

Отклик болометрической структуры на основе YBaCuO/MgO при высоких уровнях лазерного возбуждения. Нелинейная модель и эксперимент

© А.Ю. Клоков, Т.И. Галкина, А.Ф. Плотников

Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, 117924 Москва, Россия

(Поступила в Редакцию 11 июля 1997 г.)

Создана нелинейная модель фотоотклика болометрической структуры, учитывающая температурные зависимости тепловых констант структуры YBaCuO/MgO и ее граничного теплового сопротивления, а также конкретный вид вольт-амперной характеристики YBaCuO и тепловыделение от протекания транспортного тока. Сопоставление экспериментальных данных с результатами моделирования показало, что нелинейная тепловая модель хорошо описывает временные характеристики фотоотклика.

Для исследования фононной подсистемы в гетероструктурах и сверхрешетках Si/Ge в интервале температур от жидкого гелия до жидкого азота (и выше) может быть применена методика тепловых импульсов подобно [1], где в структурах с двойным барьером на основе GaAs/AlGaAs исследовался процесс диссипации энергии путем детектирования неравновесных акустических фононов. В качестве детектора акустических фононов в этом интервале температур (4–90 К) естественно использовать ВТСП-болометр [2,3], что в настоящее время является, безусловно, актуальным.

Однако для корректной интерпретации экспериментальных данных необходимы сведения о временных характеристиках такого болометра, т.е. сведения о том, насколько адекватно он смог бы отслеживать изменение потока неравновесных фононов. Такие данные в принципе можно получить, исследуя временные характеристики отклика болометра на оптическое облучение (и, следовательно, нагрев) импульсом лазера, т.е. измеряя фотоотклик. Однако существуют указания на то, что в области начала перехода в сверхпроводящее состояние фотоотклик обусловлен не только изменением температуры болометра (вследствие поглощения лазерного излучения), но и с (предположительно) прямым разрушением куперовских пар падающим излучением и тем самым изменением концентрации квазичастиц [4]. В этом случае временные характеристики фотоотклика уже не отражают динамику изменения температуры болометра, а потому не позволяют сделать заключение о его быстродействии в "болометрическом" режиме и, следовательно, о пригодности для детектирования неравновесных акустических фононов.

Необходимо исследовать особенности фотоотклика ВТСП-болометра и таким образом ответить на вопрос о его быстродействии в "болометрическом режиме", сравнивая экспериментально измеренный фотоотклик с рассчитанным в рамках нелинейной тепловой модели. Наиболее тщательный анализ данных эксперимента по исследованию отклика на лазерное излучение проведен

ранее в [5]. Отметим, что любая попытка моделирования теплового отклика требует количественных данных о тепловом контакте между пленкой и подложкой. Такая информация, как правило, отсутствует.

Согласно модели акустического рассогласования [6], поток тепла через границу двух сред равен

$$W = B(T_0^4 - T_1^4), \quad (1)$$

где $T_{0,1}$ — соответственно температуры в средах 0 и 1 на поверхности раздела, B — постоянная, зависящая от свойств граничащих сред (плотности и скорости звука) [6].

При малых потоках тепла это соотношение линеаризуется

$$W = (T_0 - T_1)/R_{Bd}. \quad (2)$$

где $R_{Bd} = (4BT^3)^{-1}$ — граничное тепловое сопротивление.

Авторы работы [5] не обладали сведениями о величине граничного теплового сопротивления в структуре YBaCuO/MgO, и поэтому они моделировали его по теории акустического рассогласования, заменив постоянную B в (1) значением, соответствующим интерфейсу Rh:Fe/сапфир [7]. Кроме того, в работе [5] не учитывалось тепловыделение в пленке болометра от протекания тока, в также конкретный вид вольт-амперной характеристики YBaCuO. Последнее может заметно изменить временные характеристики отклика болометра, рассчитанного в области перехода в сверхпроводящее состояние.

Далее приведено описание нелинейной математической модели отклика, свободной от указанных недостатков. Проводится сопоставление результатов численного моделирования фотоотклика структуры YBaCuO/MgO с экспериментальными данными. Величина граничного теплового сопротивления R_{Bd} , использованная в расчетах, определена для исследованной структуры с помощью разработанной в [8] методики.

