

# Исследование амплитудно-частотной характеристики фотовольтаического эффекта в тонких пленках YBCO

© А.И. Грачев, П.М. Караваяев, С.Г. Шульман

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: grach@shuv.pti.spb.su

(Поступила в Редакцию 25 февраля 1998 г.  
В окончательной редакции 12 мая 1998 г.)

В сверхпроводящих пленках YBCO с различной морфологией впервые измерена в широком диапазоне (1.5 Hz–150 kHz) частотная характеристика фотовольтаической компоненты оптически индуцируемых напряжений. Показано, что обнаруженное в одном из образцов отклонение высокочастотного поведения от обычной релаксационной зависимости может объясняться разбросом параметров элементарных фотоэда, генерируемых в различных участках пленки. Полученные данные позволили оценить ряд величин, характеризующих фотопроводящие свойства неметаллических областей протяженных неоднородностей, с которыми связывается появление фотовольтаического сигнала.

Проведенные нами ранее исследования [1–3] оптически индуцированных напряжений (ОИН), возникающих в плоскости сверхпроводящих пленок YBCO, показали, что наблюдаемые сигналы связаны, как минимум, с тремя различными механизмами, одним из которых является фотовольтаический эффект (ФВЭ). Предполагается [3], что ФВЭ обусловлен существованием внутренних границ раздела (типа металл–полупроводник–металл) в объеме сверхпроводящей фазы, возникающих в области локализации протяженных (планарных) дефектов или неоднородностей (далее эти области будут именоваться просто "неоднородностями", а под "свойствами неоднородностей" будут пониматься соответствующие свойства полупроводниковых прослоек). Анализ некоторых известных для пленок YBCO неоднородностей такого типа с точки зрения их возможного вклада в ФВЭ был проведен в работе [3].

Основным инструментом экспериментального разделения различных механизмов генерации ОИН в YBCO стало измерение амплитудно-частотной характеристики (АЧХ) переменных сигналов, возникающих при освещении пленок модулированным по интенсивности световым пучком [1]. Поскольку в этих экспериментах в качестве источника света использовалась обычная галогенная лампа, модуляция интенсивности осуществлялась с помощью механического прерывателя, что не позволило выйти за рамки частот  $f \sim 1$  kHz. При таком ограничении частотного диапазона полной картины поведения фотовольтаической компоненты, включавшей и область спада АЧХ, получено не было. Ценность же подобной информации для выяснения природы ФВЭ в пленках YBCO несомненна, особенно если учитывать сложность проведения спектральных измерений в условиях малости индуцируемых напряжений. Поэтому основной целью настоящей работы явилось исследование АЧХ ОИН в пленках YBCO в значительно более широком частотном диапазоне: от 1.5 Hz до 150 kHz.

Измерения проводились на трех образцах пленок YBCO с различной морфологией. Полученные АЧХ де-

монстрируют как некоторые общие закономерности, так и определенные отличия, основное из которых касается высокочастотного спада АЧХ. Здесь в одном из образцов в отличие от ожидаемой (в условиях линейности сигналов по отношению к интенсивности засветки) частотной зависимости типа  $(1 + \omega^2\tau^2)^{-1/2}$  ( $\omega = 2\pi f$ ,  $\tau$  — время релаксации) наблюдался более резкий спад сигнала, близкий к  $\omega^{-2}$ . Показано, что данная особенность поведения АЧХ может проистекать из статистической природы регистрируемых сигналов, представляющих собой результат сложения элементарных фотоэда, генерируемых отдельными неоднородностями. При этом необходимо, чтобы фотоэдс отличались не только временем релаксации, но и знаком. Обработка АЧХ и других экспериментальных данных, связанных с проявлением фотопроводящих свойств образцов, позволила оценить ряд параметров (например, время жизни неосновных носителей заряда), характеризующих полупроводниковые свойства рассматриваемых неоднородностей.

