Письма в ЖЭТФ, том 124, вып. 6, с. 466 – 473 © 2026 г. 25 сентября

# Особенности дробового шума терагерцового сверхпроводникового болометра[1)]

*П. А. Прудковский*[2)]

*Физический факультет, МГУ имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 4 июля 2026 г.
После переработки 6 августа 2026 г.
Принята к публикации 9 августа 2026 г.

Теоретически исследованы флуктуации отклика терагерцового сверхпроводникового болометра на горячих электронах, связанные с дискретностью актов поглощения фотонов, при детектировании слабых потоков излучения. Показано, что нелинейная зависимость сопротивления сверхпроводящей NbN пленки вблизи критической температуры приводит к асимметричному распределению локальной температуры электронной подсистемы, получено аналитическое выражение для этого распределения. С помощью численного моделирования показано, что близость рабочей точки болометра к области неустойчивости, расположенной на участке отрицательного наклона вольт-амперной характеристики сверхпроводящей пленки, при слабых потоках излучения может приводить к существенной асимметрии распределения отклика болометра и даже к его немонотонной зависимости от интенсивности излучения.

DOI: 10.7868/S3034576626090198

**1. Введение.** В течение последних десятилетий растет интерес к терагерцовому излучению, различным возможностям его применения, генерации и детектирования [1–3]. Терагерцовые детекторы, имеющие достаточную чувствительность для регистрации слабых потоков излучения, неизбежно должны работать при достаточно низких, криогенных температурах. Одним из перспективных вариантов детекторов такого типа являются терагерцовые сверхпроводниковые болометры на горячих электронах [4].

Болометры на горячих электронах применяются с конца прошлого века [5]. Примерно 25 лет назад появились основанные на сходных принципах сверхпроводниковые однофотонные детекторы, дающие возможность счета фотонов в видимом и ближнем инфракрасном (ИК) диапазоне [6, 7]. Принцип действия таких детекторов основан на том, что поглощение фотона в сверхпроводящей пленке приводит к возникновению горячего пятна, в котором электронная подсистема выходит из сверхпроводящего состояния, и сопротивление пленки резко возрастает. Исходно в таких детекторах использовались сверхпроводящие нанонити. Позже было показано, что горячее пятно может вырасти и полностью перекрыть область пленки даже в случае ее микронной ширины [8, 9]. При этом увеличение ширины сверхпроводящей пленки позволяет уменьшить ее индуктивность и как следствие – время отклика детектора.

В отличие от фотонов видимого и ближнего ИК-диапазона, энергии терагерцового фотона недостаточно для вывода части пленки из сверхпроводящего состояния. Поэтому поглощение терагерцового излучения приводит к плавным изменениям температуры пленки вблизи критической, и соответствующим плавным изменениям ее сопротивления. Обычно в динамическом диапазоне терагерцового болометра его отклик, определяемый как изменение тока, текущего в цепи с включенным в нее сверхпроводящим элементом, пропорционален мощности падающего на него излучения [4]. В то же время в случае регистрации предельно низких потоков терагерцового излучения было показано, что распределение величины отклика терагерцового болометра оказывается асимметричным [10, 11]. Подобная асимметрия в случае аналоговых детекторов видимого диапазона обычно соответствует пуассоновской статистике дробового шума, связанного с дискретностью процесса фотодетектирования [12]. Однако в случае регистрации терагерцового излучения отклик болометра даже на пределе его чувствительности соответствует поглощению тысяч терагерцовых фотонов, и асимметрия пуассоновского распределения при таких средних пренебрежимо мала.

В данной работе теоретически и численно исследована функция распределения величины отклика терагерцового болометра в случае слабых пото-

[1)] См. дополнительный материал к данной статье на сайте нашего журнала www.jetpletters.ru

[2)] e-mail: vysogota@gmail.com

ков терагерцового излучения и показано, что асимметрия этого распределения может быть связана не только с пуассоновской статистикой дробового шума, но и с нелинейной динамикой системы, обусловленной нелинейной зависимостью сопротивления сверхпроводящей пленки вблизи критической температуры.

