

06; 12

## О ПРЕДЕЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩИХ СВЕРХПРОВОДНИКОВЫХ БОЛОМЕТРОВ

*Е. М. Гершензон, М. Е. Гершензон, Г. Н. Гольцман, А. М. Люлькин,  
А. Д. Семенов, А. В. Сергеев*

Теоретически и экспериментально исследовано физическое ограничение быстродействия сверхпроводящего болометра. Показано, что минимальная постоянная времени реализуется в условиях электронного разогрева и определяется процессом неупругого электрон-фононного взаимодействия. Сформулированы требования к конструкции «электронного болометра» для достижения предельной чувствительности. Проведено сравнение характеристик электронного болометра и обычных болометров различных типов.

### Введение

В диагностике плазмы, спектроскопии, системах обнаружения и связи, лазерных методах исследования вещества необходимы приемные устройства инфракрасного и субмиллиметрового диапазонов, сочетающие высокую чувствительность и быстродействие. Для достижения предельных характеристик здесь принято использовать в качестве чувствительных элементов полупроводниковые фоторезисторы или болометры. Среди последних наиболее перспективными являются сверхпроводниковые болометры.

Быстродействие и чувствительность болометров взаимосвязаны: рост первой величины сопровождается падением второй, и наоборот. Для каждого конкретного типа болометра инвариантом, не зависящим от условий теплоотвода, должна быть величина  $I = D^* \tau_v^{-1/2}$ , где  $D^*$  — обнаружительная способность,  $\tau_v$  — постоянная времени болометра. Хотя в последнее десятилетие достигнут значительный прогресс в разработке быстродействующих болометров, по значениям  $I$  они существенно уступают инерционным. Причиной этого, на наш взгляд, является недостаточная разработанность вопроса о предельных характеристиках таких устройств и методах их реализации.

Ранее [1-3] нами были опубликованы результаты исследования воздействия излучения на ультратонкие пленки сверхпроводников, переведенные в резистивное состояние магнитным полем и током. Было выяснено, что предельное быстродействие сверхпроводниковых болометров реализуется в режиме электронного разогрева, когда излучением греются только электроны, а фононы остаются в равновесии и служат термостатом. При этом скорость изменения сопротивления пленки, являющейся «электронным» болометром, ограничена передачей энергии от электронов к фононам или динамикой сверхпроводящего конденсата. В настоящей работе показано, что электронные болометры характеризуются предельным значением  $I$ , определяемым только параметрами материала чувствительного элемента. Реализованные значения  $I$  не уступают полученным для инерционных сверхпроводниковых болометров. Ниже будут рассмотрены особенности электронного сверхпроводникового болометра, обладающего предельным быстродействием и высокой чувствительностью, условия реализации электронного разогрева и их практическое осуществление, способы достижения предельно малой постоянной времени, ее физическая природа

и зависимости от параметров материала. В заключение их характеристики сопоставляются с опубликованными данными о других сверхпроводниковых болометрах.

## 1. Вопросы теории

Рассмотрим болометр, представляющий собой пленку сверхпроводника толщиной  $d$ , шириной  $W$  и длиной  $L$  на диэлектрической подложке с теплопроводностью  $\kappa$ . Будем считать, что вся пленка имеет температуру  $T$ , т. е. применима «изотермическая» модель болометра. Подложка играет роль термостата с температурой  $T_0$  в отсутствие обратного потока неравновесных фононов в пленку. Тогда удельная теплопроводность границы пленка—подложка  $G$  должна удовлетворять неравенству  $G < \kappa/W$ . Для монокристаллических подложек, толщина которых  $b$  меньше длины свободного пробега фононов  $l_{ph}$  при гелиевых температурах, обратным потоком фононов можно пренебречь при выполнении условий  $W < b < l_{ph}$ . Значение  $T$  можно определить из уравнения

$$c \frac{\partial T}{\partial t} = \rho(T, j) j^2 - \frac{G}{d}(T - T_0) + P_{\sim} \quad (1)$$

Здесь  $c$  и  $\rho$  — удельные теплоемкость и сопротивление пленки;  $j$  — плотность тока в ней;  $P_{\sim}$  — мощность излучения, поглощенная в единице объема. Из (1) следует, что вольт-ваттная чувствительность болометра

$$S_u = \alpha \frac{dU}{dT_0} \frac{1}{GWL}, \quad (2)$$

где  $dU/dT_0$  — температурная крутизна напряжения  $U$ ,  $\alpha$  — коэффициент поглощения излучения.

В пренебрежении дифракцией величина  $\alpha$  для тонкой пленки определяется выражением

$$\alpha = 4 \frac{R_{\square}}{R_0} \left(1 + 2 \frac{R_{\square}}{R_0}\right)^{-2}, \quad (3)$$

где  $R_{\square} = \rho/d$ ,  $R_0 = 377$  Ом — сопротивление вакуума.