1. Экспериментальная методика

Болометрическая структура YBaCuO/MgO в форме меандра была выполнена аналогично [9]. Размер структуры составлял $3 \times 4 \text{ mm}$, ширина полоски — 0.15 mm , толщина пленки YBaCuO — 350 nm . На рис. 1 приведены результаты измерения семейства зависимостей $R(T)$ при различных токах болометра, по которым определялась вольт-амперная характеристика пленки YBaCuO . Температура перехода в сверхпроводящее состояние T_c изменялась от ≈ 86 до $\approx 85 \text{ K}$ при изменении тока болометра I_{Bol} от 0.1 до 10 mA , ширина перехода $\Delta T \approx 0.8 \text{ K}$. Весьма высокая (для YBaCuO) температура T_c и малая ширина перехода в сверхпроводящее состояние ΔT , а также высокая стабильность параметров (в течение года не было заметного изменения T_c и ΔT) свидетельствовали о хорошем качестве пленок YBaCuO .

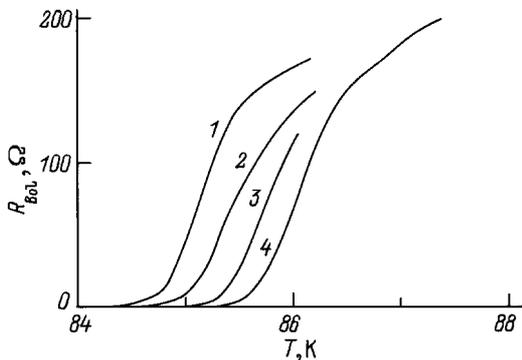


Рис. 1. Зависимость сопротивления YBaCuO болометра R_{Bol} от температуры при различных транспортных токах через болометр. I_{Bol} (mA): 1 — 10, 2 — 5, 3 — 1, 4 — 0.1.

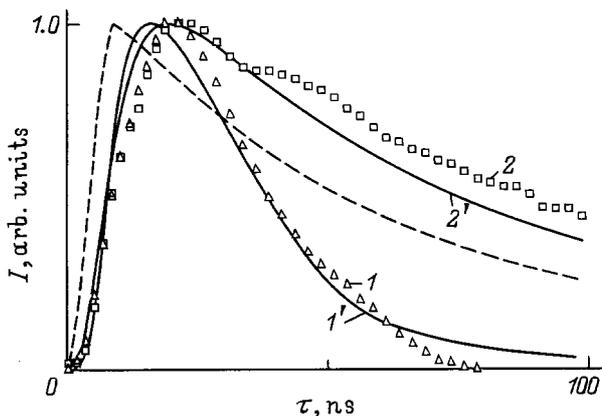


Рис. 2. Фотоотклик YBaCuO болометра I на импульсное лазерное возбуждение. 1 — в области начала перехода $R_{\text{Bol}} = 0.015 \Omega$ ($T_B = 84.5 \text{ K}$), 2 — в области середины перехода $R_{\text{Bol}} = 80 \Omega$ ($T_B = 85.1 \text{ K}$). $P_0 = 5000 \text{ W/cm}^2$. I' , I'' — расчет. Для сравнения штриховой линией приведена временная зависимость среднего перегрева пленки болометра (она совпадает с фотооткликом при малых уровнях возбуждения), рассчитанная в области середины перехода в сверхпроводящее состояние ($R_{\text{Bol}} = 80 \Omega$, $T_B = 85.1 \text{ K}$).

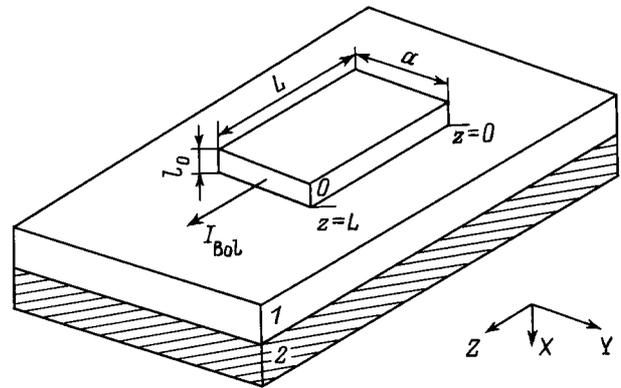


Рис. 3. Исследуемая структура. 0 — пленка YBaCuO , 1 — подложка MgO , 2 — хладопровод криостата, имеющий температуру T_B .

