega < 2.15$ эВ и $\Delta D_R < 0$ для $\hbar\omega > 2.15$ эВ (для золотой пленки $\Delta D_R > 0$ для $\hbar\omega < 2.3$ эВ и $\Delta D_R < 0$ для $\hbar\omega > 2.3$ эВ). Как уже отмечалось ранее, эта немонотонная зависимость

связана с зондированием переходов вблизи уровня Ферми, и из нее может быть определено положение уровня Ферми из условия $\Delta\epsilon_2(\hbar\omega_{int}) = 0$. Для медной пленки $\Delta D_R \approx \Delta\epsilon_2$ (в спектральной области вблизи 2.15 эВ) и, следовательно, $\hbar\omega_{Cu} \approx 2.15$ эВ, в то время как для золотой пленки $\Delta D_R \neq \Delta\epsilon_2$ вблизи $\hbar\omega \approx 2.4$ эВ. Учитывая (2), можно получить $\hbar\omega_{Au} \approx 2.45$ эВ [18, 19]. Отметим тот факт, что наблюдается существенное замедление скорости релаксации вблизи 2.15 эВ для медной пленки и вблизи 2.45 эВ для золотой пленки (это отчетливо видно на рис. 3, где представлены нормированные временные зависимости фотоиндуцированного отклика для различных энергий зондирования вблизи уровня Ферми).

Для того чтобы исследовать наблюдаемое замедление скорости релаксации в спектральной области, связанной с переходами в область уровня Ферми (см. рис. 3), экспериментальные зависимости подгонялись с помощью двухэкспоненциальной функции отклика, включающей скорости как электрон-электронной, так и электрон-фононной релаксаций [6, 8, 9]:

$$\begin{aligned} \frac{dy_1}{dt} &= -y_1(\gamma_{e-e} + \gamma_{e-ph}), \\ \frac{dy_2}{dt} &= -y_2\gamma_{e-ph} + y_1\gamma_{e-e}, \\ \frac{dy_3}{dt} &= (y_1 + y_2)\gamma_{e-ph}. \end{aligned} \quad (6)$$

Для моделирования временных изменений разностной оптической плотности $\Delta D_{exp}(\hbar\omega, t)$ использовалась свертка линейной комбинации функций $F(t) = \sum_{i=1}^3 C_i y_i$, являющихся решением системы уравнений (6), с функцией взаимной корреляции $S_{cc}(t)$ возбуждающего и зондирующего импульсов:

$$\Delta D_{fit}(\hbar\omega, t) = \int_{-\infty}^{\infty} dt' F(t') S_{cc}(t - t'). \quad (7)$$

В используемом приближении функция y_1 связана с процессом, определяющим сверхбыстрый отклик неравновесной электронной подсистемы и ответственным за установление квазиравновесия электронов с характерной скоростью релаксации γ_{e-e} . Функция y_2 может быть связана с вкладом от релаксации термализованных электронов, а функция y_3 описывает процесс нагрева решетки [3, 4, 8].

Цель подгонки состояла в получении наилучшего приближения к экспериментальным данным (во всей спектральной области зондирования 1.6–3.2 эВ) и в определении спектральных зависимостей

скоростей релаксации $\gamma_{e-e}(\hbar\omega)$ и $\gamma_{e-ph}(\hbar\omega)$. Было обнаружено, что скорости релаксации $\gamma_{e-e}(\hbar\omega)$ и $\gamma_{e-ph}(\hbar\omega)$ имеют сильную спектральную зависимость (см. рис. 6), а именно, наблюдается существенное замедление скоростей релаксации вблизи $\hbar\omega_{Cu} = 2.15$ эВ для пленки Cu и $\hbar\omega_{Au} = 2.45$ эВ для пленки Au. Напомним, что положение уровня Ферми, определенное из спектров ΔD_T и ΔD_R , также дает ту же величину. Это совпадение позволяет с уверенностью утверждать, что возможно определение положения уровня Ферми новым методом — по определению минимума в спектральной зависимости скорости релаксации возбужденных носителей заряда (см. также [16]). Отметим, что зависимость скоростей релаксации от энергии оказывается весьма резкой, что дает возможность более точного определения уровня Ферми, чем давало бы обращение в нуль зависимости $\Delta\epsilon_2(\hbar\omega)$ [3, 4, 10] от энергии пробного фотона. Напомним также, что для получения зависимости $\Delta\epsilon_2(\hbar\omega)$ требуется, в отличие от рассматриваемого метода, привлечение дополнительных данных [3]. Спектральные зависимости скоростей релаксации, $\gamma_{e-e}(\hbar\omega)$ и $\gamma_{e-ph}(\hbar\omega)$, для других используемых энергий возбуждения $\hbar\omega_p = 2.34, 5.5$ эВ дали те же результаты.