## 1. Образцы и методика эксперимента

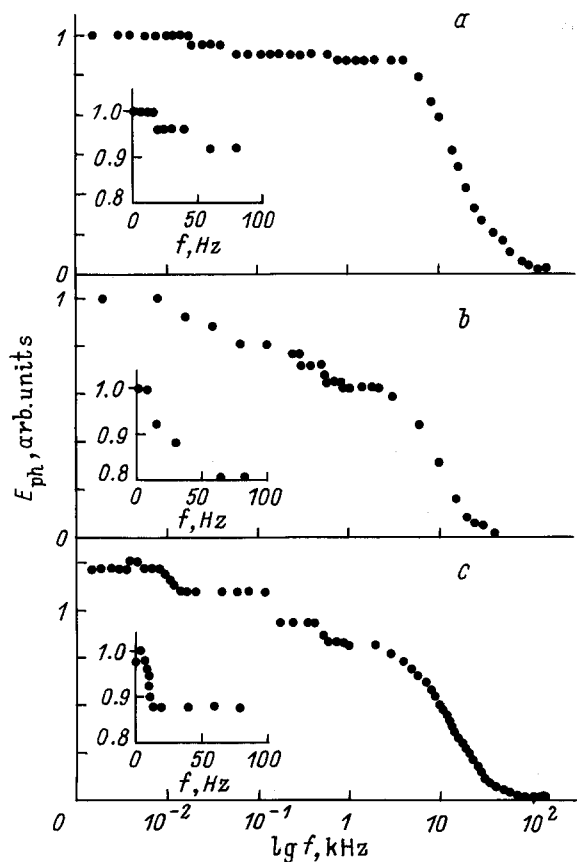
Измерения ОИН проводились на трех образцах пленок YBCO, два из которых использовались ранее [1–3] (пленки на подложках MgO и LaAlO<sub>3</sub>, обозначенные в [1–3] как S2 и S3 соответственно), поэтому их структурные, геометрические и физические характеристики уже приводились. Третий образец, хотя и использовался впервые, относился к серии ранее исследовавшихся пленок,готавливаемых методом лазерного распыления на подложках из NdGaO<sub>3</sub>. С точки зрения морфологии последний образец, обозначаемый далее как S4 (для остальных образцов сохранены прежние обозначения), имел наиболее слабо выраженную текстуру, однако в отличие от S2 и S3 ниже точки сверхпроводящего перехода ( $T_c \sim 90$  K) остаточного сопротивления у него не наблюдалось.

Геометрия эксперимента и общая схема измерения ОИН описаны в [1–3]. Все измерения проводились

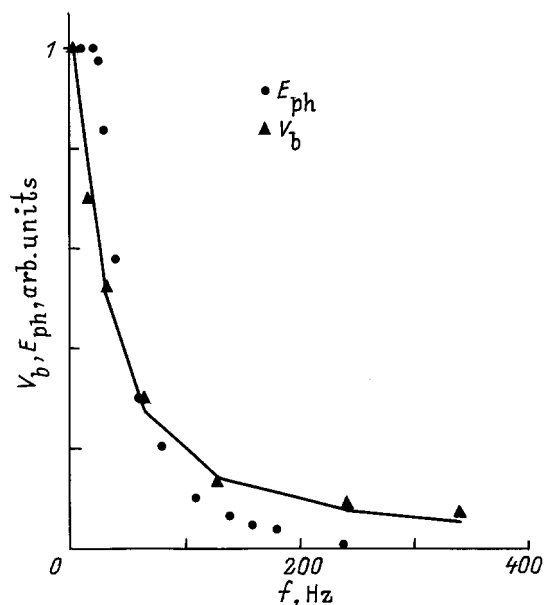
при комнатной температуре. Новым элементом экспериментальной методики стало использование для освещения образцов He-Ne-лазера (мощность  $\sim 10^{-2}$  W), для модуляции интенсивности которого применялся электрооптический модулятор. Это позволило существенно расширить диапазон измерений (от 1.5 Hz до 150 kHz), а также повысить их надежность. Кроме того, фокусировка лазерного луча обеспечила возможность исследования пространственного распределения ФВЭ по поверхности пленок.

## 2. Результаты и обсуждение

На рис. 1 приведены результаты измерений АЧХ в исследуемых образцах (отметим, что в S2 и S3 сигнал измерялся между контактами, для которых наблюдаются максимальные ОИН [3]). Видно, что общая картина поведения АЧХ у всех образцов качественно подобна. На начальном участке ( $1.5 \leq f \leq 100$  Hz) происходит падение сигнала с выходом на относительно пологое плато, на котором в зависимости от образца наблюдается одна или несколько ступенек, а затем в области  $f \geq 10^4$  Hz происходит окончательный спад индуцируемых напряжений.



**Рис. 1.** Частотная зависимость ОИН (при  $T = 300$  K) в образцах S2 (a), S3 (b) и S4 (c). На вставках в обычном масштабе показан ход зависимости в низкочастотной области.

