

05:06

Модель токового и оптического переключения проводимости пленок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$

© А.В. Мезенов,¹ Я. Васьевиц²¹ Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет, 197376 Санкт-Петербург, Россия² Белостокский политехнический институт, Белосток, Польша

(Поступило в Редакцию 1 августа 1997 г. В окончательной редакции 11 января 1999 г.)

Предложена модель теплового и электрического откликов пленок высокотемпературного сверхпроводящего материала $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ на токовое и оптическое импульсное воздействие. Проведено сравнение численных расчетов с экспериментальными результатами для импульсов тока длительностью $100 \mu\text{s}$ и импульсов лазерного излучения длительностью 0.1 ns , что позволило уточнить данные по теплопроводности тонких пленок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ ($1.5 \dots 2 \text{ W/m} \cdot \text{K}$) и тепловому сопротивлению контакта пленка–подложка ($5 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2 \cdot \text{K/W}$) в окрестности температуры сверхпроводящего перехода. Разработанная модель может использоваться для оптимизации параметров пленочной структуры и режимов управления коммутационных элементов при длительностях воздействующих импульсов более 0.1 ns .

Введение

На основе эффектов разрушения сверхпроводящего состояния (S) тонких пленок высокотемпературного сверхпроводящего (ВТСП) $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ (YBCO) под действием импульсов надкритических токов или импульсов лазерного излучения в последние годы интенсивно разрабатываются и исследуются такие элементы схем криоэлектроники СВЧ азотного уровня температур, как ключи, модуляторы, ограничители и др. [1,2]. Основными требованиями к таким элементам являются быстродействие и коммутационное качество, которое оценивается отношением сопротивлений пленки в резистивном и в сверхпроводящем состояниях. Последнее требует перевода пленки в нормально проводящее состояние (N). Физический предел скорости перевода пленки в N -состояние определяется временем электрон-фононного взаимодействия порядка 1 ps [3,4]. Быстрый переход всей пленки микромостика в N -состояние на переднем фронте токового импульса достигается при больших скоростях нарастания тока до значений средней плотности тока порядка $j = 10^7 \text{ A/cm}^2$, а при лазерном облучении — при плотностях потока на поверхности пленки порядка 10^5 W/cm^2 . Самые короткие резистивные отклики ВТСП микромостиков, наблюдаемые в экспериментах при полном $S-N$ -переключении, имели длительность менее 0.5 ns при воздействии импульса лазерного излучения длительностью $\tau_l = 0.1 \text{ ns}$ [5]. При переключении импульсами тока длительностью $\tau_j = 1.3 \text{ ns}$ наблюдались отклики с временем нарастания отклика менее 0.3 ns [6].

Эксперименты и расчеты [7] показывают, что отклик пленки на такие воздействия при длительностях импульсов более 0.1 ns определяется в основном ее нагревом. Численное моделирование отклика проводится в связи с тем, что характеристики электрического отклика пленок ВТСП на управляющие воздействия сильно зависят от

уровня нагрева пленок, теплофизических и геометрических параметров пленочной структуры, а также из-за трудностей интерпретации и количественной оценки экспериментальных данных. Моделирование позволяет определить степень влияния различных факторов на характеристики отклика, уточнять значения теплофизических параметров пленок ВТСП.

Физическое обоснование модели

Расчетные модели строились применительно к геометрическим и временным условиям, характерным для разрабатываемых ключевых элементов. В настоящее время процессы переключения исследуются, как правило, с использованием элементов на основе пленок YBCO. Высокое быстродействие может быть достигнуто только на пленках высокого качества, характеризующихся малой температурной шириной сверхпроводящего перехода ($\Delta T_c = 0.5 \dots 1 \text{ K}$). Такие пленки должны быть монокристаллическими с кристаллографической осью c , перпендикулярной плоскости пленки. Для улучшения качества пленок на некоторые подложки, например MgO, предварительно наносится буферный слой (подслой) из материала, кристаллографически согласованного со структурой ВТСП-пленки. Пленка ВТСП формируется в виде микромостика со следующими характерными размерами: толщина $h_1 = 0.1 \dots 0.2 \mu\text{m}$, ширина $w = 10 \dots 100 \mu\text{m}$, длина $l = 0.1 \dots 15 \text{ mm}$. Подложки обычно имеют толщину $0.2 \dots 0.5 \text{ mm}$, а толщина подслоя составляет $0.1 \dots 0.5 \mu\text{m}$.