В выражении для предельно обнаружимой мощности

$$P_N^2 = \frac{4kT^2GWL}{\alpha^2} + \frac{4kTR}{S_G^2} + \frac{8\kappa kT_0^5 S \Omega}{\alpha} + \frac{(u_{нзб})^2}{S_G^2} \quad (4)$$

первое слагаемое описывает флуктуации  $T$  за счет теплообмена с подложкой, второе — джонсоновский шум, третье — флуктуации излучения фона с эффективной температурой  $T_0$  ( $S$  — площадь,  $\Omega$  — угол зрения прибора), наконец, четвертое — избыточный шум различной природы. В отсутствие фона для хорошего болометра в (4) доминирует первый член, а вблизи  $T_c$  при малых токах — джонсоновский шум, последнее слагаемое существенно, как правило, на низких частотах. Из уравнения (1) определяется также постоянная времени болометра

$$\tau_b = \frac{cd}{G} (1 + dWjS_u). \quad (5)$$

Для сопоставления различных болометров удобно воспользоваться инвариантом  $I$ , не зависящим от  $G$ . Если в (4) доминирует первое слагаемое, то  $I = D^* \tau_b^{-1/2}$ , где  $D^* = P_N/S$  — приведенная обнаружительная способность болометра.

При разработке быстродействующих болометров руководствуются выражением (5): для уменьшения  $\tau_b$  стремятся к усилению тепловой связи пленки с термостатом, а также к уменьшению  $d$ . Однако в (5) не учтена динамика сверхпроводящего конденсата, а также то, что скорость передачи энергии от электронов к фононам конечна. Поскольку этот вопрос важен для дальнейшего, остановимся на его обсуждении подробнее.

Теплопроводность границы пленка—подложка, определяемая степенью прозрачности этой границы для тепловых фононов, равна  $G = c_{ph}/\tau_{es}$ , где  $\tau_{es} =$

$=4d/w\eta$  — время ухода фононов из пленки,  $\eta$  — усредненный по углам и энергиям коэффициент прохождения фонона через границу,  $u$  — скорость звука,  $c_{ph}$  — теплоемкость фононов. Тогда (5) можно представить в виде  $\tau_{\text{н}} = c_e/c_{ph}\tau_{es}$ . Здесь учтено, что при гелиевых температурах электронная теплоемкость  $c_e$  много больше фононной.

Уменьшение  $\tau_{es}$  сказывается на величине  $\tau_{\text{н}}$  лишь до тех пор, пока  $\tau_{es} \gg \tau_{ph-e}$  ( $\tau_{ph-e}$  — время жизни теплового фонона относительно рассеяния на электронах), в противном случае, когда

$$\tau_{es} \ll \tau_{ph-e}, \quad (6)$$

излучаемые электронами фононы покидают образец, не оказывая влияния на электронную подсистему. При этом воздействие излучения сводится к изменению лишь электронных состояний, а фононы играют роль термостата. Скорость остывания определяется временем энергетической релаксации электронов за счет электрон-фононного взаимодействия  $\tau_{e-ph}$ . При учете соотношения  $c_e/\tau_{e-ph} \simeq c_{ph}/\tau_{ph-e}$  получим  $\tau_{\text{н}} = \tau_{es}/\tau_{ph-e}\tau_{e-ph}$ . Переход от обычного болометра к электронному происходит плавно при уменьшении параметра  $\tau_{es}/\tau_{ph-e}$ .

В узком интервале температур вблизи  $T_c$  ( $\Delta/kT_c \ll 1$ ,  $\Delta$  — параметр порядка) более медленными оказываются процессы, связанные с динамикой сверхпроводящего конденсата. В этом случае  $\tau_{\text{н}}$  ограничено временем релаксации параметра порядка  $\tau_{\Delta} = 3.7 kT_c/\Delta\tau_{e-ph}$ .

Рассмотрим болометр с максимальным быстродействием, ограниченным скоростью передачи энергии от электронов к фононам. В этом случае роль термостата для электронов играют фононы и неравновесная функция распределения электронов, вообще говоря, может существенно отличаться от фермиевской: ее вид зависит как от частоты излучения, так и от механизма энергетической релаксации электронов. Если в релаксации доминирует электрон-электронный канал, т. е.

$$\tau_{ee}(T) \ll \tau_{e-ph}(T) \quad (7)$$

( $\tau_{ee}$  — время неупругого электрон-электронного взаимодействия), то функция распределения, как и при болометрическом эффекте, является фермиевской, но температуры электронов и фононов различаются. Отметим, что в чистых металлах неравенство (7) выполняется только при очень низких температурах  $T \sim k\theta_D^2/\varepsilon_F$  ( $\theta_D$  — температура Дебая,  $\varepsilon_F = p_F^2/2m$  — энергия Ферми). В тонких пленках электрон-электронное взаимодействие существенно усиливается и выражение для  $\tau_{ee}$  имеет вид [4]

$$\tau_{ee} = \frac{\hbar}{kT} \frac{2\pi\hbar}{e^2 R_{\square}} \left( \ln \frac{\pi\hbar}{e^2 R_{\square}} \right)^{-1}. \quad (8)$$

Сильное примесное рассеяние приводит, кроме того, к ослаблению электрон-фононного взаимодействия [5, 6]. При выполнении условия  $kT/\hbar ul \ll 1$  ( $l$  — длина свободного пробега электронов)

$$\tau_{e-ph} = \frac{\pi^4 \beta}{5\hbar^2} - \frac{(p_F l)(kT)^4}{(p_F u_l)^3} \left[ 1 + \frac{3}{2} \left( \frac{u_l}{u_l} \right)^5 \right], \quad (9)$$

где  $\beta$  — константа порядка единицы,  $u_l$  и  $u_l$  — скорости продольного и поперечного звука.

Оценки по (8) и (9) показывают, что для тонких неупорядоченных пленок ( $R_{\square} \sim 50$  Ом,  $d \sim 100$  Å,  $l \sim 10$  Å) условие (7) выполняется в интервале температур  $T \ll T_1 \sim 10$  К.

