

БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩИЙ СВЕРХПРОВОДНИКОВЫЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ БОЛОМЕТР

Е.М. Гершензон, М.Е. Гершензон,
Г.Н. Гольцман, Б.С. Карасик,
А.М. Люлькин, А.Д. Семенов

В последнее десятилетие достигнут значительный прогресс в разработке быстродействующих широкополосных сверхпроводниковых болометров. В частности, удалось повысить их быстродействие до 10^{-10} с [2]. Однако вопрос о предельно малой постоянной времени болометров и способах повышения их чувствительности не разработан.

Ранее [3] нами были опубликованы результаты исследования воздействия излучения на ультратонкие пленки сверхпроводников, переведенные в резистивное состояние внешним магнитным полем H и транспортным током I . Выяснено, что минимальное время отклика пленки реализуется в режиме электронного разогрева, когда под действием излучения нагреваются только электроны, а фононы остаются равновесными. Быстродействие такого электронного болометра СПРС ограничено временем передачи энергии от электронов к фононам.

В настоящей работе описывается конструкция электронного болометра СПРС [1] и приводятся его характеристики.

Постоянная времени τ обычного пленочного сверхпроводникового болометра определяется скоростью передачи тепла от пленки в термостат (подложка, жидкий гелий) и равна $\tau = cd/G$, где G - коэффициент теплоотдачи границы пленка-термостат, c - удельная теплоемкость пленки, d - ее толщина. Поэтому при разработке быстродействующих болометров обычно стремятся увеличивать G и уменьшать d . Уменьшение τ реализуется лишь до тех пор, пока $\tau > \tau_{eph}$, затем происходит плавный переход к электронному болометру, τ для которого предельно мало и определяется значением τ_{eph} , либо (вблизи температуры сверхпроводящего перехода T_c) динамикой сверхпроводящего конденсата (временем релаксации параметра порядка $\tau_d > \tau_{eph}$).

Электронный болометр СПРС представляет собой тонкую пленку сверхпроводника (ширина - W , длина - L), заполняющую приемную площадку (площадь $A \times A$) на диэлектрической подложке. При разогреве электронов их функция распределения фермиевская с температурой θ , определяемой из уравнения теплового баланса

$$c_e \frac{d\theta}{dt} = \rho(\theta, j) \cdot j^2 + P_{\sim} - G_e (\theta - T), \quad (1)$$

где c_e и ρ - удельные электронная теплоемкость и сопротивление пленки, j - плотность тока, T - температура фоновой под-

Тип болометра	Размер приемной площадки, мм ²	Вольт-ваттная чувствительность, В·Вт ⁻¹	Спектральная плотность напряжения шума, $\mu\text{В}\cdot\text{Гц}^{-1/2}$	Предельная чувствительность, $\text{Вт}\cdot\text{Гц}^{-1/2}$	Обнаружительная способность, $\text{см}\cdot\text{с}^{1/2}/\text{Дж}^{-1}$	Рабочая температура, К	Постоянная времени, мс
I	1.2·0.8	2·10 ³	2	10 ⁻¹²	10 ¹¹	1.6	4
II	1.6·0.8**	5·10 ³	1.5	3·10 ⁻¹³	3.8·10 ¹¹	1.6	4.5
III	0.15·0.15	2·10 ⁵	6	3·10 ⁻¹⁴	5·10 ¹¹	1.6	-

* Значения получены для частот модуляции $f > 10^4$ Гц.

** Приведено сечение стандартного волновода 2 мм диапазона.

системы, G_e - коэффициент теплоотдачи от электронов к фононам, P_N - мощность излучения, поглощенная в единице объема. Если $\theta - T \ll T$, то $G_e = c_e \tau_{eph}$ и вольт-ваттная чувствительность электронного болометра

$$S_u = \alpha \frac{dU}{dT} \frac{\tau_{eph} Q}{G_e d A^2} / [1 + (2\pi f \tau_{eph})^2]^{1/2}, \quad (2)$$