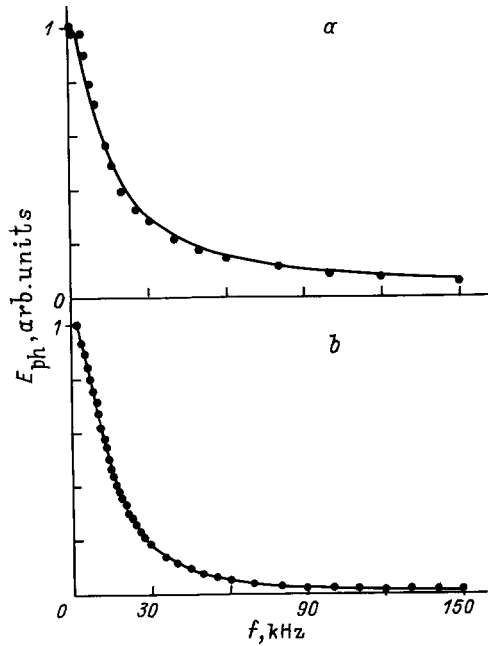


**Рис. 2.** Частотная зависимость болометрического отклика ( $V_b$ ) и низкочастотной компоненты ОИН ( $E_{ph}$ ) в S3. Сплошной линией показан результат аппроксимации данных по болометрическому отклику с помощью зависимости типа (1) для подгоночного параметра  $\tau_{th} = 8.8 \cdot 10^{-3}$  s.

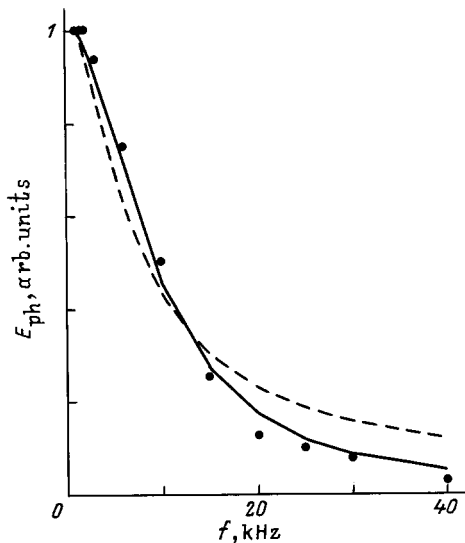
Низкочастотный спад АЧХ наблюдался и ранее [1] и был приписан наложению сигнала стационарной термоэдс на фотовольтаическую составляющую ОИН. Это подтвердили данные измерений частотной зависимости болометрического отклика ( $V_b$ ) (т.е. сигнала, возникающего за счет тепловой модуляции сопротивления освещенного образца, подключенного к внешнему источнику тока), проводившихся при тех же условиях, что и измерения ОИН [1]. Аналогичные эксперименты были проведены и в данной работе, а их результаты для одного из образцов (S3) представлены на рис. 2. Там же приведен низкочастотный участок АЧХ ОИН образца, где за нулевой уровень принято значение сигнала в области плато. Сравнение этих зависимостей показывает, что характерная частота среза, определяемая тепловой постоянной времени образца ( $\tau_{th}$ ), у обоих сигналов практически совпадает.

Детальное изучение причин появления стационарной термоэлектрической компоненты ОИН осталось вне рамок наших исследований. Поэтому ограничимся повторением высказанного в [1] предположения, что, поскольку сигнал термоэдс появляется и при симметричном расположении светового пятна относительно измерительных контактов, основную причину возникновения термоэдс следует искать в пространственной неоднородности образцов.

Переходя к обсуждению АЧХ фотовольтаической компоненты ОИН ( $E_{ph}$ ), следует подчеркнуть практически линейную зависимость  $E_{ph}$  от интенсивности падающего света ( $I$ ) ( $I_{max} \sim 10$  W  $\cdot$  cm $^2$ ). Поэтому мы вправе были ожидать, что частотное поведение  $E_{ph}$  будет отвечать



**Рис. 3.** Результат аппроксимации АЧХ ФВЭ компоненты в образцах S2 (a) и S4 (b) при использовании выражения (1) и значениях подгоночного параметра  $\tau = 1.7 \cdot 10^{-5}$  и  $1.45 \cdot 10^{-5}$  s для S2 и S4 соответственно.