Величина отклика и его частотная зависимость при энергии кванта  $h\nu > kT_{\perp}$  определяется динамикой фононной подсистемы. Для низкочастотных фононов с энергией  $\hbar\omega < kT_2$ , где  $T_2$  находится из условия  $\tau_{ph-e}(T_2) = \tau_{ee}(d)$ , пленка прозрачна, а высокоэнергичные фононы ( $\hbar\omega > kT_2$ ) многократно перепоглощаются электронами перед тем, как выйти из пленки. Если  $T_1 > T_2 \simeq \hbar V_F \eta / kd$ , то релаксация электронов в области энергий  $\varepsilon > kT_1$  осуществляется за счет высокоэнергичных фононов. Поэтому вся поглощенная электро-

нами энергия излучения поступает в область  $\epsilon < kT_1$ , где перераспределяется за счет электрон-электронных столкновений. Таким образом, при одновременном выполнении условий  $T_1 > T_2$  (6) и (7) функция распределения электронов имеет фермиевский вид с температурой  $\theta$ , определяемой уравнением энергетического баланса

$$c_e \frac{\partial \theta}{\partial t} = \rho(\theta, j) j^2 - G_e(\theta - T_0) + P_-, \quad (10)$$

где  $G_e \simeq c_e / \tau_{e-ph}$  — эффективная теплопроводность, связанная с передачей энергии от электронов к фононам.

Уравнение (1) переходит в (10) при замене  $G/d$  на  $G_e$  и  $c$  на  $c_e$ , поэтому (2), (4) и (5) справедливы в случае электронного разогрева при тех же заменах.

## 2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Обсудим условия, необходимые для реализации электронного разогрева, а также особенности электронных болометров. Эксперименты по изучению электронного разогрева в резистивном состоянии тонких пленок сверхпроводников описаны в [3], поэтому ограничимся перечислением основных фактов, отличающих этот эффект от болометрического, а основное внимание уделим вопросам оптимизации электронного болометра и сопоставлению его характеристик с имеющимися в литературе данными по сверхпроводниковым болометрам.

В основном эксперименты выполнены на пленках ниобия, полученных с помощью ВЧ катодного или электронно-лучевого распыления. Выбор ниобия был обусловлен относительно высокой  $T_c$  и хорошими механическими свойствами пленок. Следует, однако, отметить, что Nb — неоптимальный материал для электронного болометра. Предварительные эксперименты показали, что большая чувствительность при сопоставимом быстродействии может быть получена для Al из-за меньших значений  $c_e$ , а лучшее быстродействие (правда, за счет снижения чувствительности) — для NbN, для последнего, согласно нашим измерениям,  $\tau_{e-ph} \simeq 10^{-10}$  с при  $T = 4.2$  К.

Конкретизируем условия, необходимые для оптимизации электронного болометра из Nb. Для выполнения условия (7) нужно использовать тонкие пленки с малой длиной свободного пробега электронов. Выбор таких пленок важен и для увеличения коэффициента поглощения  $\alpha \sim d^{-1}$  при  $R_{\square} \ll R_0 \rightarrow (3)$ . Следует отметить, что уменьшение  $l$  должно приводить к росту  $\tau_{e-ph}$  (9), т. е. к снижению быстродействия и к росту чувствительности. Условие (6) также выполняется только для тонких пленок, имеющих хороший тепловой контакт с термостатом. Поэтому болометры изготавливались из пленки Nb толщиной  $d = (50-200)$  Å, сопротивлением  $R_{\square} = (20-100)$  Ом на монокристаллических подложках (оптически полированный лейкоапфир) и погружались в жидкий гелий. Дополнительное улучшение теплоотвода достигалось за счет малой ширины пленок, при этом уменьшается обратный поток неравновесных фононов из подложки. Уменьшение ширины необходимо и для того, чтобы реализовать однородное распределение тока по сечению пленки даже при  $T < 0.95 T_c$  (см. ниже). Поэтому приемная площадка болометра заполнялась полосками шириной 1—2 мкм, изготовленными фотолитографическими методами. Они включались между контактами либо параллельно, либо образовывали структуру типа «меандр» в зависимости от конкретной задачи.

Ниже будут рассмотрены параметры двух вариантов болометра. Один из них имеет предельное быстродействие и высокую чувствительность (тип А), другой обладает более высокой чувствительностью, но его не удается согласовать в широкой полосе частот со схемой регистрации и реализовать предельное быстродействие (тип В). Болометр первого типа был изготовлен для субмиллиметрового диапазона и имел площадку  $1.2 \times 0.8$  мм<sup>2</sup>; для согласования его со схемой регистрации приемная площадка заполнялась секциями меандра (ширина полоски  $W = 2$  мкм, период меандра 4 мкм), включенными параллельно. Чувствительный элемент болометра типа В (для средней части ИК диапазона) площадью  $0.15 \times 0.15$  мм<sup>2</sup> представлял собой меандр с периодом 4 мкм и  $W = 1.3$  мкм. Пленка Nb в первом случае имела параметры  $d = 50$  Å,  $l = 8$  Å, а во

втором —  $d=100 \text{ \AA}$ ,  $l=6 \text{ \AA}$ . Для проведения физических экспериментов использовались также образцы простой геометрии — отдельные полоски с  $L=0.1+0.3 \text{ мм}$ ,  $W=1-10 \text{ мкм}$  и  $d=50-1000 \text{ \AA}$  с контактными площадками.