**2. Болометр в стационарном состоянии: двухтемпературная модель.** Фоточувствительным элементом терагерцового болометра на горячих электронах обычно является пленка толщиной несколько нанометров, чаще всего на основе нитрида ниобия NbN, интегрированная в спиральную антенну, которая фокусирует падающее на болометр поле в области пленки [4, 13–16]. В дальнейшем для численных оценок мы будем ориентироваться на параметры болометра производства SCONTEL, приведенные в [4]: толщина пленки $d = 4$ нм, длина $l = 0.2$ мкм и ширина $w = 1.2$ мкм, хотя из-за краевых эффектов и неоднородности пленки ее эффективная ширина может быть меньше.

Нитрид ниобия относится к сверхпроводникам 2-го рода, сопротивление которых в резистивном состоянии вблизи критической температуры мало, но все же отлично от нуля. В отсутствие излучения температура пленки определяется температурой подложки, играющей роль термостата, и протекающим через пленку током. Хотя для полного описания процессов в сверхпроводнике нужно использовать волновую функцию сверхпроводящего конденсата, часто для описания тепловых процессов вблизи критической температуры достаточно двухтемпературной модели, учитывающей различие температур электронной $T_e$ и фононной $T_{ph}$ подсистем [14]:

$$\frac{dT_e}{dt} = -\frac{T_e - T_{\rm ph}}{\tau_{e-{\rm ph}}} + \frac{I^2 R(T_e, I)}{c_e V}, \qquad (1)$$

$$\frac{dT_{\rm ph}}{dt} = \frac{c_e}{c_{\rm ph}} \frac{T_e - T_{\rm ph}}{\tau_{e-{\rm ph}}} - \frac{T_{\rm ph} - T_0}{\tau_{\rm esc}}. \qquad (2)$$

Здесь $T_0$ – температура подложки, $I$ – ток, текущий через сверхпроводящую пленку, $V$ – ее объем, $c_e = 2.4$ мДж/см$^3$ К и $c_{\rm ph} = 9.8$ мДж/см$^3$ К – удельные теплоемкости электронной и фононной подсистем, $\tau_{e-{\rm ph}} = 17$ пс – время электрон-фононного взаимодействия и $\tau_{\rm esc} = 78$ пс – время ухода фононов в подложку (здесь и далее используются численные значения параметров, характерные для NbN [6]). Характерное время обмена энергией напрямую между электронной подсистемой и подложкой обычно заметно больше, поэтому этим каналом релаксации можно пренебречь. Сопротивление пленки можно приближенно описывать зависимостью вида

$$R(T_e, I) = \frac{R_0}{1 + \exp\{-(T_e - T_c(I))/\Delta T\}}, \qquad (3)$$

где $R_0$ – сопротивление пленки в нормальном состоянии, $\Delta T$ – ширина фазового перехода, связь критической температуры с током имеет вид $I/I_c = \{1 - T_c(I)/T_c\}^\gamma$, $T_c$ – критическая температура при нулевом токе, $I_c$ – критический ток, а параметр $\gamma$ близок к значению $\gamma \approx 0.5$ [14]. В простейшем случае ток в цепи определяется приложенным напряжением смещения и индуктивностью цепи:

$$L\frac{dI}{dt} = U - I \cdot R(T_e, I). \qquad (4)$$

Стационарное решение уравнений (1)–(4) позволяет найти вольт-амперную характеристику (ВАХ) сверхпроводящей пленки. Решение этой системы с параметрами $T_c = 9$ К, $\Delta T = 0.2$ К, $I_c = 0.45$ мА, $R_0 = 100\,\Omega$ ($R_\square = 600\,\Omega$) при различных температурах подложки показано на рис. 1. Качественно эти зависимости соответствуют ВАХ, измеренным в работе [4]. Вообще говоря, использование единой электронной температуры для всей пленки – это приближение. В реальности профиль электронной температуры существенно неоднороден – вблизи контактов с антенной она близка к температуре подложки, тогда как в середине пленки заметно выше. Однако более точные расчеты в работе [17] с учетом неоднородного профиля электронной температуры дают сходное поведение ВАХ.