где dU/dT - температурная крутизна напряжения, α - коэффициент поглощения, f - частота модуляции излучения, Q - коэффициент заполнения приемной площадки. В отсутствие фонового излучения при достаточно большом значении dU/dT предельная чувствительность P_N и обнаружительная способность D^* определяются флуктуациями температуры электронов:

$$P_N^2 = \frac{4kT^2 c_e d A^2}{\alpha^2 \tau_{eph} Q}, \quad D^* = \frac{A}{P_N} = \frac{\alpha}{2T} \sqrt{\frac{\tau_{eph} Q}{k c_e d}}. \quad (3)$$

Видно, что как и для обычного болометра, для электронного D^* и $\tau = \tau_{eph}$ взаимосвязаны. Поэтому для сравнения удобен инвариант $I_0 = D^* \tau_{eph}^{-1/2} = \alpha (Q/k c_e d)^{1/2} / 2T$. Так как $c_e < c$, для электронного болометра он не ниже, чем для обычного.

Для реализации электронного разогрева необходимо, во-первых, чтобы излучаемые электронами тепловые фононы покидали пленку, не влияя на электронную подсистему, т.е. время их ухода $\tau_{es} = 4d/\eta u$ и должно быть много меньше времени их рассеяния на электронах τ_{phe} (u - скорость звука в пленке, η - коэффициент прозрачности границы пленка-термостат для тепловых фононов). Уменьшение ширины пленки до $W < \lambda/G$ (λ - коэффициент теплопроводности

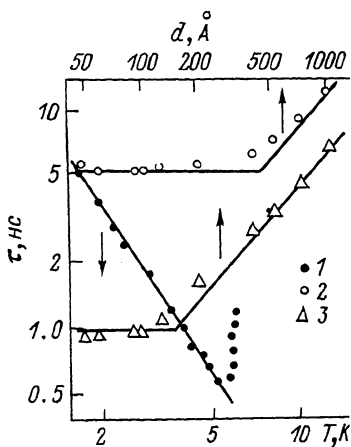


Рис. 1. Зависимости постоянной времени электронного болометра СПРС от температуры (1) (при $d = 70 \text{ \AA}$, $l = 6 \text{ \AA}$) и толщины пленки (2, 3) (при $l = 6 \text{ \AA}$, $T = 1.6 \text{ K}$ (2); 4.2 K (3)).

подложки) дает дополнительное улучшение теплоотвода за счет снижения потока обратных фононов из подложки в пленку и способствует равномерному растеканию тока по сечению пленки. Это ведет к росту du/dT и S_u , а также уменьшению вклада джонсоновского шума. Во-вторых, нужно, чтобы в энергетической релаксации доминировал межэлектронный канал ($\tau_{ee} < \tau_{eph}$, τ_{ee} — время неупругого электрон-электронного взаимодействия). Тогда за время τ_{ee} энергия поглощенного излучения успевает распределиться по электронной подсистеме, и функция распределения оказывается фермиевской с $\theta > T$. Величина θ определяется лишь энергией излучения, а не частотой, поэтому электронный болометр СПРС неселективен пока неизменно значение α . Перечисленное достижимо при использовании узких полосок из хорошо согласованных по теплоотводу с подложкой тонких пленок сверхпроводника с малой длиной свободного пробега электронов l . Уменьшение l приводит к падению τ_{ee} [4] и росту τ_{eph} [5]. Как уже отмечалось, вблизи T_c быстрдействие определяется временем $\tau_d \gg \tau_{eph}$, поэтому следует выбирать $T < 0.9 T_c$.

Нами разработаны электронные болометры СПРС из Nb на лейкосапфире (см. таблицу); два имеют предельное для этого материала быстрдействие в совокупности с высокой чувствительностью (I и II), а третий обладает большей чувствительностью, но и высоким сопротивлением, не позволяющим реализовать $\tau \approx \tau_{eph}$ (III). Выбор Nb обусловлен относительно высокой T_c и хорошими механическими свойствами пленок. Он не является оптимальным материалом: например Al , имеющий меньшую ζ_e , позволяет, как показали эксперименты, получить большую чувствительность при сопоставимом быстрдействии. Устройство I предназначено для субмиллиметрового диапазона, согласуется с квазиоптическим трактом коническим переходом и имеет приемную площадку размером $1.2 \times 0.8 \text{ мм}^2$, заполненную секциями меандра (ширина полоски $W = 2 \text{ мкм}$, период меандра 4 мкм), включенными параллельно между контактами; $d = 50 \text{ \AA}$, $l = 8 \text{ \AA}$, сопротивление в рабочей точке $R = 2 \text{ кОм}$. Устройство II для 2 мм диапазона волны размещается в волноводе сечением $1.6 \times 0.8 \text{ мм}^2$ и состоит из 300 параллельно включенных между контактами полосок шириной 1 мкм и зазорами 1 мкм ($d = 70 \text{ \AA}$, $l = 7 \text{ \AA}$, $R = 100 \text{ Ом}$). Устройство III для средней части ИК диапазона представляет собой меандр ($W = 1.3 \text{ мкм}$,

