

12 Терагерцовый отклик болометров на основе тонких пленок YBCO

© А.В. Смирнов,¹ М.С. Карманцов,¹ К.В. Смирнов,^{1,2} Ю.Б. Вахтомин,^{1,2} Д.В. Мастеров,³
М.А. Тархов,^{2,1} С.А. Павлов,³ А.Е. Парафин³

¹ Московский педагогический государственный университет,
119991 Москва, Россия

² ЗАО „Сверхпроводниковые нанотехнологии“,
119021 Москва, Россия

³ Институт физики микроструктур РАН,
603950 Нижний Новгород, Россия
e-mail: asmirn@asc.rssi.ru

(Поступило в Редакцию 11 января 2012 г.)

Представлены первые результаты измерения болометрического отклика высокотемпературных сверхпроводниковых детекторов на основе тонких пленок YBCO на электромагнитное излучение с частотой 2.5 THz. Минимальное значение оптической мощности, эквивалентной шуму созданных детекторов, составило $3.5 \cdot 10^{-9} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$. Обсуждена возможность дальнейшего увеличения чувствительности исследуемых детекторов.

В настоящее время существуют различные типы детекторов излучения терагерцового (THz) диапазона частот, работающие при комнатных температурах: микроболометры [1], диоды с барьером Шоттки [2], детекторы Голея [3]. Вместе с тем такие детекторы имеют значительные ограничения по применению из-за их низкой чувствительности и/или быстродействия. Использование THz-детекторов на основе низкотемпературных сверхпроводников [4] устраняет эти недостатки, но требует охлаждения детекторов до температур менее или порядка 20 К с использованием жидкого гелия или дорогостоящих криорефрижераторов. Использование же THz-детекторов на основе высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) позволяет, с одной стороны, значительно увеличить их быстродействие и чувствительность по сравнению с детекторами, работающими при комнатных температурах, а с другой — не требует столь глубокого охлаждения, как при использовании низкотемпературных сверхпроводников. Современная технология создания ВТСП позволяет получать сверхпроводники с критической температурой сверхпроводящего перехода, превышающей 90 К, которая легко достижима с помощью компактных машин замкнутого цикла [5].

Начиная с открытия ВТСП, многими научно-исследовательскими группами предпринимались попытки использования этих материалов в различных типах приемников для ближнего и дальнего инфракрасного (ИК) излучения [6,7]. ВТСП-болометры являются одним из видов неселективных детекторов излучения, работающих в широком диапазоне длин волн от рентгеновского до дальнего ИК [8]. Исследованиям оптических и тепловых свойств болометров на основе одного из наиболее распространенных соединений ВТСП — $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO) посвящено большое количество работ, например [9–12], в которых рассматривались различные аспекты болометрического отклика в данных устройствах. Уже сегодня практические детекторы на основе пленок ВТСП демонстрируют чувствительность NEP (noise

equivalent power) $\sim 10^{-8} - 10^{-11} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ при высоком быстродействии $\sim 45 \text{ ps}$ [13,14] в THz и $\sim 10 \text{ ps}$ [15] оптическом диапазоне соответственно. В качестве смесителя в супергетеродинном режиме работы ВТСП-детекторы требуют относительно низкую мощность гетеродинного источника [13,16]. Указанные результаты позволяют говорить о значительной перспективности дальнейшей разработки ВТСП болометрических приемников и смесителей для THz-диапазона частот и продвижения их в более высокочастотную область спектра. В настоящей работе авторы представляют результаты успешной разработки и исследования ВТСП-болометров на основе ультратонкой пленки YBCO, работающих на частоте 2.5 THz. Возможными областями применения рассматриваемых устройств в THz-диапазоне являются радиоастрономия, исследования атмосферы Земли, спектроскопия, в том числе THz-спектроскопия ближнего поля, бесконтактные системы контроля и безопасности.

ВТСП-болометр, работающий на эффекте электронного разогрева, представляет собой микромостик из тонкой сверхпроводниковой пленки, сформированный в зазоре между металлическими контактами. Падающее излучение фокусируется на чувствительном элементе с помощью вытянутой гиперполусферической кремниевой линзы. Благодаря малому времени электрон-электронного взаимодействия по сравнению со временем электрон-фононного взаимодействия в ВТСП-пленках энергия поглощенного излучения распределяется между электронами быстрее их рассеяния на фоновых решетках, что приводит к изменению температуры электронной подсистемы пленки относительно температуры решетки сверхпроводника. Данный эффект принято называть эффектом электронного разогрева в тонких сверхпроводниковых пленках. Эффект электронного разогрева характеризуется изменением сопротивления болометра и при условии смещения постоянным током вызывает появление на нем дополнительного напряже-