**Рис. 4.** Результаты аппроксимации АЧХ ФВЭ в образце S3 с использованием выражений (1) (штриховая линия) и (7) (сплошная линия). В последнем случае кривая отвечает следующим значениям подгоночных параметров:  $\tau_1 = 1.65 \cdot 10^{-5}$  s,  $\tau_2 = 1.8 \cdot 10^{-5}$  s,  $g_1 = g_2$ .

обычной релаксационной зависимости

$$E_{ph}(\omega) = E_{ph}(0)(1 + \omega^2\tau^2)^{-1/2}, \quad (1)$$

где  $\tau$  — некоторое характерное время релаксации. Однако при аппроксимации полученных АЧХ (из которых был вычтен вклад термоэлектрической компоненты) с

помощью указанного выражения удовлетворительный результат был получен только для S2 и S4 (рис. 3). Более резкий спад АЧХ в образце S3 не позволил осуществить удовлетворительную подгонку экспериментальных данных к указанной зависимости (рис. 4).

Причина такого нестандартного поведения АЧХ ФВЭ в S3, по нашему мнению, может быть обусловлена интегральным характером компоненты  $E_{ph}$ , представляющей собой результат усреднения вкладов от элементарных фотоэдов ( $e_i$ ), генерируемых отдельными неоднородностями. Очевидно, что в образцах может существовать определенный разброс параметров  $e_i$ , в том числе их знака, и величины  $\tau$ . Рассмотрим на простых примерах, каким образом это может отразиться на частотном поведении результирующего сигнала.

Начнем со случая двух фотоэдов ( $e_1$  и  $e_2$ ) одного знака, отличающихся лишь временами релаксации:  $\tau_1$  и  $\tau_2$ . Частотную зависимость суммарной фотоэдс  $e_{\Sigma}$  можно найти из преобразования Фурье-отклика нашей системы ( $u(t)$ ) на единичный импульс

$$u(t) = u_1(t) + u_2(t) = \exp(-t/\tau_1)s(t) + \exp(-t/\tau_2)s(t),$$

или

$$\begin{aligned} U(\omega) &= U_1(\omega) + U_2(\omega) \\ &= \tau_1/(1 + i\omega\tau_1) + \tau_2/(1 + i\omega\tau_2) \\ &= [(\tau_1 + \tau_2) + i2\omega\tau_1\tau_2]/(1 + i\omega\tau_1)(1 + i\omega\tau_2), \quad (2) \end{aligned}$$

где  $s(t)$  — функция Хевисайда.

Искомое выражение для  $e_{\Sigma}(\omega)$  определяется модулем  $|U(\omega)|$

$$\begin{aligned} e_{\Sigma}(\omega) &\sim |U(\omega)| \\ &\sim [1 + \omega^2\tau^{*2}]^{1/2}/(1 + \omega^2\tau_1^2)^{-1/2}(1 + \omega^2\tau_2^2)^{-1/2}, \quad (3) \end{aligned}$$

где  $\tau^* = 2\tau_1\tau_2/(\tau_1 + \tau_2)$ .

Если  $\delta\tau = |\tau_1 - \tau_2| \ll \tau_{1,2}$ , то с точностью до малых второго порядка выражение (3) можно свести к выражению типа (1)

$$e_{\Sigma}(\omega) \sim (1 + \omega^2\tau_{av}^2)^{-1/2}, \quad (4)$$

где  $\tau_{av} = (\tau_1 + \tau_2)/2$ .

В случае же ( $\delta\tau \sim \tau_{1,2}$ ) зависимость  $e_{\Sigma}(\omega)$  может приобрести характерную двух- (а в общем случае много-) ступенчатую форму. На наш взгляд, именно этим, т.е. наличием в образцах нескольких (как минимум двух) типов элементарных фотоэдов с существенно различными временами релаксации, может объясняться появление ступенек на АЧХ в области плато (рис. 1).

Рассмотрим теперь, как изменится конечный результат, если при неизменности остальных условий знаки у  $e_1$  и  $e_2$  будут противоположными. Для  $U(\omega)$  получим следующее выражение:

$$U(\omega) = (\tau_1 - \tau_2)/(1 + i\omega\tau_1)(1 + i\omega\tau_2), \quad (5)$$

из которого следует, что

$$e_{\Sigma}(\omega) \sim |U(\omega)| \sim [1 + \omega^2(\tau_1^2 + \tau_2^2) + \omega^4\tau_1^2\tau_2^2]^{-1/2}. \quad (6)$$

Видно, что теперь в области частот  $\omega \gg (\tau_1^{-2} + \tau_2^{-2})^{1/2}$  для результирующей фотоэдс должен наблюдаться более резкий спад  $\sim \omega^{-2}$ .