Подгонка с помощью зависимости (4) к экспериментальным данным позволяет проверить предсказания теории для электрон-электронного взаимодействия. Оказалось, что параметры, полученные из такой подгонки, заметно отличаются от предсказаний теории однокомпонентной фермижидкости [21] в области $\hbar\omega_{int} \pm 0.2$ эВ. Так, для пленок Cu и Au были получены следующие значения: $b_{e-e}^{Cu} = 265$ пс⁻¹·эВ⁻² и $b_{e-e}^{Au} = 260$ пс⁻¹·эВ⁻². Отклонения от предсказаний теории однокомпонентной Ферми-жидкости наблюдались и в экспериментах по фемтосекундной двухфотонной фотоэмиссии [22, 23]. В связи с этим необходим учет дополнительного экранирования за счет электронов валентной d -зоны [24, 25].

Как уже отмечалось выше, из спектральной зависимости электрон-фононной релаксации возможно прямое определение параметра электрон-фононного взаимодействия (см. также [15]) с помощью подгонки к экспериментальным данным зависимостью (5). Этим способом были определены параметры $\lambda\langle\Omega^2\rangle_{Cu} \approx 35$ мэВ² и $\lambda\langle\Omega^2\rangle_{Au} \approx 28$ мэВ², которые хорошо согласуются со значениями этих параметров, определенными ранее по скорости изменения электронной температуры [10]. Отметим, что определение параметра электрон-фононного взаимодействия из спектральной зависимости скорости

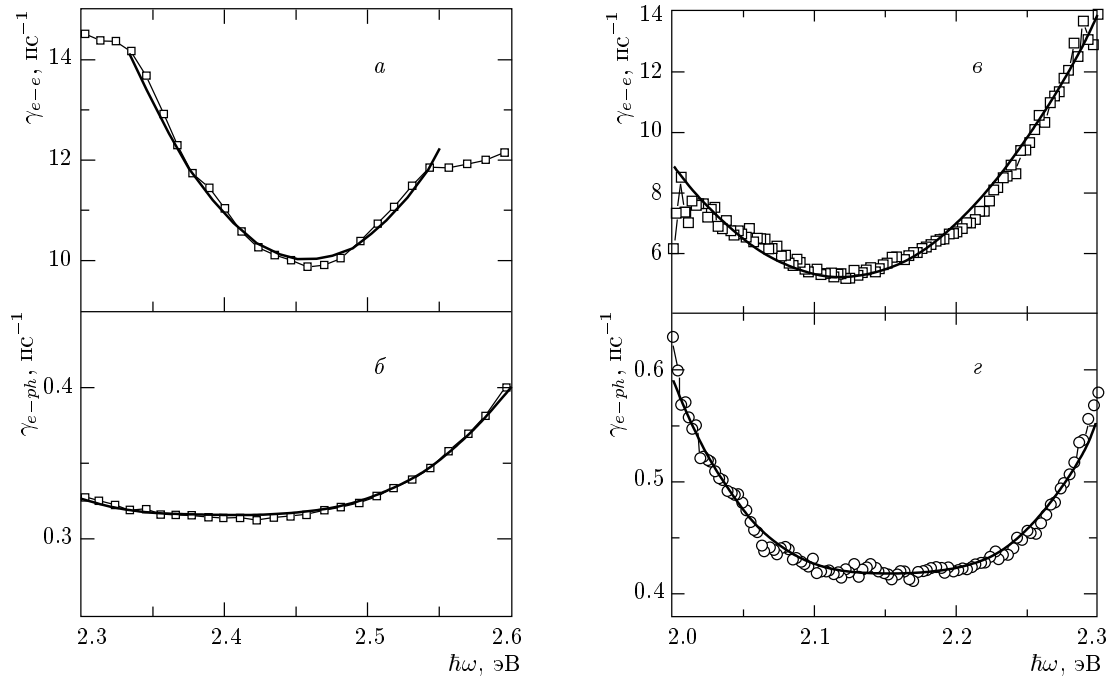


Рис. 6. Спектральные зависимости скоростей релаксации для пленки Au (а, б) и Cu (в, г) толщиной 20 нм при энергии фотона импульса возбуждения $\hbar\omega_p = 2.75$ эВ: а, в — скорость электрон-электронной релаксации $\gamma_{e-e}(\hbar\omega)$; б, г — скорость электрон-фононной релаксации $\gamma_{e-ph}(\hbar\omega)$. Квадратами изображены экспериментальные данные, сплошными кривыми — подгонка зависимостями (4) на рис. а, в и (5) на рис. б, г