ния, пропорционального падающей мощности, при малых изменениях электронной температуры. Быстродействие детектора определяется задействованными механизмами охлаждения „горячих“ электронов. Здесь различают два основных механизма релаксации электронной температуры. Фононный канал охлаждения характеризуется передачей энергии излучения фононной подсистеме пленки путем электрон-фононного взаимодействия с дальнейшим уходом неравновесных фононов в подложку [17]. В этом случае быстродействие детектора определяется временем электрон-фононного взаимодействия и эффективностью акустического согласования ВТСП-пленки с подложкой. В отличие от фононного канала охлаждения диффузионный канал характеризуется диффузией горячих электронов в массивные по сравнению с пленкой металлические контакты. В данном случае время релаксации определяется коэффициентом диффузии электронов и длиной мостика сверхпроводника между контактами [18]. В нашем случае преобладающим каналом охлаждения горячих электронов является фононный, поскольку для реализации диффузионного канала необходимо создание структур субмикронного размера.

При создании чувствительных ВТСП-болометров ТГц-диапазона частот необходимо учитывать несколько определяющих факторов [16]:

а) для получения тонкой высококачественной сверхпроводниковой пленки, имеющей сверхпроводящие свойства, близкие к объемному материалу, а также для лучшего акустического согласования пленки с подложкой кристаллическая структура материала подложки должна быть близка к кристаллической структуре ВТСП-пленки;

б) во избежание нагрева всего чипа детектора материал подложки должен обладать высокой теплопроводностью;

в) для оптического согласования болометра с излучением необходимо, чтобы материал подложки не имел линий поглощения в ТГц-области частот, а его коэффициент диэлектрической проницаемости мало отличался от коэффициента диэлектрической проницаемости материала гиперполусферической линзы;

г) объем чувствительного элемента или размер чувствительной области болометра при неизменной толщине пленки должен быть минимален для увеличения чувствительности болометра.

В настоящей работе исследовались ВТСП-болометры на основе пленки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ толщиной 40–50 нм, планарный размер чувствительного элемента составлял $20 \times 40 \mu\text{m}$ (длина \times ширина). Болометры были изготовлены из пленок, выращенных на различных подложках: образец MP2.85 на подложке из алюмината лантана (LaAlO_3), толщина пленки ~ 40 нм; образец MP2.88 на подложке из сапфира с подслоем диоксида церия (CeO_2), толщина пленки ~ 50 нм. Пленки YBCO выращивались по методу магнетронного распыления [19]. Для распыления использовалась дисковая мишень YBCO стехиометрического состава.

Пленки выращивались в рабочей смеси Ar/O_2 при давлении ~ 50 Па. Нами использовался бесконтактный радиационный нагрев. Температура подложки составляла $\sim 750^\circ\text{C}$, скорость роста около 30 нм/ч. Процесс формирования пленки заканчивался естественным охлаждением пленки до комнатной температуры при давлении кислорода 100 кПа. Оптимизация процесса роста была проведена на пленках толщиной ~ 150 нм, которые имели типичные параметры: температура перехода $T_c \geq 88$ К, плотность критического тока $j_c \geq 1 \text{ MA}/\text{cm}^2$. Величина полуширины кривой качания (FWHM) рентгеновского отражения YBCO (005), характеризующая разориентацию оси с блоков мозаики для пленок толщиной ~ 150 нм была менее 0.5° . После окончания процесса роста пленка YBCO извлекалась из ростовой камеры (при этом она контактировала с атмосферным воздухом), и на нее методом термического распыления осаждалась пленка серебра толщиной ~ 200 нм.

Исследуемые структуры формировались стандартной прямой фотолитографией с жидкостным химическим травлением. Первой фотолитографией и травлением формировалась двухслойная структура серебро-пленка YBCO, включающая в себя подводящую линию и болометр, закрытые серебром. Второй фотолитографией в фоторезисте вскрывалась чувствительная область болометра, подводящая линия при этом была закрыта фоторезистом, серебро с чувствительной части болометра удалялось в селективном по отношению к YBCO травителе. Фотография центральной части чипа, полученная с помощью оптического микроскопа, представлена на рис. 1.