Очевидно, что проведенное рассмотрение может быть распространено на любое количество  $e_i$ . Для этого достаточно последовательно (т.е. с учетом близости  $e_i$  по величине и значению  $\tau_i$ ) просуммировать соответствующие комплексные амплитуды для  $e_i$  каждого знака и ввести соответствующим образом усредненные  $\tau_{av}$ , сведя тем самым задачу к случаю двух (или нескольких) фотоэдс. Естественно, что полученные выше результаты по крайней мере качественно останутся справедливыми. Таким образом, необычное высокочастотное поведение ФВЭ в образце *S3* может объясняться реализацией в нем следующих условий: генерацией элементарных фотоэдс противоположного знака, дающих, как минимум, два близких по (абсолютной) величине суммарных сигнала ( $e_{\Sigma}^+$  и  $e_{\Sigma}^-$ ), отличающихся статистически усредненными значениями времен релаксации.

Существование противоположных по знаку элементарных фотоэдс следует собственно из модели ФВЭ в пленках YBCO [3], предполагающей генерацию на противоположных границах неоднородности фототоков, направленных навстречу друг другу. Не вызывает удивления и различие  $\tau$ , тем более что в принципе достаточно любой степени их разброса. Экспериментально необходимость учета статистического характера сигналов ФВЭ в наших образцах наглядно подтверждают результаты сканирования сфокусированным лазерным пучком (с площадью пятна  $\sim 100 \times 100 \mu\text{m}$ ) по поверхности пленок. Во всех образцах отмечалась заметная вариация величины  $E_{ph}$ , а в *S4* наблюдалась даже смена знака (подобный результат был получен и в работе [4]), что вполне коррелирует с более слабо выраженной текстурой данного образца.

Таким образом, по отношению к нашим образцам выглядит вполне обоснованным использование полученных результатов, в частности выражения (6) для аппроксимации АЧХ в *S3*. В действительности вместо (6) использовалось более общее выражение, в котором для учета отличия (помимо  $\tau_{av}$ ) других параметров, определяющих величину  $e_{\Sigma}^+$  и  $e_{\Sigma}^-$  (например, числа составляющих их элементарных фотоэдс), были дополнительно введены весовые коэффициенты  $g_1$  и  $g_2$ :

$$E_{ph}(\omega) = [(g_1\tau_1 - g_2\tau_2)^2 + \omega^2\tau_1^2\tau_2^2(g_1 - g_2)^2]^{1/2} \times (1 + \omega^2\tau_1^2)^{-1/2}(1 + \omega^2\tau_2^2)^{-1/2}. \quad (7)$$

Подгоночные параметры  $g_{1,2}$  и  $\tau_{1,2}$  связаны очевидным соотношением  $E_{ph}(0) = g_1\tau_1 - g_2\tau_2$ . Результаты аппроксимации АЧХ образца *S3* с помощью (7) представлены на рис. 4 (сплошная линия), там же приведены значения подгоночных параметров.

Сравнение результатов аппроксимации АЧХ исследованных образцов показывает, что, несмотря на значительное различие их морфологии, полученные значения  $\tau$  весьма близки. С учетом различия (по крайней мере в *S2* и *S3* [3]) вносящих вклад в ФВЭ неоднородностей этот результат, как, собственно, и природа  $\tau$ , требует объяснения. Однако для этого необходимы конкретные сведения об электронных свойствах рассматриваемых неоднородностей, которые на данный момент практически отсутствуют. Поэтому анализ полученных результатов возможен лишь в рамках общих представлений о частотном поведении ФВЭ.