Нами измерялись постоянная времени  $\tau$ , вольт-ваттная чувствительность  $S_u$  и среднеквадратичное напряжение шума в единичной полосе частот  $\bar{U}_m$ . Значения двух последних величин использовались для определения обнаружительной способности  $D^*$ .

Непосредственное измерение  $\tau$  проводилось в субмиллиметровом диапазоне с использованием биений колебаний двух близких по частоте монохроматических источников излучения — ламп обратной волны (ЛОВ). Частота одной из ламп фиксировалась, а другой плавно изменялась питающим напряжением так, что частота биений  $f$  перестраивалась от 1 до 1000 МГц. Регистрация отклика образца, включенного в схему генератора тока, осуществлялась анализатором спектра с широкополосным малошумящим усилителем на входе. Высокоомные образцы шунтировались размером с сопотвилением 50 Ом. Более подробно методика измерений описана в [3].

Болометр типа А не шунтировался. Для согласования с усилителем (шумовая температура  $T_m=40 \text{ К}$ ) сигнал с болометра выводился через дно криостата отрезком тонкого провода. Емкость болометра, провода и входной части усилителя составляла  $C=5 \text{ пФ}$ .

При определении  $S_u$  в качестве источника излучения использовалось абсолютно черное тело (АЧТ) с температурой 500 К, частота модуляции составляла 450 Гц. Мощность падающего на болометр излучения АЧТ рассчитывалась из геометрических соображений и измеряется независимо ИК радиометром. Для получения спектра отклика на частотах  $\nu=10^{13}-10^{14} \text{ Гц}$  вместе с АЧТ использовались интерференционные фильтры, на меньших частотах (до  $10^{10} \text{ Гц}$ ) — ЛОВ и клистронные генераторы, при  $\nu > 10^{14} \text{ Гц}$  — монохроматор с глобаром или ртутной лампой. Образец монтировался на конце лучевода, включался в схему генератора тока и помещался в полость небольшого сверхпроводящего соленоида. Модулированное излучение приводило к появлению переменного напряжения на контактах образца  $\Delta U$ , которое регистрировалось синхронным детектором. Использовались лучеводы двух типов: диэлектрический с полностью поглощающими стенками (из фенoplastа) и отражающий металлический. Это позволило иметь два отличающихся по величине почти на два порядка уровня фонового излучения. Для лучевода второго типа в отличие от первого при расчете мощности излучения АЧТ, поступающего к болометру, расстояние между ними заменялось на расстояние от АЧТ до входного окна лучевода.

Напряжение шумов  $U_m$  измерялось селективным вольтметром с малошумящим усилителем. Для больших частот в случае болометров типа В не удается полностью избавиться от шунтирующего действия схемы регистрации. В этом случае измерялось отношение сигнал/шум при изменении частоты модуляции излучения ЛОВ и вычислялось  $\bar{U}_m$ .

Для создания резистивного состояния пленки можно, как обычно при работе с болометрами, подобрать температуру, близкую к  $T_c$  и ток  $I$ , больший критического. Однако в этом случае, как отмечалось выше,  $\tau=\tau_d$  и существенно превосходит  $\tau_{ph}$ . Поэтому с целью достижения предельного быстродействия максимальная рабочая температура выбиралась меньше критической на  $\sim 0.5 \text{ К}$ . Для создания резистивного состояния при более низких  $T$  применялось магнитное поле  $H \simeq 0.8 H_{c_2}(T)$ , где  $H_{c_2}$  — второе критическое поле. Если мощность  $P$  и температура фиксированны, то зависимость  $\Delta U(I, H)$  имеет абсолютный максимум, смещающийся с понижением температуры в область больших  $H$  и меньших  $I$ . При этом  $\Delta U$  существенно зависит от ширины полосок, образующих меандр, возрастая при уменьшении  $W$  вплоть до 1 мкм.

Для измерений зависимости  $S_u(\nu)$  удобен образец в виде меандра заполняющего приемную площадку. В эксперименте наблюдалось постоянство  $S_u$  в широком интервале  $\nu=10^{10}-3 \cdot 10^{14} \text{ Гц}$  и спад на более высоких частотах, который можно связать, как показывают расчеты, с уменьшением коэффициента поглощения пленки в области частот, больших обратного времени упругого рассеяния электронов. При вариации  $T$ ,  $I$  и  $H$  меняется лишь абсолютная величина  $\Delta U$ , а спектральная характеристика остается постоянной.

Типичные частотные характеристики, по которым определялись значения  $\tau$ , показаны на рис. 1. Параметром здесь служит температура, а магнитное поле подбиралось так, чтобы сопротивление пленки было фиксированным. Значения  $\Delta U$  убывают с ростом частоты модуляции по закону  $\Delta U(f) = \Delta U_0 [1 + (f/f_0)^2]^{-1}$ , т. е. с постоянной времени  $\tau = (2\pi f_0)^{-1}$ . На рис. 1 одна из зависимостей  $\Delta U(f)$  дана не только для сапфировой подложки (сплошные линии), но и для такой же пленки на стекле (штриховая линия) при  $T = 2.4$  К. Образцы здесь не омывались гелием, так что теплоотвод осуществлялся только через подложку. Теплопроводность стекла мала, и неравенство  $G < \kappa/W$  не выполняется. В этом случае на низких частотах модуляции проявляется болометрический эффект (нагрев пленки как целого) в виде роста  $\Delta U$  с уменьшением частоты. На более высоких частотах ( $f > 10^5$  Гц) он исчезает (сплошная и штриховая кривые совпадают) — видна независимость  $\Delta U$  от теплового сопротивления между пленкой