Отметим, что стационарное решение уравнений (1)–(4) оказывается неустойчивым в области спадающего участка зависимости $I(U)$, появляющегося при температурах подложки ниже 8.5 К. Это связано с тем, что характерное время изменения тока в цепи определяется индуктивностью системы и обычно больше времен изменения температур электронной и фононной подсистем (хотя индуктивность сверхпроводящей полоски микронной ширины достаточно мала, полная индуктивность цепи все-таки существенна). В нашем случае характерное время изменений тока в цепи составляло $\tau_L = L/R_0 = 100$ пс $\gg \tau_{e-{\rm ph}}$. По этой причине на малых временах пленка, по сути, находится не в режиме заданного напряжения смещения, а в режиме постоянного тока, при котором последний член в уравнении (1) обеспечивает положительную обратную связь, приводящую к нарастанию температуры электронной подсистемы и сопротивления пленки (о связи неустойчивости с областью

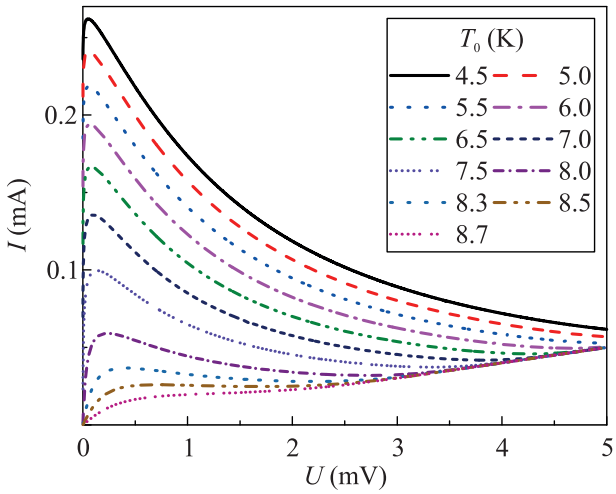


Рис. 1. (Цветной онлайн) ВАХ сверхпроводящей пленки, соответствующая стационарному решению уравнений (1)–(4) при различных значениях температуры подложки

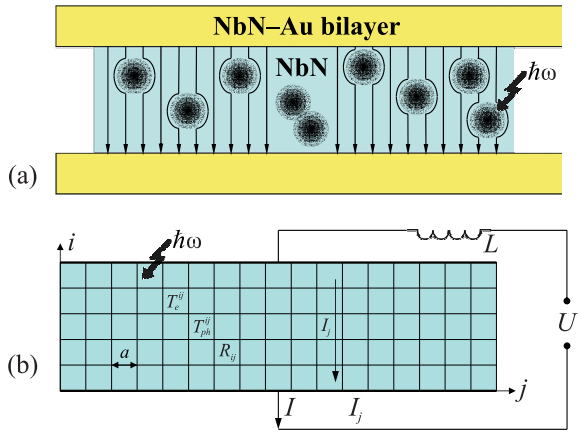


Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Образное изображение сверхпроводящей пленки NbN с флуктуациями температуры, вызванными поглощением терагерцовых фотонов, и линиями тока, огибающими области повышенного сопротивления; (b) – схематическое изображение сверхпроводящей пленки, разбитой на ячейки

отрицательного дифференциального сопротивления см. в дополнительных материалах).

Конечно, в реальности электрическая цепь болометра содержит дополнительные сопротивления и описывается более сложным уравнением, чем (4). При этом точный вид ВАХ и область неустойчивости на ней могут измениться, однако качественные выводы относительно ее вида и неустойчивости на ее спадающем участке останутся в силе. В экспериментальных условиях эта неустойчивость приводит к сильным флуктуациям отклика болометра при уменьшении температуры термостата ниже определенного значения, на фоне которых невозможна регистрация полезного сигнала.