электрон-фононной релаксации [15] в экспериментах по фемтосекундной спектроскопии «возбуждение–зондирование» более оправдано, чем подход в рамках теории Аллена [2], не учитывающей спектральную зависимость $\gamma_{e-ph}(\hbar\omega)$.

5. ФЕМТОСЕКУНДНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ПЛЕНОК YBCO

Метод фемтосекундной спектроскопии «возбуждение–широкополосное зондирование» использовался для исследования возбужденного состояния высокотемпературного сверхпроводника $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ и детального изучения релаксации неравновесных носителей заряда в фемтосекундном диапазоне времен.

Исследуемый образец представлял собой пленку $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ($T_c = 89$ К) толщиной 0.05 мкм на подложке из $SrTiO_3$ толщиной 0.5 мкм. Возбуждение осуществлялось оптическими импульсами длительности 50 фс и интенсивности $2.5 \cdot 10^{11}$ Вт/см² с энергией фотонов $\hbar\omega_p = 2.34$ эВ. Диаметр пятна возбуждения составлял 100 мкм. Изменение коэффициента отражения ΔD_R исследовалось с помощью зонди-

рующего импульса длительности 50 фс в диапазоне 1.6–3.2 эВ. Диаметр пятна зондирования равнялся 80 мкм. Частота повторения импульсов возбуждения и зондирования составляла 2 Гц. Шаг изменения задержки равнялся 7 фс. Максимальная задержка в данном эксперименте достигала 4 пс. Измерения проводились при комнатной температуре.

Выше для металлов (Au, Cu) был представлен метод определения положения уровня Ферми и параметров электрон-электронного и электрон-фононного взаимодействий по исследованию спектральных зависимостей $\gamma_{e-e}(\hbar\omega)$ и $\gamma_{e-ph}(\hbar\omega)$. Ниже данный подход применяется для пленок $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$.

На рис. 7 представлены разностные спектры отражения ΔD_R для различных временных задержек в спектральной области 1.7–2.2 эВ. Этапы временной эволюции этих спектров аналогичны металлам (см. предыдущий раздел). Отметим, что для исследуемой спектральной области сигнал $\Delta D_R > 0$ на временах порядка нескольких сотен фемтосекунд может быть связан с вкладом сильнонеравновесной электронной подсистемы. Для временных задержек больше 1 пс сигнал разностного отражения имеет существенно немонотонную зависимость. Полу-

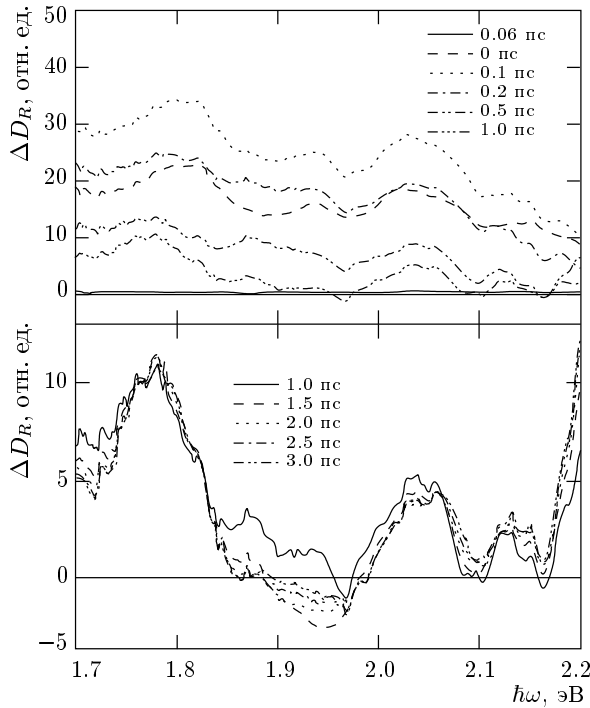


Рис. 7. Фотоиндуцированные изменения разностного отражения ΔD_R пленки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ для различных временных задержек, задержки представлены на вставках