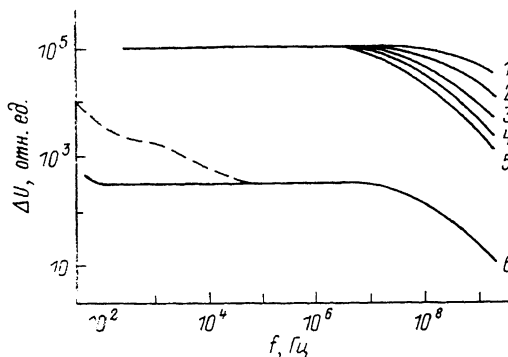


Рис. 1. Амплитудно-частотные характеристики отклика на излучение в зависимости от температуры.

$T$ , К: 1 — 5.9, 2 — 4, 3 — 3.1, 4 — 2.2, 5 — 1.4, 6 — 2.4. Образец на сапфировой подложке  $d = 80$  Å,  $l = 6$  Å. Участки кривых, где  $\Delta U$  не зависит от  $f$ , смещены по вертикальной оси.

и термостатом. О неболометрической природе изучаемого эффекта свидетельствует также постоянство  $\Delta U$  для погруженных в жидкий гелий тонких пленок при переходе через  $\lambda$ -точку.

Еще одно качественное отличие эффекта электронного разогрева от болометрического — это резкий рост  $\tau$  при приближении к  $T_c$ . Зависимости  $\tau(T)$  для двух образцов представлены на рис. 2. На вставке показано, что значения  $\tau(T)$  при  $T \rightarrow T_c$  хорошо описываются зависимостью  $\tau \propto (1 - T/T_c)^{-1/2}$ , характерной для времени  $\tau_\Delta$ . Определенные по этим данным значения  $\tau_{e-ph}(T_c)$  обведены кружком. С понижением температуры значения  $\tau$  проходят через минимум, а затем увеличиваются. При  $T < 0.95 T_c$   $\tau(T) \propto T^{-2}$ . При фиксированной температуре значения  $\tau$  не зависят от тока, если мощность  $IU \ll c_s T / \tau d W L$ , при больших значениях мощности  $\tau \propto (IU)^{-1/2}$ . В области малых токов  $\tau$  не зависит и от магнитного поля  $H$  вплоть до  $H \approx 0.9 H_c(T)$ .

На рис. 2 значения  $\tau$  сопоставляются со значениями времени релаксации фазы волновой функции электронов  $\tau_\varphi$ , найденными при  $T > T_c$  путем изучения квантовых поправок к сопротивлению (подробнее см. [7]). В отсутствие парамагнитных примесей величина  $\tau_\varphi$  обусловлена процессами энергетической релаксации  $\tau_\varphi^{-1} = \tau_{e-ph}^{-1} + \tau_{e-e}^{-1}$ . Данные по  $\tau_\varphi(T)$  показывают, что в области  $T \leq 10$  К  $\tau_\varphi$  определяется  $\tau_{e-e}$ , а при более высоких —  $\tau_{e-ph}$ . Значения  $\tau$ , полученные при  $T < 0.95 T_c$ , а также величина  $\tau_{e-ph}(T_c)$  близки к проэкстраполированным в область низких температур ( $T < T_c$ ) значениям  $\tau_{e-ph}(T)$ ,

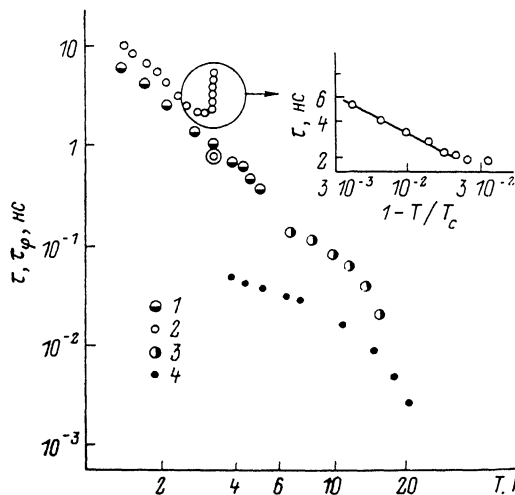


Рис. 2. Температурные зависимости постоянной времени эффекта разогрева электронов  $\tau$  (1, 2) и времени сбоя фазы  $\tau_\varphi$  (3, 4) для двух образцов. 1, 3 —  $d = 80$  Å,  $l = 6$  Å, точками в кружках отмечены значения  $\tau_{e-ph}(T_c)$ , полученные из зависимостей  $\tau(T)$  вблизи  $T_c$ . 2, 4 —  $d = 120$  Å,  $l = 5$  Å.

найденным по  $\tau_c$ . Данные показывают, что межэлектронные столкновения в области энергий  $\varepsilon < kT_1$  ( $T_1 \approx 10$  К) действительно эффективнее электрон-фононных, т. е. выполняется условие (7). Как отмечалось в разделе 1, этим объясняется неселективность электронного болометра в широком диапазоне частот.