**3. Флуктуации $T_e$ при поглощении фотонов: уравнение Фоккера–Планка.** Энергии терагерцового фотона достаточно для того, чтобы разорвать куперовскую пару. Однако за время термализации электронной подсистемы $\tau_{ee} = 7$ пс эта энергия равномерно распределяется между всеми электронами в пятне диаметром $a = 2\sqrt{D\tau_{ee}} \approx 40$ нм, где $D = 0.45\,\text{см}^2/\text{с}$ – коэффициент диффузии электронов [8]. Таким образом, поглощение фотона на частоте 1 ТГц приводит к увеличению температуры пятна на величину

$$\delta T_\omega = \frac{\hbar\omega}{c_e a^2 d} \approx 0.04\,\text{K} \ll \Delta T. \qquad (5)$$

Образно говоря, флуктуации температуры сверхпроводящей пленки при поглощении терагерцовых фотонов можно представлять в виде множественных “кругов на воде” (рис. 2a). Время термализации электронной подсистемы $\tau_{ee}$ и размер пятна $a$ определяют минимальные масштабы временной и пространственной неоднородности температуры электронной подсистемы. Для упрощения модели можно разбить поверхность пленки на квадратные ячейки размерами $a$ и рассматривать флуктуации электронной температуры, связанные с независимым поглощением фотонов в каждой из них (рис. 2b).

Электронная температура в каждой ячейке $(ij)$ описывается уравнением вида (1) с добавлением случайной величины, связанной с поглощением фотонов в случайные моменты времени:

$$\xi_{ij}(t) = \delta T_\omega \sum_k \delta(t - t_k); \quad \langle \xi_{ij}(t) \rangle = \delta T_\omega \nu;$$

$$\langle \Delta\xi_{ij} t) \Delta\xi_{ij}(t') \rangle = \delta T_\omega^2 \nu \delta(t - t'), \qquad (6)$$

где $\nu$ – средняя частота поглощения фотонов в одной ячейке. Кроме того, следует учесть теплопередачу между соседними ячейками. Теплопередача между ячейками в фононной подсистеме несущественна – фононы быстрее отдают энергию подложке [4].

Таким образом, состояние сверхпроводящей пленки можно приближенно описывать системой, состоящей из уравнений (1)–(3) для каждой из ячеек с добавлением случайных источников (6), дополненной уравнением (4) для полного тока в цепи. Считая случайные величины $\xi_{ij}(t)$ гауссовыми (что является приближением для пуассоновской статистики фотонов, которое становится тем более точным, чем больше частота $\nu$), используя методику, подробно описанную Стратоновичем [18], можно записать

уравнение Фоккера–Планка для многомерной функции распределения величины тока, а также температур электронной и фононной подсистем в каждой ячейке. К сожалению, найти хотя бы стационарное аналитическое решение этого уравнения в многомерном случае не представляется возможным.

Поэтому ограничимся рассмотрением приближенного уравнения для флуктуаций электронной температуры в одной ячейке без учета ее взаимодействия с другими ячейками. Кроме того, уход энергии через фононную подсистему в подложку будем описывать эффективным временем релаксации $\tau_{\text{eff}} = \tau_{e-\text{ph}} + \tau_{\text{esc}} c_e/c_{\text{ph}} \approx 40\,\text{пс}$. Тогда для электронной температуры можно записать аналог уравнения (1):

$$\frac{dT_e}{dt} = -\frac{T_e - T_0}{\tau_{\text{eff}}} + \frac{I^2 R(T_e, I)}{c_e V} + \xi(t), \qquad (7)$$

в котором ток на масштабах времен флуктуаций температуры считаем постоянным и равным стационарному решению уравнений (3), (4), (7) с учетом $\langle \xi(t) \rangle = \delta T_\omega \nu$. Тогда уравнение Фоккера–Планка для функции распределения электронной температуры $\rho(T_e)$ имеет вид:

$$\frac{\partial \rho(T_e)}{\partial T_e} =$$

$$= -\frac{\partial}{\partial T_e}\left[\left(\frac{T_0 - T_e}{\tau_{\text{eff}}} + \frac{I^2 R(T_e, I)}{c_e V} + \delta T_\omega \nu\right)\rho(T_e)\right] +$$

$$+ \delta T_\omega^2 \nu \frac{\partial^2 \rho(T_e)}{\partial T_e^2}. \qquad (8)$$