чено, что $\Delta D_R(t > 1 \text{ пс}) \approx 0$ при $\hbar\omega_1 \approx 1.9 \text{ эВ}$ и $\hbar\omega_2 \approx 2.08 \text{ эВ}$ (см. рис. 7) и $\Delta D_R(t > 1 \text{ пс}) < 0$ между этими точками. Как уже отмечалось ранее, эта немонотонная зависимость связана с зондированием электронных состояний вблизи уровня Ферми. Здесь ситуация аналогична металлам (Cu, Au, см. предыдущий раздел) с той лишь разницей, что в разностных спектрах ΔD_R наблюдаются два межзонных перехода в область уровня Ферми при энергиях $\hbar\omega_1 \approx 1.9 \text{ эВ}$ и $\hbar\omega_2 \approx 2.08 \text{ эВ}$.

В отличие от металлов, рассмотренных ранее, зонная структура $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ достаточно сложна. Так, уровень Ферми пересекает ряд зон с различными эффективными массами электронов и разным знаком дисперсии [26]. Рассмотрим два типа возможных межзонных переходов вблизи энергии $\hbar\omega \approx 2 \text{ эВ}$ [27, 28].

1. Возможны межзонные переходы вблизи Г-точки зоны Бриллюэна из низколежащих валентных зон с отрицательными эффективными массами электронов в зону проводимости, образованную орбиталями $\text{Cu}1(dx_{y^2}) - \text{O}1(px) - \text{O}4(py)$, в которой находится уровень Ферми. Для переходов такого типа ΔD_R имеет немонотонную спектральную

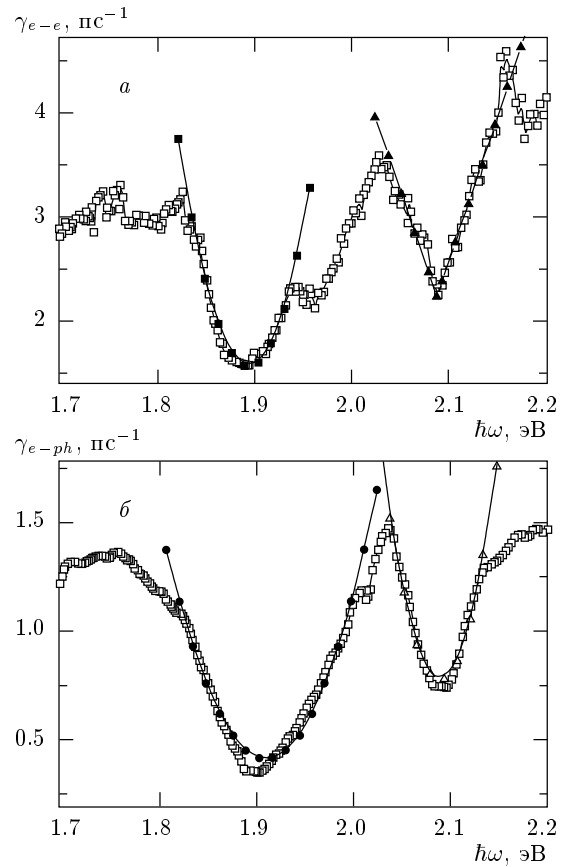


Рис. 8. Спектральные зависимости скоростей электрон-электронной γ_{e-e} (а) и электрон-фононной γ_{e-ph} (б) релаксаций: \square — экспериментальные данные; \blacksquare — $\gamma_{e-e} \propto |E - 1.89 \text{ эВ}|^2$; \blacktriangle — $\gamma_{e-e} \propto |E - 2.08 \text{ эВ}|$; \bullet — $\gamma_{e-ph} \propto |E - 1.90 \text{ эВ}|^2$; \blacktriangle — $\gamma_{e-ph} \propto |E - 2.09 \text{ эВ}|^2$

зависимость с $\Delta D_R \approx 0$ при $\hbar\omega_1 \approx 1.89 \text{ эВ}$ и $\Delta D_R > 0$ для $1.7 \text{ эВ} < \hbar\omega < 1.9 \text{ эВ}$, $\Delta D_R < 0$ для $1.9 \text{ эВ} < \hbar\omega < 2 \text{ эВ}$ (см. рис. 7).