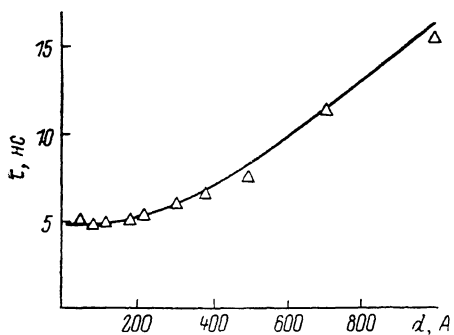


Рис. 3. Зависимость постоянной времени  $\tau$  от толщины пленки при  $T=1.6$  К и неизменном значении длины свободного пробега электронов  $l=8$  Å.

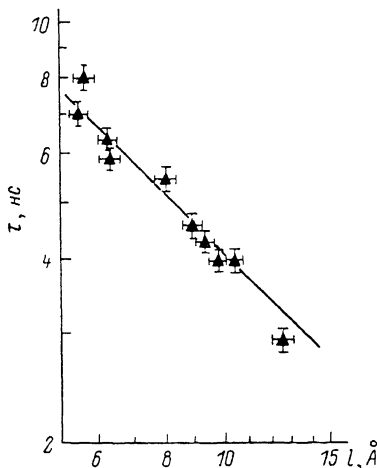


Рис. 4. Зависимость  $\tau(l)$  при  $T=1.6$  К и  $d < 200$  Å.

Сплошная линия — зависимость  $\tau \sim l^{-1}$ .

Результаты измерения  $\tau$  при  $T=1.6$  К в зависимости от толщины пленок  $d$  и длины свободного пробега электронов  $l$  представлены на рис. 3 и 4. При  $d \leq 200$  Å значения  $\tau$  не зависят от  $d$  и изменяются обратно пропорционально  $l$  (рис. 4) в соответствии с (9). При  $d \geq 500$  Å  $\tau \propto d$  и почти не меняется при изменении  $l$ . Появление зависимости  $\tau(d)$  соответствует переходу от «электронного» болометра к обычному пленочному болометру, для которого  $\tau \propto d$ , согласно (5). Об этом же свидетельствует скачок  $\Delta U$  при переходе через  $\lambda$ -точку жидкого гелия при  $d \geq 300$  Å. Таким образом, для пленок толщиной  $d_0 \approx 300$  Å при  $T=1.6$  К время жизни фонона относительно рассеяния на электронах сравнивается со временем ухода фононов из пленки (10). Для пленок толщиной 50 Å отношение  $\tau_{es}/\tau_{ph-e}$  при  $T=1.6$  К равно  $d/d_0 \approx 0.16$ , и неравенство (10) выполняется с достаточным запасом.

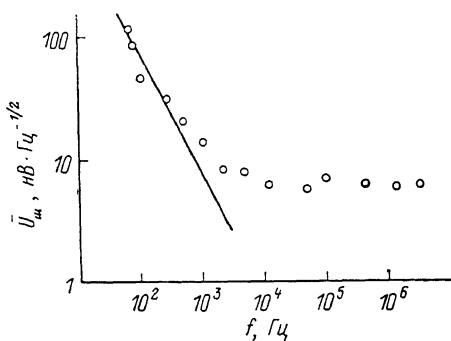


Рис. 5. Спектральная плотность напряжения шума болометра типа В в зависимости от частоты.

Сплошная линия — зависимость  $U_m \sim f^{-1}$ .

Результаты измерений  $\bar{U}_m$  представлены на рис. 5. Здесь значения  $I$  и  $H$  соответствуют максимальному отношению сигнал/шум и близки к значениям для максимума зависимости  $S_u(I, H)$ . В интервале частот  $f < 10$  кГц  $\bar{U}_m \propto f^{-1 \pm 0.2}$ , а при больших частотах  $\bar{U}_m$  не зависит от  $f$ . Определенные по этим данным значения  $S_u$  и  $P_N$  приведены для болометров типа А и В в таблице. Сопоставим полученные для электронных болометров значения  $S_u$ ,  $P_N$ ,  $D^*$  с теоретическими и обсудим возможные пути повышения чувствительности. Значения  $S_u$  можно рассчитать по формуле (2), заменив  $G/d$  на  $G_e = \gamma T / \tau_{e-ph}$ , где  $\gamma$  — коэффициент электронной теплоемкости, составляющий  $7.2 \cdot 10^{-4}$  Дж/см<sup>3</sup>·К<sup>2</sup> для Nb [8]. При достаточном удалении от  $T_c$  ( $T < 0.95 T_c$ )

Тип болометра	Рабочая температура, К	Размер приемной площадки, см <sup>2</sup>	Вольт-ваттная чувствительность, В · Вт <sup>-1</sup>	Спектральная плотность напряжения шума,* В · Гц <sup>-1/2</sup>
A	1.6	0.08 × 0.12	2 · 10 <sup>3</sup>	2 · 10 <sup>-9</sup>
B	1.6	0.015 × 0.015	2 · 10 <sup>5</sup>	6 · 10 <sup>9</sup>
	1.6	0.015 × 0.015	6 · 10 <sup>4</sup>	6 · 10 <sup>-9</sup>

Продолжение

Тип болометра	Интенсивность фонового излучения, Вт · см <sup>-2</sup>	Предельная чувствительность,* Вт · Гц <sup>-1/2</sup>	Обнаружительная способность,* см · с <sup>1/2</sup> · Дж <sup>-1</sup>	Постоянная времени, с	Инвариант,* см · Дж <sup>-1</sup>
A	—	10 <sup>-12</sup>	10 <sup>11</sup>	4 · 10 <sup>-9</sup>	1.6 · 10 <sup>15</sup>
B	6.7 · 10 <sup>-6</sup>	3 · 10 <sup>-14</sup>	5 · 10 <sup>11</sup>	5 · 10 <sup>-9</sup>	7 · 10 <sup>15</sup>
	4.7 · 10 <sup>-4</sup>	10 <sup>-13</sup>	1.5 · 10 <sup>11</sup>	5 · 10 <sup>-9</sup>	2 · 10 <sup>15</sup>

\* Значения получены для частот, больших 10<sup>4</sup> Гц.