Равновесное состояние в пленке ВТСП формируется за несколько стадий. Например, при воздействии оптического излучения поглощаемые фотоны вначале передают энергию электронам на глубине проникновения излучения $\sim 100 \text{ nm}$ [8]. Электроны с энергией порядка 1 eV термализуются в первую очередь путем электрон-

электронных столкновений за время ~ 300 fs [9], распространяясь при температуре жидкого азота на глубину $500 \dots 800$ nm (рассчитана по данным [10,11]). При уменьшении избытка энергии электронов ниже 0.1 eV начинает преобладать термализация путем электрон-фононных столкновений [12], проходящая с постоянной времени ~ 1 ps [3,4]. По данным [13], фононная составляющая коэффициента теплопроводности вдоль оси c в монокристаллах YBCO примерно на два порядка больше электронной, т.е. тепло переносят в основном фононы, длина свободного пробега которых при температуре 90 K имеет порядок 1 nm. Приведенные характерные времена релаксационных процессов позволяют считать, что локальное термодинамическое состояние в пленке YBCO устанавливается за время менее 10 ps.

Другие (кроме болометрического) механизмы переключения проводимости в рассматриваемых режимах управления ($\tau_l > 0.1$ ns; $h_l \geq 1000$ nm) или вообще не проявляются, или заканчиваются раньше (их действие можно характеризовать появлением эффективного сопротивления), или же вносят небольшой вклад в результирующий отклик. Появление резистивности из-за разогрева электронной подсистемы (эффект Тестради) может иметь самостоятельное значение только в пленках толщиной $h_l < 30$ nm [14], а в более толстых пленках при временах $\tau_l > 10$ ps эффект сводится к разогреву пленки. В ряде работ [5,15] был проанализирован эффект электрического отклика, обусловленного кинетической индуктивностью микромостика, и было показано, что он также вызван быстрым нагревом пленки и поэтому может быть назван индуктивно-болометрическим откликом. Оценочные расчеты, проведенные в работе [6], показывают, что амплитуда этого отклика по крайней мере на порядок меньше чисто болометрического.

Токовое разрушение сверхпроводимости узких пленок при большой надкритичности тока также происходит за ~ 10 ps (порядок времени электромагнитной диффузии) [2] и при моделировании отклика на импульсы тока длительностью > 0.1 ns может учитываться введением резистивности на переднем фронте импульса отклика.

С учетом перечисленных факторов в основу математической модели отклика ВТСП пленок на световое и токовое воздействия был положен тепловой механизм отклика, а расчеты тепловых полей проводились на основе решений уравнений нестационарной теплопроводности [16].

Математическая модель

В геометрической модели пленочного ВТСП элемента, представленной на рис. 1, кроме слоев сверхпроводника 1, подслоя 3 и подложки 5 введены слои 2 и 4, моделирующие области тепловых контактов между ВТСП пленкой и подслоем, а также между подслоем и подложкой. Необходимость введения контактных слоев связана с тем, что экспериментальные данные свидетельствуют о больших значениях теплового сопротивления

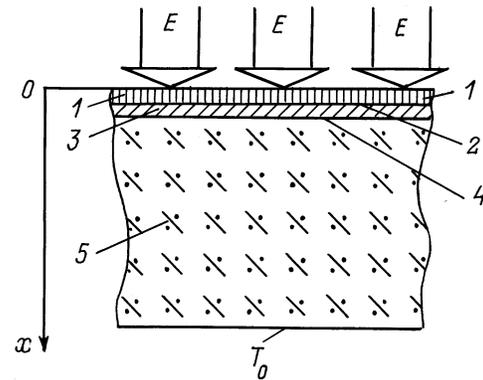


Рис. 1. Физико-геометрическая модель пленочного ВТСП элемента: 1 — пленка ВТСП, 3 — подслой, 5 — подложка, 2 и 4 — области тепловых контактов, E — плотность энергии излучения, I — ток, T_0 — температура термостата.