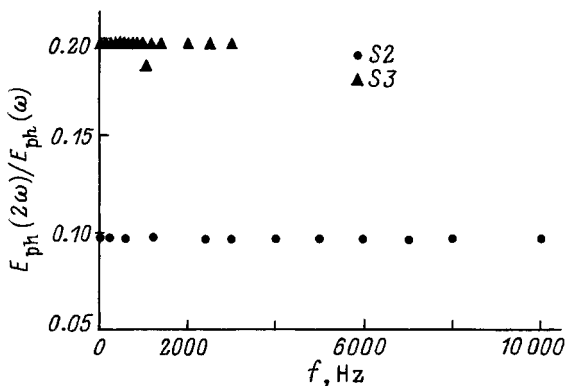
Как известно [5], в общем случае механизм релаксации фотоэдс (возникающей в области  $p$ - $n$ -перехода или контакта металл-полупроводник, как предполагается в нашем случае) зависит от соотношения между шириной области пространственного заряда (ОПЗ) выпрямляющего барьера ( $w$ ) и диффузионной длиной неосновных носителей заряда ( $l$ ) (генерируемых в нашем случае в полупроводниковой прослойке). При реализации соотношения  $w \gg l$   $\tau$  определяется временем пролета ОПЗ ( $t_d$ ) наименее подвижными носителями заряда. В противном же случае ( $w \ll l$ ) ФВЭ в основном связан с диффузией к ОПЗ генерируемых светом неосновных носителей заряда, время жизни которых и определяет величину  $\tau$ .

Из модели ФВЭ в YBCO [3] следует, что для генерации экспериментально наблюдаемых напряжений необходимо, чтобы эффективная ширина неоднородности ( $d$ ) превосходила  $10^{-5}$  см. Использование данного критерия при анализе данных о морфологии образцов *S2* и *S3* [3] позволило указать те виды неоднородностей, участие которых в ФВЭ наиболее вероятно. Их толщина (не превышающая единиц микрон) задает максимальное значение  $w$ , исходя из которого можно оценить величину подвижности носителей ( $\mu$ ), удовлетворяющую условию  $t_d \sim w^2/\mu\varphi \sim \tau$  (здесь  $\varphi$  — высота барьера на границах неоднородности). При  $w \sim d \sim 10^{-4}$  см,  $\tau \sim 10^{-5}$  с и  $\varphi \sim 10^{-1}$  В для  $\mu$  получаем значение  $\sim 10^{-2}$  см<sup>2</sup> · В<sup>-1</sup> · с<sup>-1</sup>. Хотя столь низкое значение  $\mu$  в принципе сопоставимо с подвижностью носителей заряда в неупорядоченных средах, оно получено для заведомо завышенной оценки величины  $w$ . В действительности а priori следует ожидать значений  $w \sim 10^{-6}$  см. В этом случае соответствующая оценка для  $\mu$  становится уже физически нереальной, что следует рассматривать как свидетельство в пользу реализации в наших пленках второго из указанных механизмов ФВЭ.

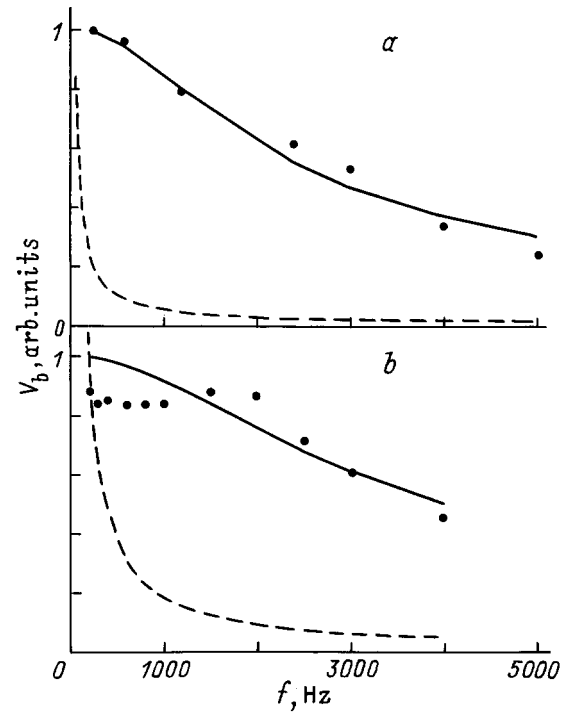
Вышеуказанная оценка  $w$  вытекает из ожидаемой высокой концентрации свободных ( $n$ ) и/или локализованных ( $n_{loc}$ ) носителей заряда, формирующих ОПЗ. Конкретно при использовании для  $w$  известного выражения [6] для ширины ОПЗ барьера Шоттки приведенное значение  $w$  получается при  $n(n_{loc}) \sim 10^{19}$  см<sup>-3</sup> (при разумных оценках для величины диэлектрической проницаемости). Наличие подобной концентрации свободных носителей заряда в рассматриваемых областях в известной степени подтвердили результаты исследований,

касающихся появления в наших образцах ФВЭ сигнала на удвоенной частоте модуляции.