можно считать  $\tau_{e-p_i} = \tau$ , а значения  $dU/dT_0$  взять из эксперимента. Если коэффициент поглощения  $\alpha$  найти по формуле (3) для сплошной пленки, то значения  $S_u$  оказываются меньше экспериментальных. Мы связываем это расхождение с неточностью расчета коэффициента поглощения и полагаем, что для «меандра»

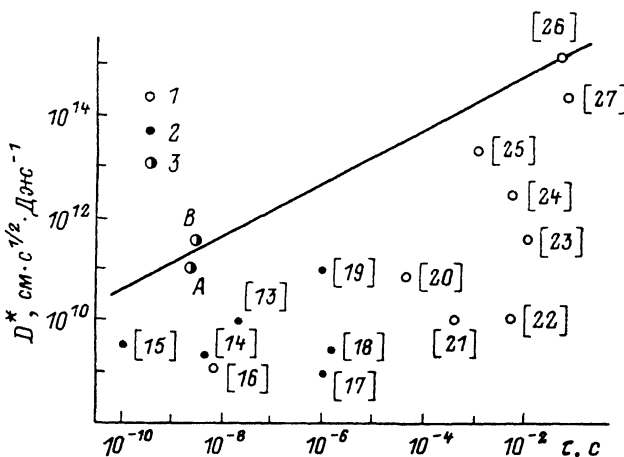


Рис. 6. Постоянная времени и обнаружительная способность различных сверхпроводниковых болометров.

Прямая линия — значение инварианта  $I = 4 \cdot 10^{15}$  см · Дж<sup>-1</sup>. 1 — болометры, для которых быстродействие измерялось непосредственно; 2 — болометры, для которых быстродействие лишь оценивалось; 3 — электронные болометры настоящей работы.

при длине волны излучения  $\lambda \gg W$  его величина может быть заметно больше. Это же обстоятельство, по-видимому, является основной причиной роста  $S_u$  с уменьшением  $W$  при неизменной длине полоски  $L$ . Оценки показывают, что «меандр» с шириной полоски  $W = 1$  мкм и  $R_{\square} = 40$  Ом из-за роста  $\alpha$  должен иметь значение  $S_u$  почти на порядок большее, чем «меандр» из полоски с  $W \gg \lambda$ , для которого коэффициент поглощения вдвое меньше значения  $\alpha$  сплошной пленки (3). Другой причиной роста  $S_u$ , как уже отмечалось, является увели-



чение температурной крутизны  $dU/dT_0$  из-за равномерного распределения транспортного тока по сечению узкой пленки.

Перейдем теперь к обсуждению величины предельно обнаружимой мощности. Анализ выражения (4) с привлечением данных эксперимента показывает, что при большем из двух использованных значений интенсивности фонового излучения величина  $P_N$  определяется флуктуациями фона. Отметим, что данные таблицы получены для частот  $f > 10$  кГц, когда шум типа  $1/f$  мал. Джонсоновский шум оказывается существенным лишь для широких пленок, обладающих малыми значениями  $S_n$ . При слабом фоне чувствительность электронного болометра определяется равновесными флуктуациями температуры пленки, что до сих пор не осуществлялось для быстродействующих болометров.

Улучшение чувствительности может быть достигнуто несколькими способами. Во-первых, для этого необходимо понижение температуры. Во-вторых, следует выбирать сверхпроводник с меньшей величиной  $c_e$  и большим временем  $\tau_{e-ph}$  при данной  $T$ . С этой точки зрения, как показали предварительные эксперименты, перспективен Al, обладающий в 5 раз меньшим значением  $\gamma$ , чем Nb [9], при близких значениях  $\tau_{e-ph}$ . В-третьих, нужно уменьшать объем пленки, не ухудшая ее согласования с излучением, что в случае  $\lambda \gg W$  можно достичь выбором оптимальной скважности пленочной структуры.

### 3. Сравнение характеристик сверхпроводящих болометров

К настоящему времени описано довольно много сверхпроводящих болометров (см., например, обзоры [10-12]). Однако сравнение их характеристик осложняется тем, что для большинства пленочных болометров на твердой подложке постоянная времени авторами не измерялась, а лишь оценивалась [13-15]. Для этого обычно использовалась теплоемкость пленки и величина теплового сопротивления на границах пленки с подложкой и жидким гелием либо теплоемкость подложки. Такая оценка для быстродействующего болометра может приводить к существенно заниженному значению  $\tau_n$ . Поэтому на рис. 6, где в координатах  $D^* - \tau_n$  показаны данные для различных сверхпроводящих болометров, выделены результаты тех работ, в которых непосредственно измерялись обе эти величины (отметим, что представленные значения  $D^*$  были получены при разных значениях температуры  $T=1-4$  К, однако это обстоятельство не меняет общую картину). Здесь сплошная линия соответствует значению  $I=4 \cdot 10^{-15}$  см/Дж, достигнутому лишь для инерционных болометров ( $I=4.15 \cdot 10^{15}$  см/Дж для болометра из Al при  $T=1.27$  К [17-26]), в то время как для быстродействующих это величина, как правило, на два порядка меньше. Для электронного болометра, обладающего предельным быстродействием, удастся реализовать значения  $I$ , близкие к полученным для инерционных болометров: для варианта A  $I=1.6 \cdot 10^{15}$  см·Дж<sup>-1</sup>, для B  $I=7 \cdot 10^{15}$  см·Дж<sup>-1</sup>. Сопоставление конструкций электронного и других быстродействующих болометров показывает, что большая чувствительность достигается за счет уменьшения толщины и использования вместо сплошной пленки структуры из узких полосок. При этом, как уже отмечалось, достигается лучший теплоотвод от пленки, равномерное растекание тока по полоске и, следовательно, рост вольт-ваттной чувствительности из-за увеличения коэффициента поглощения и температурной крутизны сопротивления, приводящий к существенному уменьшению относительного вклада джонсоновского и избыточного шума.