R_b контактных областей. Например, в работе [17] для границы раздела эпитаксиальная пленка YBCO–подложка MgO (или SrTiO₃) приведено значение теплового сопротивления $R_b \approx 10^{-8}$ m²·K/W, сравнимое с тепловым сопротивлением пленки ВТСП толщиной $100 \dots 200$ nm. На пленку 1 воздействует оптическое излучение с поверхностной плотностью энергии E , а вдоль нее течет транспортный ток I .

При характерных геометрических размерах микромостиков, когда длина и ширина пленки ВТСП по крайней мере в 50 раз больше его толщины, для расчетов импульсного нагрева пленки допустимо использовать одномерную модель, полагая, что тепло распространяется вдоль оси x , перпендикулярной плоскости ВТСП пленки. Система уравнений нестационарной теплопроводности для слоев пленочной структуры в общем случае имеет вид

$$c_k \rho_k \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda_k \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + p_k(x, t, T), \quad (1)$$

где k — номер слоя пленочной структуры (рис. 1); T — температура; t — время; x — координата; c_k , ρ_k , λ_k — удельная теплоемкость, плотность и теплопроводность материала k -го слоя соответственно; p — объемная плотность мощности тепла, выделяемого в плоскости с координатой x .

Поскольку в пленочных структурах обычно используются диэлектрические оптические прозрачные подложки и подслои, то можно считать, что тепло выделяется только в слое сверхпроводника и уравнения (1) для слоев $2 \dots 5$ будут однородными ($p = 0$).

Теплофизические параметры λ_k , c_k , ρ_k принимались постоянными, так как в наиболее интересном для анализа характеристик отклика интервале температур от 77 (температура жидкого азота) до 90 K (начало сверхпроводящего перехода) погрешности, связанные с учетом температурных зависимостей этих параметров, не превосходят 15% .

Объемная мощность источника тепла p в пленке ВТСП в общем случае состоит из мощности, генерируе-

мой поглощаемым излучением p_l , и мощности джоулева тепловыделения p_j и зависит от момента времени, координаты точки и температуры сверхпроводника

$$p(x, t, T) = p_l(x, t) + p_j(t, T).$$

Поскольку глубина проникновения видимого и ближнего инфракрасного излучения в $YBCO$, равная ~ 100 nm [8], соизмерима с толщиной пленки ВТСП, то поглощаемая пленкой мощность излучения q , приходящаяся на единицу площади, рассчитывается с учетом пропускания пленки по формуле

$$q(t) = q_0(t)(1 - R_\nu)(1 - e^{-\kappa h}),$$

где R_ν — спектральный коэффициент отражения пленки; κ — коэффициент поглощения материала пленки; $q_0(t)$ — поверхностная плотность потока падающего излучения.

Так как диффузионная длина распространения быстрых электронов превосходит толщину пленки ВТСП, то можно считать, что в масштабе времени $\tau > 100$ ps источники тепла равномерно распределены по толщине пленки

$$p_l(x, t) = \text{const}(t) = \frac{q(t)}{h_l}.$$

Временной ход импульсов лазерного излучения аппроксимировался прямоугольной или гауссовой формой. Форма световых импульсов пико- и наносекундной длительности обычно принималась прямоугольной, так как в этом случае отклик определяется в основном полной энергией, подведенной к пленке. Амплитуда импульса при этом определялась по плотности полной энергии оптического сигнала $q_0 = E/\tau_l$.