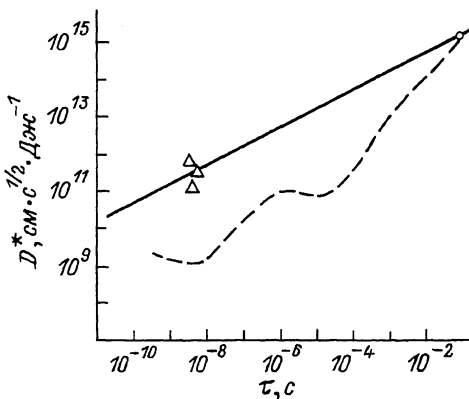


Рис. 2. Достигнутые значения инварианта I_0 по опубликованным данным (пунктир) в сравнении с характеристиками болометра СПРС.

период - 4 мкм), заполняющий площадку размером 0.15×0.15 мм². Параметры структуры - $d = 100$ Å, $l = 6$ Å, $R = 150$ кОм.

Постоянство S_{μ} наблюдалось в широком интервале частот излучения $\nu = 10^{10} - 3 \cdot 10^{14}$ Гц. На рис. 1 показана зависимость τ от T и d . Резкий рост τ вблизи T_c , описываемый зависимостью $\tau \sim (1 - T/T_c)^{-1/2}$, характерной для времени τ_{Δ} , свидетельствует о реализации режима электронного разогрева. Это подтверждается и зависимостью $\tau(d)$; прослеживается переход при уменьшении d от обычного пленочного болометра к электронному, τ которого от d не зависит. Отметим, что при фиксированной T зависимость $P_N(I, H)$ имеет абсолютный минимум, величина которого меняется с температурой в соответствии с (3).

На рис. 2 пунктиром показана граница области достигнутых значений инварианта I_0 по результатам работ, в которых непосредственно измерялись P_N и τ (см., например, обзоры [2, 6]). Отметим, что они получены при разных значениях рабочей температуры, однако это не меняет общей картины. Сплошная прямая ($I_0 = 4.15 \times 10^{15}$ см·Джс⁻¹) проведена через точку для одного из лучших болометров [7]. Треугольники отражают характеристики электронных болометров СПРС настоящей работы. Видно, что для них реализованы значения D^* , которые для быстродействующих болометров ранее не достигались.

Л и т е р а т у р а

- [1] Гершензон Е.М., Гершензон М.Е., Гольцман Г.Н., Семенов А.Д. Сверхпроводящий фотоприемник. А.С. № 1032959.
 [2] Хребтов И.А. // ПТЭ. 1984. № 4. С. 5-23.

- [3] Гершензон Е.М., Гершензон М.Е., Гольцман Г.Н., Семенов А.Д., Сергеев А.В. // ЖЭТФ. 1984. Т. 86. № 2. С. 758-773.
- [4] Alts h u l e r B.L., A r o n o v A.G. In: Modern Problems in Condenced matter sciences. Ed. A.L. Efros, M. Polak Amsterdam-NY, North-Holland Co., 1985. P. 1-153.
- [5] Рейзер М.Ю., Сергеев А.В. // ЖЭТФ. 1986. Т. 90. № 3. С. 1056-1070.
- [6] R o s e K. // IEEE Trans. 1980. ED - 27. № 1. P. 118-127.
- [7] C l a r k e J. at all. // J. Appl. Phys. 1977. V. 48, № 12. P. 4865-4867.

Поступило в Редакцию
25 июля 1988 г.