В качестве источника фотовозбуждения использовался азотный лазер ЛГИ-21 с длительностью импульса $\approx 10 \text{ ns}$. Регистрация фотоотклика осуществлялась стробоскопическим преобразователем напряжения В9-5. На рис. 2 представлены результаты измерения фотоотклика в области начала ($R_{\text{Bol}} = 0.015 \Omega$) (кривая 1) и середины ($R_{\text{Bol}} = 80 \Omega$) (кривая 2) перехода из сверхпроводящего в нормальное состояние. Поток лазерного излучения $P_0 = 5000 \text{ W/cm}^2$. Ток болометра $I_{\text{Bol}} = 10 \text{ mA}$.

2. Математическая модель

Исследуемая структура схематично показана на рис. 3. Геометрические и теплофизические параметры, относящиеся к пленке YBaCuO и подложке, отмечены индексами 0 и 1 соответственно. По пленке YBaCuO течет ток I_{Bol} , создающий разность потенциалов U между плоскостями $z = 0$, $z = L$.

Будем предполагать, что распределение тока в пленке можно описать функцией $J(U, T)$ (плотностью тока, зависящей от напряжения U и температуры T), такой, что

$$a \int_0^{l_0} J(U, T) dx = I_{\text{Bol}}. \quad (3)$$

Это довольно сильное предположение, поскольку известно, что, например, в гранулированных пленках ток протекает не по всему сечению, а по конечному числу каналов, расположенных в пленке случайным образом (перколяционная проводимость) [10]. Тем не менее мы будем пользоваться таким модельным предположением, полагая, что в эпитаксиальных пленках хорошего качества (и достаточно большого сечения) перколяционные эффекты должны быть весьма слабыми. Полагая, что поглощение падающего излучения в пленке YBaCuO подчиняется закону Бугера–Ламберта (т.е. $\approx 1 - \exp(-\gamma x)$, где γ — постоянная поглощения), напишем уравнения

теплопроводности для пленки и подложки

$$\rho_0 c_0(T_0) \frac{\partial T_0}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\kappa_0(T_0) \frac{\partial T_0}{\partial x} \right) + \gamma \exp(-\gamma x) P_0(t) + Q, \quad (4)$$

$$\rho_1 c_1(T_1) \frac{\partial T_1}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\kappa_1(T_1) \frac{\partial T_1}{\partial x} \right), \quad (5)$$

$$Q = \frac{J(U(t), T) U(t)}{L}, \quad (6)$$

где $P_0(t)$ — поток падающего излучения, $U(t)$ — разность потенциалов между плоскостями $z = 0$ и $z = L$ (рис. 3), т.е. отклик болометрической структуры, определяемый из условия (3), $\rho_{0,1}$, $c_{0,1}$, $\kappa_{0,1}$ — плотность, теплоемкость, теплопроводность пленки и подложки соответственно.

Граничные условия имеют вид

$$\left. \frac{\partial T_0}{\partial x} \right|_{x=0} = 0, \quad (7)$$

$$-\kappa_0(T_0) \left. \frac{\partial T_0}{\partial x} \right|_{x=l_0} - \kappa_1(T_1) \left. \frac{\partial T_1}{\partial x} \right|_{x=0}, \quad (8)$$

$$-\kappa_1(T_1) \left. \frac{\partial T_1}{\partial x} \right|_{x=0} = \frac{1}{4T_B^3 R_{Bd}} \left(T_0^4 \Big|_{x=l_0} - T_1^4 \Big|_{x=0} \right), \quad (9)$$

$$T_1 \Big|_{x=l_1} = T_B, \quad (10)$$

где T_B — температура термостата.