Первичное тестирование созданных болометров проводилось на постоянном токе — получение зависимости сопротивления от температуры и измерение плотности критического тока при температуре 77 К. Для исключения влияния паразитных ЭДС, тестирование образцов

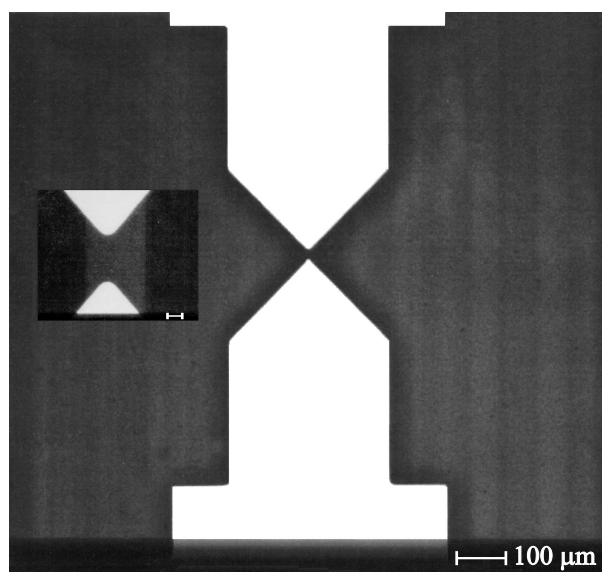


Рис. 1. Фотография центральной части чипа YBCO-болометра (светлые области — серебряные контакты).

на постоянном токе производилось по 4-точечной схеме. Для измерения зависимостей сопротивления болометра от температуры использовался криогенный макет в виде вставки в стандартный транспортный сосуд Дьюара. На рис. 2 представлены результаты прямых измерений температурных зависимостей сопротивления YBCO-болометров, созданных на различных подложках. Полученные данные использовались для нахождения зависимости крутизны перехода в сверхпроводящее состояние $\Delta R/\Delta T$ от температуры (рис. 3). Температура сверхпроводящего перехода определялась по максимуму зависимости $\Delta R/\Delta T$, а ширина сверхпроводящего перехода находилась, как ширина на полувысоте этой зависимости.

Из графиков видно, что созданные структуры имеют высокую критическую температуру ~ 91 К и резкий переход в сверхпроводящее состояние, что говорит о хорошем качестве пленки YBCO чувствительного элемента после проведения всех технологических операций по формированию структуры. В таблице представлены измеренные значения критической температуры сверх-

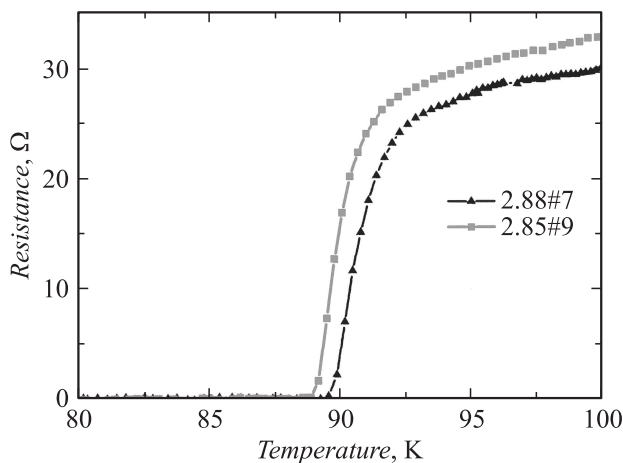


Рис. 2. Температурные зависимости сопротивления болометров на различных подложках.

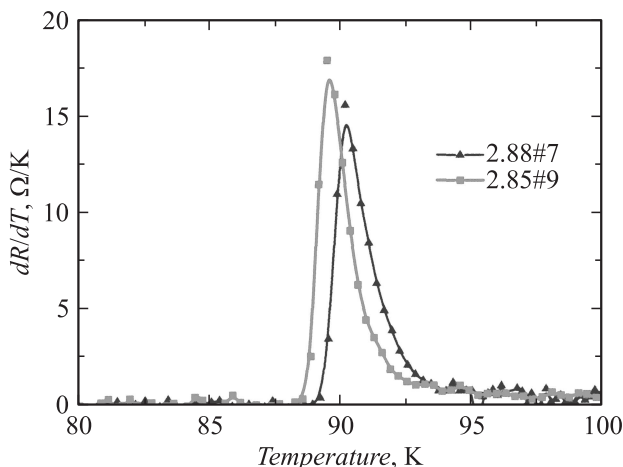


Рис. 3. Зависимости dR/dT от температуры для болометров на различных подложках.