Стационарное решение этого уравнения с учетом нелинейной зависимости сопротивления от температуры (3) имеет вид:

$$\rho(T_e) = C \exp\left\{-\frac{1}{2\delta T_\omega^2 n}(T_e - T_0 - \delta T_\omega n)^2\right\} \times$$

$$\times \left\{1 + \exp\left(\frac{T_e - T_c(I)}{\Delta T}\right)\right\}^{\frac{T_I \Delta T}{\delta T_\omega^2 n}}, \qquad (9)$$

где $T_I = \frac{I^2 R_0 \tau_{\text{eff}}}{c_e V}$ – масштаб изменений электронной температуры ячейки, вызванных джоулевым нагревом за время $\tau_{\text{eff}}$ при нормальном сопротивлении пленки, а $n = \nu \tau_{\text{eff}}$ – среднее число фотонов, поглощенных в ячейке за это время. Если экспонента в последней скобке (9) много больше единицы, это распределение стремится к гауссовому со средним значением $\langle T_e \rangle = T_0 + T_I + \delta T_\omega n$. Однако в обратном случае последняя скобка в (9) приводит к существенному отличию распределения температуры от гауссового.

Рабочая точка болометра обычно выбирается вблизи почти горизонтальной области ВАХ [4]. В нашем случае это соответствует температуре подложки в районе $T_0 = 8.5\,\text{K}$ и напряжению $U = 0.6\,\text{мВ}$ (рис. 1). Уменьшение температуры приведет к возникновению области отрицательного наклона ВАХ и развитию неустойчивости, упомянутой ранее. При увеличении температуры подложки чувствительность болометра будет падать. На рисунке 3a показаны функции распределения электронной температуры (9), полученные для этой рабочей точки, при различных значениях среднего числа фотонов $n$. Видно, что эти распределения имеют заметную асимметрию, которая постепенно спадает по мере увеличения потока фотонов. На вставках на рис. 3 показаны коэффициенты асимметрии полученных распределений (коэффициент асимметрии случайной величины $x$ определяется стандартным образом: $A_s = \langle \Delta x^3 \rangle / \langle \Delta x^2 \rangle^{3/2}$). Отметим, что аналогичное распределение для чуть меньшей температуры подложки $T_0 = 8.49\,\text{K}$, показанное пунктиром на рис.3a, оказывается двугорбым. Наличие двух максимумов распределения означает, что при этой температуре участок ВАХ уже имеет небольшой отрицательный наклон и приводит к неустойчивости, проявляющейся во флуктуациях между этими максимумами.

Используя зависимость сопротивления от температуры (3), можно также построить соответствующие функции распределения сопротивления (рис. 3b). Из-за нелинейной зависимости $R(T_e)$ эти распределения оказываются еще более асимметричными. Отметим, что полученная асимметрия связана исключительно с нелинейностью системы, но не с пуассоновской статистикой дробового шума, который мы заменяли гауссовым случайным процессом.

**4. Флуктуации отклика болометра: численное моделирование.** Флуктуации сопротивления проявляются во флуктуациях отклика болометра, то есть тока, протекающего через пленку. Из-за усреднения по всем ячейкам статистика этих флуктуаций будет ближе к гауссовой. Тем не менее, сопротивление всей пленки нелинейным образом зависит от сопротивления отдельных ячеек, а полное число ячеек хотя и велико, но является конечным. Учитывая размеры пленки, в длину в ней укладывается всего $i_{\max} = l/a = 5$ рядов ячеек (рис. 2b), а в ширину их число не превышает $j_{\max} = w/a = 30$. Поэтому асимметрия распределений флуктуаций сопротивле-