Первое граничное условие (7) соответствует тому, что мы пренебрегаем потерями тепла за счет излучения с поверхности пленки. Второе условие (8) описывает непрерывность потока тепла на границе пленка/подложки. Третье условие (9) описывает скачок температуры на границе пленка/подложка [6]. Коэффициент при разности четвертых степеней температур выбран таким образом, чтобы при малом потоке тепла и, следовательно, скачке температуры граничное тепловое сопротивление равнялось R_{Bd} . Величину R_{Bd} необходимо определять экспериментально.

Начальные условия запишем в виде

$$T_0(x, 0) = T_0^s(x), \quad T_1(x, 0) = T_1^s(x), \quad (11)$$

где функции $T_0^s(x)$ и $T_1^s(x)$ можно найти, решив систему уравнений, которая получается из (3)–(10), если в ней положить частные производные по времени $\partial T_{0,1}/\partial t$ равными нулю.

Отметим, что условия применимости уравнения теплопроводности для описания тепловых процессов [5] в исследуемой структуре YBaCuO/MgO при температуре жидкого азота и выше строго выполняются.

Система уравнений (3)–(11) решалась численно. Использовалась неявная схема. Сходимость проверялась методом "сгущения сетки".

3. Обсуждение результатов

Расчеты фотоотклика проводились в интервале температур 84–88 К, т.е. в области перехода из сверхпроводящего в нормальное состояние. Граничное тепловое сопротивление $R_{Bd} = 8 \cdot 10^{-4} \text{ К} \cdot \text{см}^2/\text{W}$, использованное в расчетах, определено для исследованной структуры с помощью разработанной в [8] методики. Плотность тока $J(U, T)$ была получена линейной интерполяцией зависимостей $R_{\text{bol}}(T)$ (рис. 1). Зависимость $P_0(t)$ (временная зависимость мощности лазерного излучения) аппроксимировалась параболой.

Прежде всего надо отметить следующее: расчеты показали, что для структуры, использованной в эксперименте, учет джоулева тепловыделения от протекания транспортного тока в диапазоне плотностей тока до $2 \cdot 10^4 \text{ A/cm}^2$ (максимальная плотность тока в нашем эксперименте) оказался несущественным, заметное влияние на форму отклика наблюдалось лишь при плотностях тока более 10^5 A/cm^2 .

1) Численное моделирование показало, что при малых потоках падающего излучения ($< 100 \text{ W/cm}^2$) форма отклика практически не зависит от величины потока и температуры термостата T_B во всем интервале температур 84–88 К. Это связано с тем, что а) максимальная "неизотермичность" болометра $< 20 \text{ mK}$ (т.е. много меньше ширины перехода из сверхпроводящего в нормальное состояние $\simeq 0.8 \text{ K}$), при этом отклик пропорционален среднему перегреву пленки [8]; б) временная зависимость среднего перегрева пленки YBaCuO в рассматриваемом интервале температур ($\Delta T_B \simeq 4 \text{ K}$) практически не зависит от температуры термостата T_B , поскольку в свою очередь мало меняются тепловые константы структуры YBaCuO/MgO.

2) При увеличении потока падающего излучения P_0 до $10^3 - 10^4 \text{ W/cm}^2$ оказалось, что временные характери-

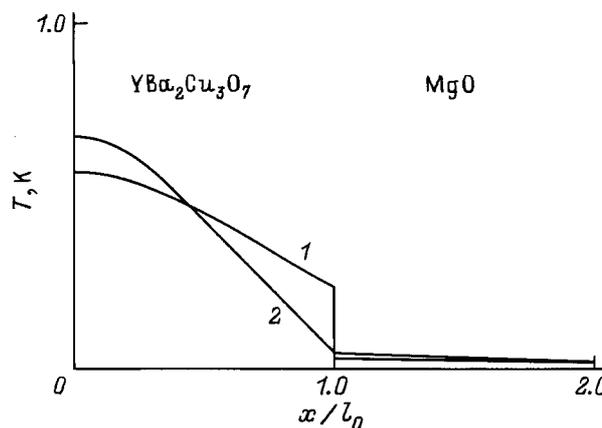


Рис. 4. Распределение перегрева по структуре YBaCuO/MgO над температурой бани T_B (расчет), $P_0 = 5000 \text{ W/cm}^2$. Кривая 1 — $R_{Bd} = 8 \cdot 10^{-4} \text{ К} \cdot \text{см}^2/\text{W}$. Кривая 2 приведена для иллюстрации гипотетического случая отсутствия граничного теплового сопротивления интерфейса YBaCuO/MgO. Координата нормирована на толщину пленки YBaCuO.