Основные параметры болометров на различных подложках

	Алюминат лантана (MP2.85)	Сапфир (MP2.88)
Толщина пленки, nm	40	50
T_c , К	89.5	90.2
ΔT , К	1.4	1.6
R_{sq} , Ohm/sqr. ($T = 300$ К)	146	132
R_{sq} , Ohm/sqr. ($T = 100$ К)	66	60
J_c , A/cm ² ($T = 77$ К)	$1.1 \cdot 10^6$	$0.9 \cdot 10^6$

проводящего перехода T_c и ширины перехода в сверхпроводящее состояние ΔT для болометров, созданных с использованием различных подложек. Также в таблице приведены значения поверхностного сопротивления пленки — R_{sq} при комнатной температуре и при 100 К, а также плотности критического тока — J_c при температуре 77 К.

Таблица наглядно демонстрирует, что изготовленные нами болометры по своим характеристикам на постоянном токе соответствуют мировому уровню для YBCO технологии ВТСП [13,14].

Болометрический отклик ВТСП-болометров был измерен стандартным модуляционным методом, когда излучение от источника модулируется, а измерения сигнала с приемника производятся на частоте модуляции. Данный метод позволяет отстроиться от различного рода наводок и шумов, которые могут присутствовать в установке при измерениях. Модуляция сигнала в нашем эксперименте осуществлялась с помощью механического модулятора с частотой прерывания 1.5 kHz и апертурой ~ 2 mm. Поскольку апертура детектора определяется размером кремниевой линзы и составляет ~ 10 mm, то для корректной работы модулятора, он размещался в фокусе двух параболических зеркал и тем самым не вносил потерь в оптический тракт излучения, обеспечивая 100% амплитуду модуляции. В качестве источника излучения нами использовался газоразрядный лазер на парах воды с линией генерации на частоте 2.5 THz. Схема экспериментальной установки для определения чувствительности болометра представлена на рис. 4.

ВТСП-болометр монтировался на обратную сторону вытянутой гиперполусферической кремниевой линзы, закрепленной в специальном держателе. Держатель, оснащенный нагревателем для установки температуры болометра вблизи середины перехода в сверхпроводящее состояние, был установлен на холодную плату оптического азотного криостата с входным окном из полиэтилена высокой плотности и инфракрасным фильтром. ИК-фильтр, предотвращающий паразитный нагрев болометра ИК-излучением, был расположен на радиационном экране криостата с температурой ~ 150 К. Мощность THz-излучения лазера изменялась в широких пределах при помощи поляризационного аттенюатора с целью обеспечения линейного режима работы болометра. Посредством полужесткой коаксиальной линии сигнал от образца передавался на выходной высокочастотный разъем криостата. Для разделения цепей постоянного тока

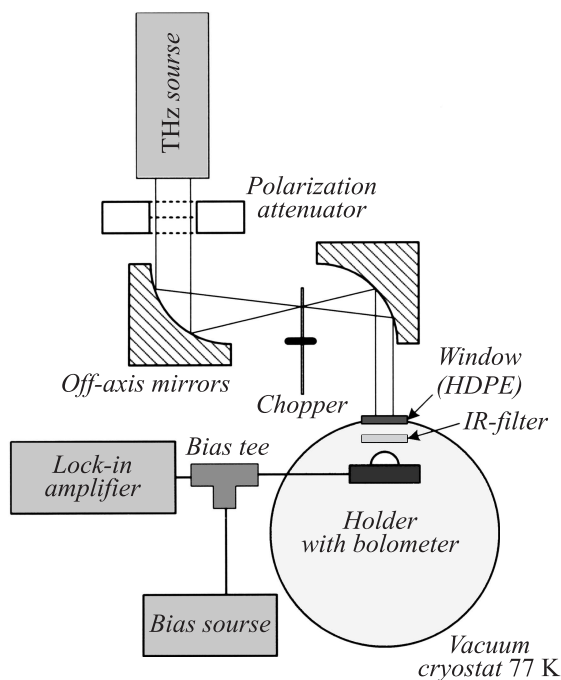


Рис. 4. Схема экспериментальной установки для измерения чувствительности болометров.

и сигнала с образца использовался адаптер смещения. Сигнал регистрировался с помощью цифрового синхронного детектора (SR830) и не требовал промежуточного усиления. Мощность THz-излучения измерялась с помощью калиброванного оптоакустического детектора Голея. Шумы болометра измерялись в отсутствие излучения на входе приемника.

Значение NEP-болометра рассчитывалось нами по формуле

$$\text{NEP} = \frac{P_{in} U_n}{U_s \sqrt{B}},$$

где U_s — сигнал с болометра, U_n — шум с болометра, P_{in} — мощность, падающая на болометр, B — полоса частот, в которой производились измерения, определяемая фильтром на входе синхронного детектора. Минимальное значение NEP, полученное нами для болометров MP2.85 и MP2.88, составило $(3.5-3.7) \cdot 10^{-9} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$. Полученное значение в настоящее время является рекордным на частоте излучения 2.5 THz. Его достижение мы связываем прежде всего с разработанной технологией осаждения и структурирования тонких пленок ВТСП YBCO.