Объемная мощность выделения джоулева тепла p_j определяется в предположении однородного распределения тока по сечению пленки, что справедливо после разрушения S -состояния

$$p_j(t, T) = j^2(t) \cdot \rho(T, j), \quad (2)$$

где j — плотность тока, ρ — удельное электрическое сопротивление пленки ВТСП.

Сложность моделирования токового воздействия связана с тем, что ρ в области фазового перехода зависит не только от температуры, но и от плотности тока [5]. В модели реализован следующий алгоритм. Температура начала $N-S$ -перехода T_N и $\rho(T_N)$ считаются постоянными. По зависимости $j_c(T)$, линейной в широком интервале температур вблизи сверхпроводящего перехода, решается по существу обратная задача определения температуры завершения перехода T_c о плотности тока в пленке. Зависимость $\rho(T)$ между этими точками аппроксимировалась различными функциями, подбираемыми на основе анализа экспериментальных импульсных вольт-амперных характеристик пленок ВТСП. Используемая в данной работе функция $\rho(T, j)$, содержащая квадрат синуса [18], графически представлена на рис. 2. Значения

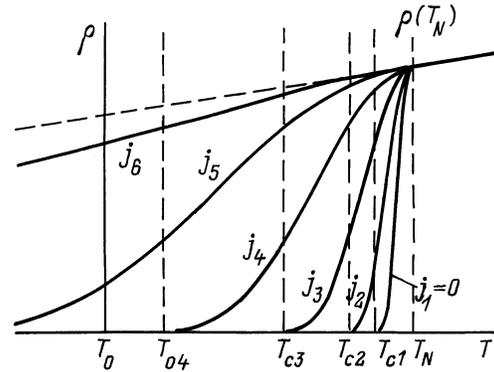


Рис. 2. Аппроксимация зависимости $\rho(T, j)$ кусочно-гладкими функциями.

плотности критического тока при температуре жидкого азота и температуры завершения сверхпроводящего перехода использовались в качестве подгоночных параметров при сравнении расчетных характеристик отклика с экспериментальными.

Таким образом, действие транспортного тока учитывается в модели, с одной стороны, через влияние на величины T_c и ρ при данной температуре и, с другой стороны, через тепловыделение по закону (2). На фронте токового импульса при фиксированном значении температуры пленки программно осуществляется переход с одной кривой $\rho(T)$ на другую (рис. 2), что вполне оправдано, так как время разрушения сверхпроводимости током ~ 10 ps на порядок меньше самых коротких импульсных воздействий, рассматриваемых в работе. По полученному значению ρ рассчитывается сопротивление пленки в предположении однородного распределения резистивности. Рассмотренный подход к моделированию применим для анализа откликов на импульсы тока большой надкритичности, достаточной для перехода в нормально проводящее состояние всей или большей части длины микромостика на переднем фронте токового импульса. При моделировании неоднородного разрушения сверхпроводящего состояния вдоль мостика используется двумерная модель, в которой для определения длины образуемого на переднем фронте токового импульса теплового домена и его сопротивления используются зависимости сопротивления пленки на переднем фронте токового импульса $R(j, T)$, аналогичные приведенным на рис. 2 зависимостям $\rho(j, T)$ [19].

Для формулирования полной краевой задачи теплопроводности система уравнений (1) для пяти слоев дополнена граничными и начальными условиями. При низких температурах отвод тепла от внешней поверхности пленки в окружающую среду пренебрежимо мал и для $x = 0$ можно принять граничное условие Неймана (II рода)

$$\left. \frac{\partial T(t)}{\partial x} \right|_{x=0^+} = 0.$$

Таблица 1.