стики отклика болометра сильно зависят как от температуры термостата T_B , так и от величины P_0 . На рис. 2 для сравнения с экспериментом приведены результаты расчета фотоотклика (кривые 1' и 2') при условиях, соответствующих экспериментальным. Анализируя рис. 2, можно заметить, что расчет хорошо согласуется с экспериментом, например, по такому параметру, как ширина импульса на полувисоте: фотоотклик в области начала перехода в сверхпроводящее состояние заметно короче, чем в середине перехода. Такое изменение длительности рассчитанного фотоотклика при заданном потоке падающего излучения ($5 \cdot 10^3 \text{ W/cm}^2$) связано с сильной нелинейностью вольт-амперной характеристики YBaCuO в области перехода в сверхпроводящее состояние и существенной неизотермичностью пленки YBaCuO (порядка $\simeq 0.5 \text{ K}$), сравнимой с шириной перехода в сверхпроводящее состояние. В качестве иллюстрации неизотермичности на рис. 4 представлены результаты расчета распределения перегрева в структуре YBaCuO/MgO в момент времени, соответствующий максимуму средней температуры пленки (см. штриховую кривую на рис. 2). Интересно, что в случае нулевого граничного теплового сопротивления неизотермичность пленки болометра еще больше.

Таким образом, сопоставление экспериментальных результатов с расчетом показало, что разработанная нелинейная тепловая модель хорошо описывает временное поведение фотоотклика исследованного болометра на основе YBaCuO/MgO . Следовательно, развитая модель позволяет оценить быстродействие болометра и в дальнейшем корректно учесть особенности его отклика в предполагаемых исследованиях фононной подсистемы в гетероструктурах и сверхрешетках на основе Si/Ge .

Авторы благодарны Е.В. Печеню за изготовление пленок YBaCuO и А.И. Шаркову за полезные советы и обсуждение.

Данная работа поддерживалась программами ГНТП "Сверхпроводимость" (проект № 93190) и "Перспективные технологии и устройства микро- и нанoeлектроники" (проект № 130/57).

Список литературы

- [1] M. Giltrow, A. Kozorezov, M. Sahraoui-Tahar. *Phys. Rev. Lett.* **75**, 9, 1827 (1995).
- [2] M. Orby, J. Tate, P. Berberich, H. Kinder. *Phonon-89, Proc. Third Int. Conf. on Phonon Phys. / Ed S. Hunklinger et al. World Sci. Publ. Co., Singapore (1990). V.2, P. 328.*
- [3] М.М. Бонч-Осмоловский, Т.И. Галкина, А.Ю. Клоков, А.Ф. Плотников, Ю.Ю. Покровский, А.И. Шарков. *Solid State Commun.* **92**, 3, 203 (1994).
- [4] A.D. Semenov, G.N. Gol'tsman, I.G. Gogidze, A.V. Sergeev, E.M. Gershenzon. *Appl. Phys. Lett.* **60**, 7, 903 (1992).
- [5] M.I. Flik, P.E. Phelan, C.L. Tien. *Cryogenics* **30**, 1118 (1990).
- [6] W.A. Little. *Can. J. Phys.* **37**, 334 (1959).
- [7] E.T. Shwartz, R.O. Pohl. *Rev. Mod. Phys.* **61**, 605 (1989).
- [8] М.М. Бонч-Осмоловский, Т.И. Галкина, А.Ю. Клоков, А.Ф. Плотников, Е.Г. Романов. *СФХТ* **5**, 10, 2122 (1992).
- [9] М.М. Бонч-Осмоловский, Т.И. Галкина, А.Ю. Клоков, Е.В. Печень, О.Б. Покровский Д.О. Сакс. *ФНТ* **17**, 10, 1470 (1991).
- [10] В.Г. Губанков, Ю.Я. Дивин. *СФХТ* **3**, 10, Ч. 1, 2133 (1990).