2. Возможны межзонные переходы из низколежащих валентных зон с отрицательными эффективными массами электронов в ту же зону проводимости, что и для переходов типа (1), но с отрицательной эффективной массой вблизи S-точки зоны Бриллюэна. Для переходов такого типа ΔD_R имеет немонотонную зависимость с $\Delta D_R \approx 0$ при $\hbar\omega_2 \approx 2 \text{ эВ}$ и $\Delta D_R < 0$ для $1.9 \text{ эВ} < \hbar\omega < 2.0 \text{ эВ}$, $\Delta D_R > 0$ для $2 \text{ эВ} < \hbar\omega < 2.1 \text{ эВ}$ (см. рис. 7).

Данные межзонные переходы могут наблюдаться в спектрах разностного отражения пленки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [27, 28]. Как было показано ранее (для металлов Cu и Au), положение уровня Ферми для межзонных переходов из валентной зоны в

область уровня Ферми может быть определено из спектральных зависимостей скоростей релаксации γ_{e-e} и γ_{e-ph} . Для получения $\gamma_{e-e}(\hbar\omega)$ и $\gamma_{e-ph}(\hbar\omega)$ была проведена та же процедура, что и для металлов Cu и Au. Оказалось, что спектральные зависимости скоростей релаксации γ_{e-e} и γ_{e-ph} (рис. 8) существенно отличаются от полученных для металлов.

Отметим, что обе скорости релаксации имеют минимум для энергий $\hbar\omega_1 \approx 1.89$ эВ и $\hbar\omega_2 \approx 2.08$ эВ. Эти минимумы могут быть связаны с межзонными переходами типа (1) и (2) в область уровня Ферми, находящегося в зоне проводимости, образованной орбиталями $Cu1(dxy) - O1(px) - O4(py)$ [26]. Существенным отличием от металлов (Cu, Au) является то обстоятельство, что средние значения скоростей релаксации по исследуемой спектральной области составляют $\langle\gamma_{e-e}\rangle \approx 3$ пс⁻¹ и $\langle\gamma_{e-ph}\rangle \approx 1$ пс⁻¹, в то время как для металлов (Cu, Au) скорости электрон-электронной и электрон-фононной релаксаций различаются на порядок. Замедление скоростей релаксации вблизи $\hbar\omega_1 \approx 1.89$ эВ и $\hbar\omega_2 \approx 2.08$ эВ согласуется с прохождением кривой $\Delta D_R(\hbar\omega) \propto \Delta\epsilon_2$ через нуль (см. рис. 7). Такое согласие позволяет вновь утверждать, что замедление скорости релаксации вблизи уровня Ферми определяет его положение. Кроме того, найденное положение уровня Ферми согласуется с определением уровня Ферми в независимых экспериментах по исследованию разностного отклика пропускания ΔD_T пленки $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ [10–12, 16].

Полученные спектральные зависимости использовались для сравнения с предсказаниями теории ферми-жидкости (4), как в случае металлов Cu, Au. Оказалось, что параметры электрон-электронного взаимодействия имеют следующие значения: $b_{e-e}(\hbar\omega_1 = 1.98$ эВ) ≈ 420 для Cu и $b_{e-ph} = 15$ пс⁻¹ · эВ⁻² для Au и $b_{e-e}(\hbar\omega_2 = 2.08$ эВ) ≈ 375 пс⁻¹ · эВ⁻² для пленки $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. Отметим, что параметр b_{e-e} имеет тот же порядок, что и для металлов Au, Cu. Вместе с тем подчеркнем, что для переходов в область уровня Ферми вблизи $\hbar\omega_2 \approx 2.08$ эВ наблюдаются существенные расхождения с предсказаниями теории, и исследование зависимости $\gamma_{e-e}(\hbar\omega)$ может быть использовано для изучения этих отклонений [29] с помощью зависимости типа $\gamma_{e-e}(\hbar\omega) \propto (\hbar\omega - E_F)^\alpha$ (для ферми-жидкости $\alpha = 2$ [21]), что позволяет говорить о возможности развития нового метода исследования [17] проявлений нефермижидкостной картины в сильнокоррелированной электронной подсистеме [30, 31]. Оказалось, что спектраль-