$h_1, \mu\text{m}$	$w, \mu\text{m}$	l, mm	$j = 0$		$\rho(T_N), \text{m}\Omega \cdot \text{cm}$	$j_c (77 \text{ K}), \text{A}/\text{cm}^2$	$R_\nu,$	$\kappa, \mu\text{m}^{-1}$	
			T_N, K	T_c, K					
0.1	100	1	90	86.7	0.1	10^6	0.1	10	
$\lambda_1, \text{W}/\text{m} \cdot \text{K}$	$c_1, \text{J}/\text{kgK}$	$\rho_1, \text{kg}/\text{m}^3$	$R_b, \text{m}^2\text{K}/\text{W}$	$\lambda_3, \text{W}/\text{m} \cdot \text{K}$	$c_3, \text{J}/\text{kgK}$	$\rho_3, \text{kg}/\text{m}^3$	T_0, K	τ_j, s	I, mA
5	150	6350	10^{-8}	5	200	5000	86	10^{-4}	20...40

Для внутренних границ раздела слоев x_k справедливо условие IV рода, означающее равенство лево- и правостороннего потоков,

$$\lambda_k \frac{\partial T(t)}{\partial x} \Big|_{x_k^-} = \lambda_{k+1} \frac{\partial T(t)}{\partial x} \Big|_{x_k^+},$$

где $k = 1 \dots (N-1)$ — порядковый номер слоя от пленки ВТСП до слоя, прилегающего к подложке (N — число слоев), а

$$x_k = \sum_{k=1}^{N-1} h_k$$

представляет координату границы раздела слоев, где h_k — толщины слоев.

Для поверхности подложки x_5 , граничащей со стоком тепла, задается условие Дирихле (I рода) $T(x_5, t) = T_0$. Начальное условие $T(x, 0) = T_0$ отражает тот факт, что в момент $t = 0$ вся структура имеет температуру термостата.

Таким образом, сформулированная краевая задача теплопроводности представляется системой одномерных, неоднородных и нестационарных дифференциальных уравнений, линейных по теплофизическим параметрам материалов и граничным условиям, но с сильно нелинейным объемным источником тепла p_j в первом слое. Решение задачи со всем разнообразием параметров структуры, материалов и внешних воздействий возможно только численными методами. Среди них был выбран метод конечных разностей с применением чисто неявной схемы Эйлера. Линеаризация системы алгебраических уравнений проводимости по методу Ньютона. В результате получается система уравнений с трехдиагональной матрицей, которая быстро решается методом прогонки.

В программу, реализующую модель, также закладываются параметры электрической схемы включения пленки ВТСП.

Проверка модели

Проверка модели проводилась сравнением экспериментальных откликов, полученных в [20] при воздействии прямоугольных импульсов тока длительностью $\tau_j = 100 \mu\text{s}$ и в [5] при воздействии импульсов лазерного излучения длительностью $\tau_l = 0.1 \text{ ns}$, с результатами вычислений для тех же условий.

В работе [20] исследовались тонкие пленки YBCO, нанесенные на подложку SrTiO₃. Параметры структуры и внешних воздействий, которые использовались в расчетах, приведены в табл. 1. Судя по критическим температурам T_c и T_N , критической плотности тока $j_c (77 \text{ K})$ и удельному сопротивлению $\rho(T_N)$, исследованные пленки были хорошего качества.

Экспериментальные отклики ВТСП микромоистиков (в виде импульсов напряжения) на импульсы тока длительностью $100 \mu\text{s}$ с различными амплитудами I приведены на рис. 3, а. Отклики, рассчитанные для условий, соответствующих эксперименту (табл. 1), представлены на рис. 3, б. Из сравнения расчетных и экспериментальных кривых видно их хорошее качественное и количественное соответствие. Хорошо просматривается резкий подъем кривых в режиме тепловой неустойчивости, когда выделяемая в пленке мощность джоулевого тепла превышает количество тепла, отводимого от микромоистика в подложку.