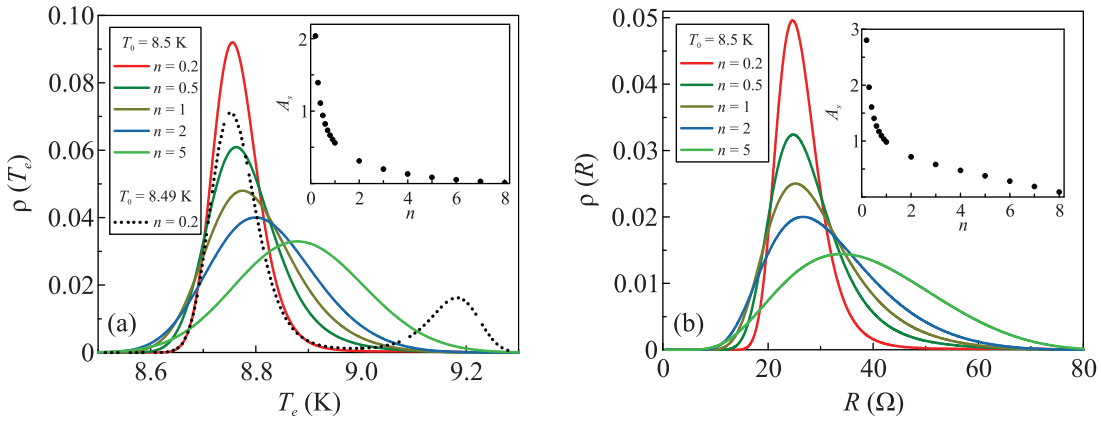


Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Функции распределения электронной температуры (9) при температуре подложки $T_0 = 8.5\,\mathrm{K}$ и различных значениях среднего числа фотонов $n$, поглощающихся за время $\tau_{\mathrm{eff}}$. Пунктиром показана функция распределения при температуре подложки $T_0 = 8.49\,\mathrm{K}$. (b) – Соответствующие функции распределения сопротивления пленки. На вставке показана зависимость коэффициента асимметрии распределений от $n$

ния может отчасти сохраняться и в асимметрии распределения отклика болометра.

Для определения функции распределения отклика болометра численно решалась система, описывающая эволюцию электронной и фононной температуры во всех ячейках пленки, их сопротивления, и полного тока в цепи болометра:

$$\frac{dT_e^{ij}}{dt} = -\frac{T_e^{ij} - T_{\mathrm{ph}}^{ij}}{\tau_{e-\mathrm{ph}}} + \frac{I_j^2 R_{ij}(T_e^{ij}, I_j)}{c_e a^2 d} +$$

$$+\frac{D}{a^2}(T_e^{i+1j} + T_e^{i-1j} + T_e^{ij+1} + T_e^{ij-1} - 4T_e^{ij}) + \xi_{ij}(t), \quad (10)$$

$$\frac{dT_{\mathrm{ph}}^{ij}}{dt} = \frac{c_e}{c_{\mathrm{ph}}}\frac{T_e^{ij} - T_{\mathrm{ph}}^{ij}}{\tau_{e-\mathrm{ph}}} - \frac{T_{\mathrm{ph}}^{ij} - T_0}{\tau_{\mathrm{esc}}}, \quad (11)$$

$$R_{ij}(T_e^{ij}, I_j) = \frac{R_\square}{1 + \exp\{-(T_e^{ij} - T_c(I_j))/\Delta T\}}, \quad (12)$$

$$L\frac{dI}{dt} = U - I \cdot R; \quad R = 1/\sum_j R_j^{-1};$$
$$R_j = \sum_i R_{ij}; \quad I_j = I\frac{R}{R_j}. \quad (13)$$

В уравнении (10) для электронной температуры учтены процессы теплообмена с соседними ячейками, а также теплообмена пограничных ячеек (при $i = 0$; $i_{\max}$) с контактами антенны, имеющими температуру подложки $T_0$.

В то же время ради экономии времени численного счета мы пренебрегаем эффектами перераспределения тока в поперечных направлениях. Хотя флуктуации поперечных и продольных токов, связанные с флуктуациями сопротивлений отдельных ячеек при поглощении в них фотонов, имеют один порядок малости, среднее значение поперечных токов (в отличие от продольных токов) равно нулю. Поэтому можно показать, что их вклад в интересующие нас величины имеет второй порядок малости по величине флуктуаций сопротивлений ячеек. В любом случае, влияние поперечных токов сходно с эффектом от теплообмена между соседними ячейками – оно приводит к частичному выравниванию процессов в соседних ячейках, т.е. приводит к некоторому увеличению процессов релаксации. Их учет существенно не изменил бы динамику системы, а лишь немного изменил бы величину флуктуаций. Поэтому ток $I_j$, текущий через отдельную ячейку $(ij)$, зависит только от поперечного индекса $j$.