ная зависимость скорости релаксации вблизи $\hbar\omega_2 \approx 2.08$ эВ может быть хорошо описана законом типа $\gamma_{e-e}(\hbar\omega) \approx b_{e-e}|\hbar\omega - E_F|$ (см. рис. 8) со значением параметра $b_{e-e}(\hbar\omega = 2.08$ эВ) ≈ 27 пс⁻¹ · эВ⁻¹. Отметим, что в экспериментах по двухфотонной фемтосекундной фотоэмиссии графита была также обнаружена линейная зависимость скорости электрон-электронной релаксации, связываемая с электрон-плазмонным взаимодействием в графите [32]. И, более того, параметр b_{e-e} для пленки $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ имел практически то же значение, что и для графита: $b_{e-e} \approx 29$ пс⁻¹ · эВ⁻¹ [32]. Столь поразительное совпадение параметров может быть связано с проявлением двумерного поведения электронной подсистемы, характерного как для $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, так и для графита. Альтернативное объяснение линейной зависимости $\gamma_{e-e}(\hbar\omega)$ может быть связано с одномерным характером зоны проводимости, образованной связывающей цепочечной π -орбиталью $Cu1d(xy) - O1p(x) - O4p(y)$ вблизи S -точки зоны Бриллюэна [26], и вследствие этого проявлением свойств латтинжеровского характера квазиодномерной электронной жидкости [30, 31].

Спектральная зависимость скорости электрон-фононной релаксации γ_{e-ph} с замедлением при $\hbar\omega_1 \approx 1.89$ эВ и $\hbar\omega_2 \approx 2.08$ эВ позволяет сделать вывод о существенной роли электрон-фононного взаимодействия в $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ [15]. Действительно, было найдено, что $b_{e-ph} \approx 90$ пс⁻¹ · эВ⁻² при $\hbar\omega_1 \approx 1.9$ эВ и $b_{e-ph} \approx 290$ пс⁻¹ · эВ⁻² при $\hbar\omega_2 \approx 2.09$ эВ. Эти величины оказались существенно больше, чем аналогичные для металлов (мы получили $b_{e-ph} \approx 45$ пс⁻¹ · эВ⁻² для Cu и $b_{e-ph} = 15$ пс⁻¹ · эВ⁻² для Au). Оценим максимальную температуру электронной подсистемы T_e , считая, что энергия импульса возбуждения целиком вложена в электронную подсистему. Тогда для пленки $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ получим $k_B T_e \approx 0.26$ эВ и, следовательно, оценим параметр электрон-фононного взаимодействия $\lambda\langle\Omega^2\rangle \approx 840$ мэВ². Эта величина отличается от значения $\lambda\langle\Omega^2\rangle \approx 500$ мэВ², полученного ранее по скорости изменения электронной температуры. Теоретическая оценка [33] параметра электрон-фононного взаимодействия дает величину $\lambda\langle\Omega^2\rangle \approx 2200$ мэВ². Как уже отмечалось ранее, определение параметра $\lambda\langle\Omega^2\rangle$ по скорости изменения электронной температуры [2] не учитывает спектральной зависимости скорости электрон-фононной релаксации и может расцениваться лишь как оценка снизу, и, кроме того, для определения параметра этим методом требуются дополнительные экспериментальные данные [10] о характеристиках

исследуемого образца. Для определения параметра из спектральной зависимости скорости электрон-фононной релаксации в привлечении дополнительных экспериментальных данных нет необходимости, и эта оценка более обоснована [15].

6. КОГЕРЕНТНЫЕ ФОНЫ В ПЛЕНКАХ YBCO

Переход к фемтосекундным импульсам открывает принципиально новые возможности в исследовании элементарных возбуждений в молекулах и конденсированных средах. Речь идет о прямом осциллографировании колебаний молекул, зондировании не только амплитуды, но и фазы молекулярных колебаний при использовании сверхкоротких импульсов с длительностью значительно меньшей периода молекулярных колебаний, $\tau_p \ll T_m = \pi/\Omega_m$. Использование таких лазерных импульсов позволило экспериментально наблюдать возбуждение когерентных колебаний в различных средах [34–38]. В экспериментах данного типа ультракороткие лазерные импульсы возбуждения используются для ударного возбуждения среды. Когерентные колебания решетки или молекулы (т. е. колебания с одинаковой фазой и классическим числом заполнения возбуждаемой фононной моды), возбуждаемые такими ультракороткими импульсами, модулируют изменения диэлектрической проницаемости среды, что приводит к изменению интенсивности прошедшего или отраженного света. Зондирующий импульс, задержанный относительно импульса возбуждения на время задержки, позволяет непосредственно наблюдать динамику возбужденных колебаний.