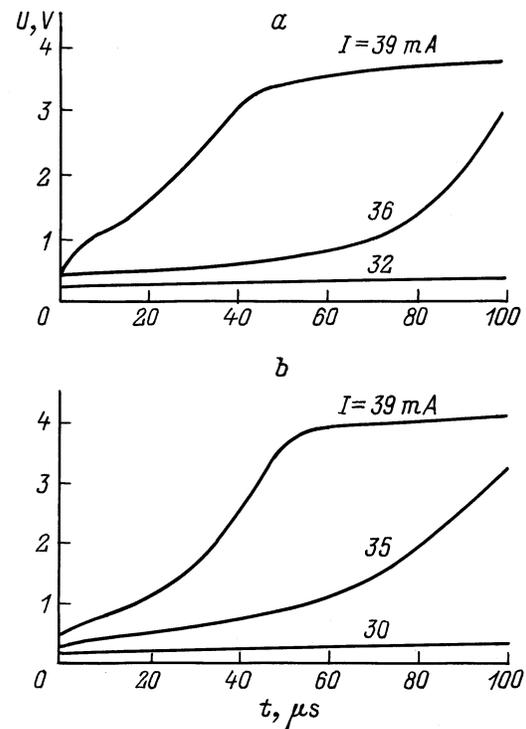


Рис. 3. Отклики микромоистика $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ на воздействие импульсов тока длительностью $\tau_j = 100 \mu\text{s}$ с различной амплитудой I : а — эксперимент [20], б — расчет.

Таблица 2.

$h_1, \mu\text{m}$	$w, \mu\text{m}$	l, mm	T_N, K	T_c, K	$\rho(T_N), \text{m}\Omega \cdot \text{cm}$	$j_c(77 \text{K}), \text{A/cm}^2$	T_0, K	I, mA	$\lambda_1, \text{W/m} \cdot \text{K}$	$R_b, \text{m}^2 \cdot \text{K/W}$
			$j = 0$							
0.03	20	0.2	89	86	0.18	$8.3 \cdot 10^5$	73	20	2.0	$5 \cdot 10^{-8}$
0.13	20	0.2	89	87	0.16	$9.6 \cdot 10^5$	70	13	1.8	$5 \cdot 10^{-8}$
0.22	20	0.2	91	90	0.11	$2.3 \cdot 10^6$	84	80	2.0	$5 \cdot 10^{-8}$

Для сравнения расчетов откликов пленочных ВТСП элементов на воздействия оптических импульсов с экспериментами были выбраны результаты, полученные в работе [5]. Интерес к этой работе вызван тем, что полученные в ней отклики характеризовались хорошим временным разрешением, а воздействующий лазерный импульс был очень коротким. Кроме того, были достаточно полно исследованы свойства $S-N$ -перехода экспериментальных образцов пленок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, нанесенных на подложки LaAlO_3 .

В экспериментах пленки ВТСП облучались импульсами излучения второй гармоники YAG:Nd лазера (532 nm) длительностью $\tau_l = 0.1 \text{ ns}$ (на уровне 0.5) с плотностью энергии на поверхности $E = 10^{-4} \text{ J/cm}^2$. Через пленки пропускался постоянный ток небольшой надкритичности, что обеспечивало вывод пленок ВТСП, имеющих до облучения светом температуру T_0 , в начало области резистивного перехода ΔT_c . Параметры, характеризующие условия проведения эксперимента и принятые в качестве исходных для моделирования, сведены

в табл. 2. Значения $\lambda_1, c_1, \rho_1, R_b, \kappa$ те же, что и в табл. 1. Для подложки LaAlO_3 в расчете использовались следующие значения параметров: $\lambda = 50 \text{ W/m} \cdot \text{K}$, $c = 100 \text{ J/kg} \cdot \text{K}$, $\rho = 6000 \text{ kg/m}^3$.