На частоте излучения 2.5 THz нами получены значения чувствительности $\text{NEP} = (3.5-3.7) \cdot 10^{-9} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ для YBCO-болометров с планарными размерами $20 \times 40 \mu\text{m}$. Для дальнейшего улучшения чувствительности болометров авторы планируют реализовать ряд возможностей.

Во-первых, уменьшить планарные размеры чувствительного элемента, что позволит улучшить NEP пропорционально отношению объемов чувствительных элементов. Например, при уменьшении площади наших

болометров до $4 \mu\text{m}^2$, т.е. при уменьшении объема в 200 раз, можно рассчитывать на увеличение чувствительности до значений $\sim 10^{-11} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$. Аналогичное значение получено в работе [13], для YBCO-болометров с площадью $\sim 2 \mu\text{m}^2$ (толщина пленки 50 nm) на частоте излучения 1.6 THz. Дальнейшее уменьшение планарных размеров болометров вплоть до субмикронных позволяет прогнозировать достижения уровня чувствительности $\leq 10^{-12} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$. Во-вторых, интегрировать болометр с широкополосной планарной антенной, что позволит улучшить чувствительность за счет эффективного согласования излучения с чувствительным элементом. Еще одним возможным путем повышения чувствительности ВТСП-болометров является уменьшение толщины используемой пленки YBCO.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 09-08-00632-а, 11-02-12132-офи-м-2011), а также в рамках реализации ФЦП „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009–2013 гг.“.

Список литературы

- [1] Neikirk D.P., Lam W.W., Rutledge D.B. // Int. J. Infrared and Millimeter Waves. 1984. Vol. 5. P. 245–278.
- [2] Brown E.R. // Sol. Stat. Electron., 2004. Vol. 48. N 10–11. P. 2051–2053.
- [3] <http://www.tydex.ru>
- [4] Tretyakov I., Ryabchun S., Findel M. et al. // Appl. Phys. Lett. 2011. Vol. 98. P. 033 507.
- [5] <http://www.ricor.com> (Miniature Cryocoolers)
- [6] Fenner D.B., Li Qi, Hamblen W.D. et al. // IEEE Transactions on Applied Superconductivity. 1993. Vol. 3. N 1. Pt 4. P. 2104–2106.
- [7] Nahum, M., Hu Q., Richards P.L. et al. // IEEE Trans. Magn. 1991. Vol. 27. P. 3081–3084.
- [8] Dwir B., Pavuna D. // J. Appl. Phys. 1992. Vol. 72. N 9. P. 3855–3861.
- [9] Aboudihab I., Gilbert A., Azema A., Roustan J. // Superconductor Science and Technology. 1994. Vol. 7. Issue 2. P. 80–83.
- [10] Phelan P.E. // J. Therm. Phys. Heat Transfer. 1995. Vol. 9. P. 397–402.
- [11] Chen H.Z., Chou H., Chow T.C. et al. // Physica C: Superconductivity. 1997. Vol. 274. Issue 1–2. P. 24–32.
- [12] Bozbej A., Fardmanesh M., Aslerzade I.N., Banzet M., Schubert J. // Superconductor Science and Technology. 2004. Vol. 16. Issue 12. P. 1554–1558.
- [13] Hammar A., Cherednichenko S., Bevilacqua S., Drakinskiy V., Stake J. // IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. 2011. N 99. P. 1–5.
- [14] Probst P., Sheuring A., Hofherr M. et al. // Appl. Phys. Lett. 2011. Vol. 98. P. 043 504.
- [15] Semenov A.D., Nebosis R.S., Gousev Yu.P. et al. // Phys. Rev. B. 1995. Vol. 52. P. 581–590.
- [16] Kleinsasser A.W., Barner J.B., Burns M.J. et al. // IEEE Transactions on Applied Superconductivity. 1999. Vol. 9. N 2. P. 4197–4200.
- [17] Gershenzon E.M., Gol'tsman G.N., Gogidse I.G. et al. // Sov. Phys. Superconduct. 1990. Vol. 3. P. 582–597.
- [18] Prober D.E. // Appl. Phys. Lett. 1993. Vol. 62. P. 2119–2121.
- [19] Мастеров Д.В., Павлов С.А., Парафин А.Е., Дроздов Ю.Н. // ЖТФ. 2007. Т. 77. Вып. 10. С. 103–107.