### Заключение

Проведенное рассмотрение показывает, что в электронном болометре реализуется предельная совокупность характеристик, которая для быстродействующих болометров ранее не достигалась. При конструктивной простоте это устройство обладает наибольшим быстродействием, определяемым только свойствами сверхпроводника. Особый интерес эти результаты представляют в связи с успехами в получении пленок высокотемпературных сверхпроводников, для которых характерны существенно меньшие значения  $\tau_{e-ph}$  [27, 28].

- [1] Гершензон Е. М., Гершензон М. Е., Гольцман Г. Н. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 34. Вып. 5. С. 281—285.
- [2] Гершензон Е. М., Гершензон М. Е., Гольцман Г. Н. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1982. Т. 36. Вып. 7. С. 241—244.
- [3] Гершензон Е. М., Гершензон М. Е., Гольцман Г. Н. и др. // ЖЭТФ. 1984. Т. 86. Вып. 2. С. 758—772.
- [4] *Altshuler B. L., Aronov A. G.* // Modern problems in condensed matter sciences / Ed. A. L. Efros, M. Polak. Amsterdam, New York: North-Holland Co, 1985. P. 1—153.
- [5] *Schmid A. Z. Phys.* 1973. Vol. 259. P. 421—436.
- [6] Рейзер М. Ю., Сергеев А. В. // ЖЭТФ. 1986. Т. 90. Вып. 3. С. 1056—1070.
- [7] Гершензон М. Е., Губанков В. Н., Журавлев Ю. Е. // ЖЭТФ. 1983. Т. 85. Вып. 1 (7). С. 287—299.
- [8] *Воиновский С. В., Изюмов Ю. А., Курмаев Э. З.* Сверхпроводимость переходных металлов, их сплавов и соединений. М.: Наука, 1977. 383 с.
- [9] *Киттель Ч.* Введение в физику твердого тела. М.: Наука, 1978. 791 с.
- [10] *Хребтов И. А.* // Оптико-механическая промышленность. 1974. № 11. С. 55—64.
- [11] *Rose K.* // IEEE. 1980. Vol. ED-27. N 1. P. 118—125.
- [12] *Хребтов И. А.* // ПТЭ. 1984. № 4. С. 5—23.
- [13] *Bertin C. L., Rose K.* // J. Appl. Phys. 1971. Vol. 42. N 2. P. 631—645.
- [14] *Зайцев Г. А., Хребтов И. А.* // ПТЭ. 1979. № 2. С. 254—258.
- [15] *Коноводченко В. А., Менделевский Ю. А.* // Тепловые приемники излучения. Л., 1980. С. 27—28.
- [16] *Хребтов И. А., Ткаченко А. Д.* // Тепловые приемники излучения. Л., 1986. С. 9—10.
- [17] *Зайцев Г. А., Леонов В. А., Ткаченко А. Д.* и др. // Тепловые приемники излучения. Л., 1983. С. 21—22.
- [18] *Зайцев Г. А., Хребтов И. А.* Тепловые приемники излучения. Киев: Наукова думка, 1967. С. 55—56.
- [19] *Gallinaro G., Roba G., Tatarek K. J. Phys. E.* 1978. Vol. 11. N 7. P. 628—631.
- [20] *Коноводченко В. А.* и др. // Труды ФТИИТ АН УССР. Харьков, 1968. Вып. 3. С. 126—132.
- [21] *Andrews D. N., Milton R. M., Desozbo W. A.* // Opt. Soc. Amer. 1946. Vol. 36. N 9. P. 518—524.
- [22] *Коноводченко В. А.* и др. // Тепловые приемники излучения. Л., 1983. С. 17—18.
- [23] *Martin D. H., Bloor D.* // Cryogenics. 1961. Vol. 1. N 2. P. 159—164.
- [24] *Панкратов Н. А., Зайцев Г. А., Хребтов И. А.* // ПТЭ. 1972. № 6. С. 212—214.
- [25] *Коноводченко В. А.* и др. // Тепловые приемники излучения. Л., 1983. С. 11—12.
- [26] *Clarke J. et al.* // J. Appl. Phys. 1977. Vol. 48. N 12. P. 4865—4868.
- [27] *Nishioka N. S., Richards P. L., Woody D. P.* // Appl. Optics. 1978. Vol. 17. N 10. P. 1562—1564.
- [28] Гершензон Е. М., Гершензон М. Е., Гольцман Г. Н. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 46. Вып. 6. С. 226—228.

Московский государственный

педагогический институт им. В. И. Ленина

Поступило в Редакцию  
6 августа 1987 г.