На рис. 4, а представлены экспериментальные отклики пленок различной толщины при указанных в табл. 2 значениях тока I . Длительность отклика (на уровне 0.5) уменьшалась с толщиной пленки от 8 ns при $h_1 = 0.22 \mu\text{m}$ до $\sim 1 \text{ ns}$ при $h_1 = 0.03 \mu\text{m}$. Отклики, полученные расчетным путем, приведены на рис. 4, б. Из сравнения кривых для пленок с одинаковыми толщинами видно хорошее соответствие общего хода теоретических и экспериментальных откликов. Это свидетельствует о правильности выбора в модели в качестве основного, болометрического, механизма переключения проводимости ВТСП пленок при введении их в резистивное состояние. Авторы [5] также интерпретируют полученные экспериментальные результаты, предполагая тепловую природу отклика, хотя используют более упрощенную теплопроводностную модель.

При моделировании в качестве подгоночных параметров были приняты теплопроводность ВТСП пленки λ_1 и тепловое сопротивление R_b контакта пленка-подложка. Лучшее соответствие рассчитанных откликов экспериментальным получено при значениях теплопроводности $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ в интервале $1.5 \dots 2 \text{ W/m} \cdot \text{K}$ и значениях R_b , равных $\sim 5 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2 \cdot \text{K/W}$. Полученное значение теплопроводности пленок близко к значениям теплопроводности монокристаллов в направлении оси c , но существенно превосходит значение, приведенное в работе [17]. Контактное тепловое сопротивление моделировалось, следуя [17], слоем толщиной $h_1 = 1 \text{ nm}$ (что сопоставимо с постоянной решеткой $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ вдоль оси ориентации пленки, равной 1.16 nm) с теплопроводностью, равной $\sim 0.02 \text{ W/m} \cdot \text{K}$; значение R_b примерно в 2 раза меньше, чем приводится в [21] для структуры $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}/\text{LaAlO}_3$.

Выводы

Предложенная физико-математическая модель теплового и электрического отклика ВТСП пленки, учитывающая токовое разрушение сверхпроводимости и разогрев пленки джоулевым теплом и оптическим излучением, адекватно отражает отклик на импульсное токовое и оптическое воздействие длительностью свыше 0.1 ns.

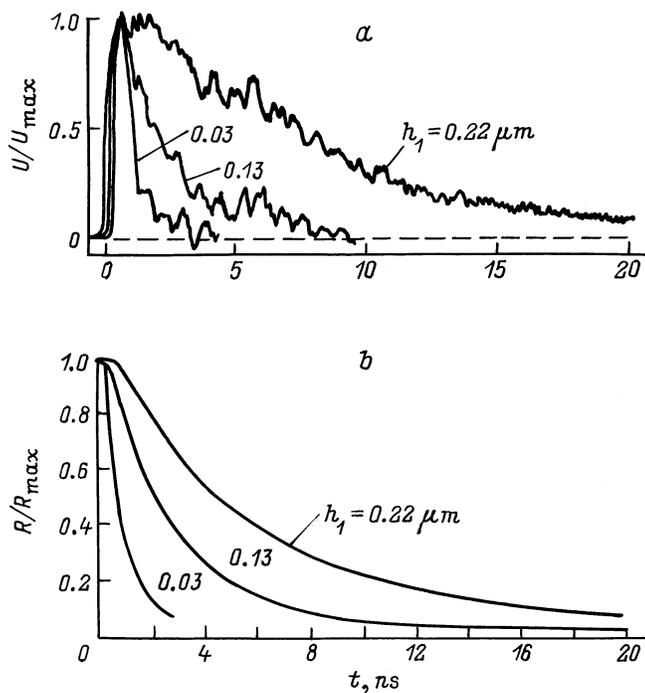


Рис. 4. Отклики пленок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ различной толщины h_1 на воздействие оптических импульсов: а — эксперимент [5], б — расчет.

Показана возможность определения теплопроводности тонких пленок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ и теплового сопротивления контакта пленки с подложкой в окрестности температуры сверхпроводящего перехода путем сопоставления откликов на воздействие коротких оптических импульсов, наблюдаемых в экспериментах, с результатами моделирования электрических откликов ВТСП элементов.