Использование ультракоротких оптических импульсов для фемтосекундной спектроскопии пленок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ позволило наблюдать возбуждаемые ими когерентные колебания решетки. Фурье-анализ временной зависимости разности изменений оптической плотности, $\Delta D_{exp}(t) - \Delta D_{fit}(t)$ [14, 16, 35], использовался для определения характерных частот решеточных колебаний в области частот 10–250 cm^{-1} . Обнаружено, что возбуждение когерентных фононов происходит во всей спектральной области зондирования $\hbar\omega = 1.6\text{--}3.0$ эВ. Для определения частот когерентных фононов, которые эффективно возбуждаются во всей исследуемой зондируемой области спектра, все фурье-спектры были перемножены, т. е. вычислялся среднегеометрический спектр колебаний (см. также [14, 16, 35]). В результате было обнаружено, что доминирующим в данной спектральной области является колебание с частотой

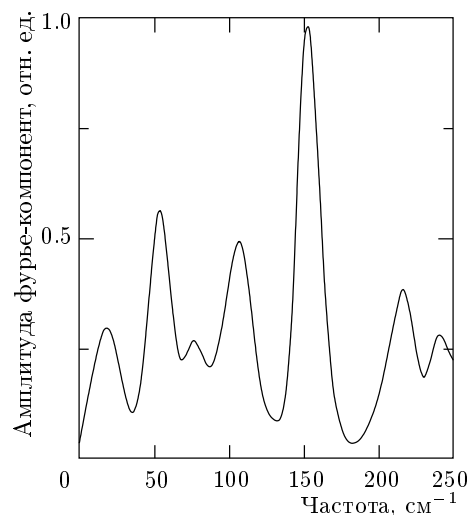


Рис. 9. Спектр когерентных фононов, возбуждаемых в пленке сверхпроводника $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при комнатной температуре

той 152 cm^{-1} (см. рис. 9). С более низкой амплитудой наблюдаются колебания с частотами примерно 55, 110, 215 cm^{-1} и ряд других мод. Возбуждение мод с частотами около 116 и 150 cm^{-1} наблюдалось ранее в работах [36–38]. Так, например, в [36, 37], с помощью фемтосекундных импульсов длительностью около 100 фс с энергией возбуждающих и зондирующих фотонов $\hbar\omega \approx 2$ эВ в пленке $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ наблюдалось возбуждение наиболее интенсивной при комнатной температуре моды 150 cm^{-1} , так же как и в нашем случае.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе была исследована динамика неравновесных процессов в пленках Au, Cu и $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Мы проанализировали спектральные зависимости скоростей как электрон-электронной, так и электрон-фононной релаксаций. Экспериментально обнаружено замедление этих скоростей релаксаций вблизи уровня Ферми, что открывает возможность для развития нового метода для определения положения уровня Ферми и параметров электрон-электронного и электрон-фононного взаимодействий. Предложен метод определения параметра электрон-фононного взаимодействия по исследованию спектральной зависимости скорости электрон-фононной релаксации. Исследование спектральных зависимостей скоростей релаксаций открывает новые возможности для определения возможных отклонений от ферми-жидкостной кар-

тины: обнаружена линейная зависимость скорости релаксации $\gamma_{e-e}(\hbar\omega) \approx b_{e-e}|\hbar\omega - E_F|$ для межзонного перехода в области $\hbar\omega \approx 2.08$ эВ для высокотемпературного сверхпроводника $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Обнаружено возбуждение когерентных фононов в пленке $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ с доминирующим колебанием на частоте примерно 152 см^{-1} .

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и гранта DFG.