В принципе наличие более высоких гармоник в сигнале фотонапряжения не вызывает удивления, если учитывать нелинейный характер известной зависимости [5] плотности тока фотодиода от напряжения на нем ( $V_0$ ). Отношение амплитуд основной и второй  $E_{ph}(2\omega)$  гармоник определяется величиной параметра  $eV_0/kT$  (здесь  $e$  — заряд электрона,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура), который в нашем случае ( $V_0 \sim E_{ph} \sim 3 \cdot 10^{-7}$  В и  $T = 300$  К) по порядку величины равен  $10^{-5}$ . Однако экспериментально наблюдаемые значения  $E_{ph}(2\omega)/E_{ph}(\omega)$  (рис. 5) оказались примерно на четыре порядка выше. В условиях линейности зависимости  $E_{ph}(I)$  причину появления столь больших сигналов  $E_{ph}(2\omega)$  следовало искать только в модуляции сопротивления образцов. При этом если в области  $f < 100$  Hz изменение сопротивления можно было приписать нагреву пленок, то при более высоких частотах оно могло быть связано только с фотопроводимостью неметаллических областей образцов. Подтверждение этому дали измерения  $V_b$  в S2 и S3 в более широком частотном диапазоне (рис. 6). Из рис. 6 видно, что в области  $f \sim 100-300$  Hz сигнал выходит на плато и лишь затем окончательно спадает при  $f > 0.5-1$  kHz. Аппроксимация зависимостей, приведенных на рис. 6, с помощью выражения типа (1) позволила оценить время  $\tau_{ph}$ , связанное с релаксацией фотовозбужденных носителей заряда ( $n_{ph}$ ). Концентрацию последних можно оценить с помощью выражения  $n_{ph} = \beta\alpha I\tau_{ph}$ , подставляя в которое значения для коэффициента поглощения  $\alpha \sim 10^5$  см $^{-1}$  (что по порядку величины равно значению  $\alpha$  для объема YBCO) и интенсивности падающего света  $I \sim 3$  Вт · см $^{-2} \sim 3 \cdot 10^{19}$  photons · см $^{-2}$  · с $^{-1}$  (величину квантового выхода  $\beta$  считаем равной единице), получаем  $n_{ph} \sim 10^{20}$  см $^{-3}$ . С учетом того, что наблюдаемый в этих условиях сигнал  $E_{ph}(2\omega)$  соответствует изменению сопротивления образцов примерно на 5–10%, равновесная концентрация носителей заряда неметаллических (фотопроводящих) областей соответствует величине  $n \sim 10^{21}$  см $^{-3}$ .



**Рис. 5.** Отношение сигнала ОИН, измеряемого на удвоенной частоте модуляции, к сигналу на основной частоте в зависимости от частоты в образцах S2 и S3.



**Рис. 6.** Высокочастотное поведение сигнала, отвечающего условиям измерения болометрического отклика, в образцах S2 (a) и S3 (b). Сплошной линией показаны результаты аппроксимации с использованием зависимости типа (1) при значениях подгоночного параметра  $\tau_{ph} = 1.0 \cdot 10^{-4}$  и  $7 \cdot 10^{-5}$  с для S2 и S3 соответственно. Штриховые линии соответствуют частотной зависимости тепловой компоненты  $V_b$ , полученной путем экстраполяции данных низкочастотных измерений (при  $\tau_{th} = 8.8 \cdot 10^{-3}$  и  $1.25 \cdot 10^{-2}$  с для S2 и S3 соответственно).

Для нас, естественно, важна степень участия рассматриваемых нами неоднородностей в общем сопротивлении (проявляющемся, в частности, в наличии у образцов S2 и S3 остаточного сопротивления ниже  $T_c$ , рис. 1 и 2 в [3]) и фотопроводимости неметаллического объема пленок. В этом смысле ситуация представляется более ясной для S2. Сопоставление спектров комбинационного рассеяния (свидетельствующих о существенном доминировании сверхпроводящей фазы, см. рис. 5 в [3]) и данных по электронной микроскопии S2 (рис. 3 в [3]) позволяет предположить, что основной объем образца занимают сверхпроводящие микрокристаллы, окруженные неметаллическими прослойками, препятствующими протеканию сквозного сверхпроводящего тока. Естественно, что с данными прослойками следует связать и проявление фотопроводимости образца. С другой стороны, именно эти неоднородности рассматривались в [3] как наиболее вероятные претенденты на роль источника ФВЭ в S2. В таком случае по отношению к ним справедливо использование полученной оценки  $w \lesssim 10^{-6}$  см, что, как указывалось выше, исключает связь ФВЭ в S2 с генерацией носителей в ОПЗ и позволяет отождествить  $\tau$  с временем жизни не-