Разработанная математическая модель отклика ВТСП элементов при импульсном токовом и оптическом воздействии может быть применена для оптимизации параметров управляющих воздействий и геометрических параметров пленочных структур с целью минимизации времени восстановления сверхпроводящего состояния после прекращения управляющего воздействия.

Работа выполнена при поддержке Комитета по научным исследованиям Польши (пректы РВ-W/WE/9/97 и КВН/21/3/98), Федеральной целевой программы "Интеграция" (проект № 141) и гранта № 96-15-98271.

Список литературы

- [1] Вендик О.Г., Гайдуков М.М., Козырев А.Б. и др. // Обзоры по ВТСП. М., 1992. Вып. 4(8). С. 43–100.
- [2] Козырев А.Б., Самойлова Т.Б., Шаферова С.Ю. // СФХТ. Т. 6. № 4. С. 823–837.
- [3] Гершензон М.Е., Головлев В.В., Кедич И.Б. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1990. Т. 52. Вып. 11. С. 1189–1192.
- [4] Chwalek J.M., Uher C., Whitaker J.F. et al. // Appl. Phys. Lett. 1990. Vol. 57. P. 1696–1698.
- [5] Hegmann F.A., Preston J.S. // Phys. Rev. B. 1993. Vol. 48. P. 16 023–39.
- [6] Karasik B.S., Zorin M.A., Milostnaya I.I. et al. // J. Appl. Phys. 1995. Vol. 77. P. 4074–70.
- [7] Yasuoka H., Mazaki H., Terashima T. et al. // Physica C. 1991. Vol. 175. P. 192–196.
- [8] Васькевич Я., Мезенов А.В. // Изв. ГЭТУ (ЛЭТИ). 1995. Вып. 481. С. 42–49.
- [9] Han S.G., Vardeny Z.V., Symko O.G. et al. // IEEE Trans. Magn. 1991. Vol. 27. P. 1548–51.
- [10] Gershenzon E.M., Gol'tsman G.N., Sergeev A.V. et al. // Proc. European Conf. High- T_c Thin Films and Single Crystals. Ustron, 1989. P. 457–462.
- [11] Ballentine P.H., Kadin A.M., Donaldson W.R. et al. // Proc. SPIE. 1990. P. 134–143.
- [12] Bluzer N. // J. Appl. Phys. 1992. Vol. 71. P. 1336–48.
- [13] Hagen S.J., Wang Z.Z., Ong N.P. // Phys. Rev. B. 1989. Vol. 40. P. 9389–9392.
- [14] Гершензон М.Е., Головлев В.В., Кедич И.Б. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1990. Т. 52. Вып. 11. С. 1189–92.
- [15] Ladret D., Cabon B., Dinh T.V. et al. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 1995. Vol. 5. P. 3482–87.
- [16] Григорьев Б.А. Импульсный нагрев излучениями. Ч. 2. Нестационарные температурные поля при импульсном лучистом нагреве. М.: Наука, 1974.
- [17] Marshall C.D., Tokmakoff A., Fishman I.M. et al. // J. Appl. Phys. 1993. Vol. 73. P. 850–857.
- [18] Васькевич Я., Мезенов А.В., Янкевич А.В. // Изв. ГЭТУ (ЛЭТИ). 1995. Вып. 506. С. 41–47.
- [19] Мезенов А.В., Янкевич А.В. // Изв. ГЭТУ (ЛЭТИ). 1997. Вып. 506. С. 37–41.
- [20] Варламов Ю.Д., Волков А.Н., Предтеченский М.Р. и др. // СФХТ. 1992. Т. 5. № 9. С. 1736–45.
- [21] Nahum M., Verghese S., Richards P.L. et al. // Appl. Phys. Lett. 1991. Vol. 59. P. 2034–36.