Динамика системы (10)–(13) исследовалась численно при различных значениях температуры подложки. Как и в работе [17], профиль электронной температуры был неоднородным – из-за контактов с антенной электронная температура в середине пленки была заметно выше, чем вблизи контактов. На рисунке 4a показаны распределения флуктуаций электронной температуры ячеек, находящихся в середине пленки, построенные по результатам статистики, набранной по всем таким ячейкам ($i = [i_{\max}/2]$, $j$ – любое), и в течение достаточно длительного времени счета. Эти распределения электронной температуры качественно воспроизводят распределения, полученные по формуле (9) (рис. 3a), хотя теплообмен между ячейками и с антенной уменьшает ширину этих распределений и немного понижает температуру подложки, при которой начинают проявляться эффекты, связанные с неустойчивостью (о чем свидетель-

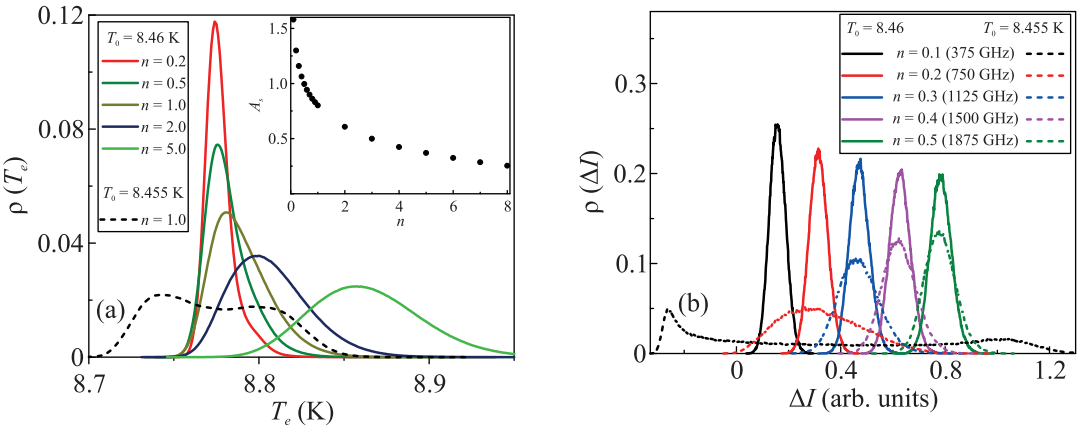


Рис. 4. (Цветной онлайн) (a) – Функции распределения электронной температуры, полученные путем численного решения системы (10)–(13) при температуре подложки $T_0 = 8.46$ K (сплошные линии) и $T_0 = 8.455$ K (пунктир) и различных значениях среднего числа фотонов $n$, поглощающихся в одной ячейке за время $\tau_{\text{eff}}$. На вставке показана зависимость коэффициента асимметрии распределений от $n$. (b) – Функции распределения величины отклика болометра при слабых потоках падающего излучения $n \leq 0.5$ (также указана частота падения фотонов на всю сверхпроводящую пленку)

ствует двугорбая форма распределения при температуре $T_0 = 8.455$ K).

Величина отклика болометра $\Delta I$ определялась как отличие полного тока $I$, протекающего в цепи болометра, от среднего тока, протекающего в цепи при нулевом числе фотонов $n = 0$, попадающих на пленку. Распределения величины отклика болометра, построенные по результатам набора статистики за достаточно длительное время численного счета, показаны на рис. 4b. Асимметрия распределений отклика болометра, как и следовало ожидать, существенно меньше, чем для электронной температуры, однако в случае слабых потоков излучения $n < 0.5$ она все же заметна. Среднее число фотонов, поглощающихся в одной ячейке за время $\tau_{\text{eff}}$, можно пересчитать в частоту поглощения фотонов во всей сверхпроводящей пленке $\nu = n\tau_{\text{eff}}^{-1}(w{\cdot}l)/a^2$. Согласно оценкам [11], значение $n = 0.1$, соответствующее поглощению около 400 терагерцовых фотонов за одну наносекунду, находится на пределе чувствительности болометра.