основных носителей заряда. Маловероятно, что в S3 и S4 ситуация будет иной, о чем, в частности, свидетельствует и отмечавшаяся близость значений величины  $\tau$  во всех исследованных образцах. Таким образом, на наш взгляд, механизм ФВЭ в исследованных пленках YBCO связан с диффузией неосновных носителей заряда, генерируемых светом в неметаллических областях внутренних границ раздела, существующих в объеме сверхпроводящей фазы YBCO.

В заключение полезно сопоставить полученные значения  $\tau_{ph}$  с результатами исследований релаксации фотопроводимости в образцах тетрагональной (частично окисленной) фазы YBCO (следует отметить, что истинные значения времен жизни, определяемые временем рекомбинации, могут отличаться от полученных вследствие проявления процессов многократного освобождения и захвата носителей на мелкие ловушечные уровни). Так, в работе [7] в пленках  $YBa_2Cu_3O_x$  ( $x < 6.4$ ) величина  $\tau_{ph}$  составила  $\sim 2 \cdot 10^{-4}$  s. В то же время из данных [8], полученных для кристаллов  $YBa_2Cu_3O_{6.3}$ , следует, что при  $T = 300$  K  $\tau_{ph}$  составляет величину порядка микро-секунд. Значения  $\tau_{ph}$ , полученные в данной работе, лежат в промежуточной области, что в принципе не исключает близости свойств неметаллических областей образцов (в том числе и рассматриваемых неоднородностей) к диэлектрической фазе YBCO.

Таким образом, результаты исследования амплитудно-частотной характеристики (в диапазоне 1.5 Hz–150 kHz) оптически индуцированных напряжений в сверхпроводящих пленках YBCO подтвердили существование в них фотовольтаических напряжений, обусловленных, как предполагается [3], выпрямляющими барьерами внутренних границ раздела объема сверхпроводящей фазы YBCO, существующими в местах локализации протяженных неоднородностей. Обнаруженное отклонение поведения амплитудно-частотных характеристик от обычной релаксационной зависимости может являться следствием статистической природы наблюдаемых сигналов, представляющих собой результат сложения элементарных фотоздс отдельных неоднородностей, отличающихся как знаком, так и значениями времен релаксации. Дополнительные сведения о фотопроводящих свойствах образцов дали измерения фотонапряжений, возникающих на удвоенной частоте модуляции, а также фотоотклика образцов, подключенных к внешнему источнику тока. Обработка и анализ совокупности полученных экспериментальных данных позволили связать механизм фотовольтаического эффекта с диффузией неосновных носителей заряда, генерируемых в области рассматриваемых неоднородностей, и оценить их время жизни.

## Список литературы

- [1] А.И. Грачев, И.В. Плешаков, А.П. Паугурт, С.Г. Шульман. ФТТ **38**, 10, 2922 (1996).
- [2] A.I. Grachev, I.V. Pleshakov. Solid State Commun. **101**, 7, 507 (1996).

- [3] A.I. Grachev, V.Yu. Davydov, P.M. Karavaev, S.F. Karmanenko, A.P. Paugurt, I.V. Pleshakov. Physica **C288**, 268 (1997).
- [4] A. Kleinhammes, C.L. Chang, W.G. Moulton, L.R. Testardi. Phys. Rev. **B43**, 6270 (1991).
- [5] T.S. Moss, G.J. Burrell, B. Ellis. Semiconductor Opto-Electronics. Butterworth, London (1973).
- [6] Э.Х. Родерик. Контакты металл–полупроводник. Радио и связь, М. (1982).
- [7] R. Boyn, K. Löbe, H.U. Habermeier, N. Pruß. Physica **C181**, 1, 75 (1991).
- [8] G. Yu, A.J. Heeger, G. Stucky, N. Herron, E.M. McCarron. Solid State Commun. **72**, 4, 345 (1989).