ЛИТЕРАТУРА

- С. И. Анисимов, Б. Л. Капелиович, Т. Л. Перельман, ЖЭТФ **66**, 776 (1974).
- Р. В. Allen, Phys. Rev. Lett. **59**, 1460 (1987).
- S. D. Brorson, J. G. Fujimoto, and E. P. Ippen, Phys. Rev. Lett. **59**, 1962 (1987).
- T. Juhasz, H. E. Elsayed-Ali, G. O. Smith et al., Phys. Rev. B **48**, 15488 (1993).
- W. S. Fann, R. Storz, H. W. Tom et al., Phys. Rev. Lett. **68**, 2834 (1992); Phys. Rev. B **46**, 13592 (1992).
- C.-K. Sun, F. Vallee, L. Acioli et al., Phys. Rev. B **48**, 12365 (1993); **50**, 15337 (1994).
- R. H. M. Groeneveld, R. Sprik, and A. Lagendijk, Phys. Rev. B **45**, 5079 (1992); **51**, 11433 (1995).
- V. M. Farztdinov, A. L. Dobryakov, S. A. Kovalenko, Yu. E. Lozovik et al., Phys. Scripta **60**, 579 (1999).
- Yu. E. Lozovik, S. A. Kovalenko, A. L. Dobryakov et al., Laser Phys. **9**, 557 (1999).
- S. D. Brorson, A. Kazeroonian, J. S. Moodera et al., Phys. Rev. Lett. **64**, 2172 (1990).
- S. V. Chekalin, V. M. Farztdinov, Yu. E. Lozovik et al., Phys. Rev. Lett. **67**, 3860 (1991).
- А. Л. Добряков, В. В. Головлев, Ю. Е. Лозовик и др., Опт. и спектр. **76**, 975 (1994).
- S. A. Kovalenko, A. L. Dobryakov, J. Ruthmann et al., Phys. Rev. A **59**, 2369 (1999).
- V. M. Farztdinov, A. L. Dobryakov, N. P. Ernsting et al., Phys. Rev. B **56**, 4176 (1997).
- А. Л. Добряков, Ю. Е. Лозовик, Письма в ЖЭТФ **70**, 329 (1999).
- И. И. Венгрус, А. Л. Добряков, С. А. Коваленко и др., Письма в ЖЭТФ **62**, 739 (1995).
- A. L. Dobryakov, Yu. E. Lozovik, S. A. Kovalenko et al., Phys. Lett. A **223**, 303 (1996).
- R. Rosei, F. Antonangeli, and U. M. Grassano, Surf. Sci. **37**, 689 (1973).
- A. L. Dobryakov, V. M. Farztdinov, Yu. E. Lozovik et al., Phys. Scripta **60**, 572 (1999).
- В. Ф. Гантмахер, И. Б. Левинсон, *Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках*, Наука, Москва (1984).
- Д. Пайнс, Ф. Нозьер, *Теория квантовых жидкостей*, Мир, Москва (1965).
- T. Hertel, E. Knoesel, M. Wolf et al., Phys. Rev. Lett. **76**, 535 (1996).
- J. Cao, Y. Gao, R. J. Miller et al., Phys. Rev. B **56**, 1099 (1997).
- S. Ogawa, H. Nagano, and H. Petek, Phys. Rev. A **55**, 10869 (1997).
- A. V. Lugovskoy and I. Bray, J. Phys. D **31**, L78 (1998); Phys. Rev. B **60**, 3279 (1999).
- W. E. Pickett, Rev. Mod. Phys. **61**, 433 (1989).
- A. L. Dobryakov, V. M. Farztdinov, and Yu. E. Lozovik, Phys. Rev. B **47**, 11515 (1993).
- A. L. Dobryakov, V. M. Farztdinov, Yu. E. Lozovik et al., Opt. Comm. **105**, 309 (1994).
- P. W. Anderson, T. V. Ramakrishnan, S. Strong et al., Phys. Rev. Lett. **77**, 4241 (1996); Science **261**, 337 (1993).
- P. W. Anderson, Science **235**, 1196 (1987); **256**, 1526 (1992).
- S. Xu, J. Cao, C. C. Miller et al., Phys. Rev. Lett. **76**, 483 (1996).
- G. L. Zhao and J. Callaway, Phys. Rev. B **49**, 6424 (1994).
- R. Merlin, Sol. St. Comm. **102**, 207 (1997).
- А. Л. Добряков, С. А. Коваленко, Ю. Е. Лозовик и др., Письма в ЖЭТФ **61**, 957 (1995).
- W. A. Kutt, W. Albrecht, and H. Kurz, IEEE J. Quant. Electron. **28**, 2434 (1992).
- W. Albrecht, Th. Kruse, and H. Kurz, Phys. Rev. Lett. **69**, 1451 (1990).
- J. M. Chwalek, C. Uher, J. F. Whitaker et al., Appl. Phys. Lett. **58**, 980 (1991).
- S. J. Nettel and R. K. MacCrone, Phys. Rev. B **49**, 6395 (1994).