Важной особенностью системы (10)–(13) является то, что ее динамика сильно зависит от близости рабочей точки болометра к области неустойчивости. Уменьшение температуры подложки на величину порядка сотой доли градуса (от $T_0 = 8.46$ K до $T_0 = 8.455$ K) существенно меняет вид распределений отклика болометра. Их ширина заметно увеличивается, а при слабых потоках падающего излучения распределение становится двугорбым (рис. 4b). Это связано с тем, что вблизи границы области неустойчивости малые воздействия на систему приводят к большому отклику. При этом зависимость среднего значения отклика болометра от интенсивности падающего излучения может стать немонотонной (рис. 5a). С другой стороны, увеличение температуры подложки от $T_0 = 8.46$ до $T_0 = 8.47$ приводит к заметному уменьшению асимметрии распределений (рис. 5b).

Таким образом, изменение температуры подложки всего на сотую долю градуса может привести к сильным изменениям в поведении системы. Это означает, что выбор рабочей точки болометра при измерении предельно слабых потоков терагерцового излучения может сильно повлиять на результаты измерения. Хотя уменьшение температуры подложки позволяет увеличить чувствительность болометра, есть риск излишне приблизиться к области неустойчивости. Учитывая, что в реальных условиях подложка может быть нагрета неоднородно, для нарушения линейности отклика болометра достаточно, чтобы хотя бы в части пленки температура подложки оказалась излишне близка к области неустойчивости и привела к искажению распределений отклика болометра (см. пунктир на рис. 4b).

Необходимо отметить, что при построении модели динамики состояния сверхпроводящей пленки болометра использовалось заметное число приближений – от использования упрощенной двухтемпературной модели до ряда приближений, позволивших ускорить процесс численного счета. Поэтому полученные распределения сложно использовать для количественного сравнения с экспериментально полученными зависимостями [10, 11]. Тем не менее, полученные результаты показывают качественные особенности поведения болометра, которые могут проявляться в эксперименте при определенных условиях.

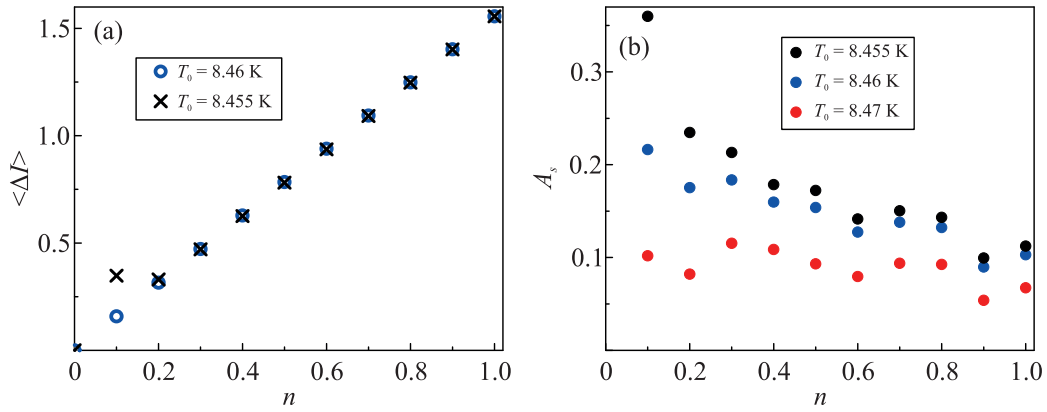


Рис. 5. (Цветной онлайн) Зависимость (a) – среднего значения и (b) – коэффициента асимметрии распределений отклика болометра от среднего числа фотонов $n$, поглощающихся в отдельной ячейке за время $\tau_{\text{eff}}$, при различных значениях температуры подложки

**5. Заключение.** В работе теоретически и численно исследованы флуктуации отклика терагерцового сверхпроводникового болометра при регистрации предельно слабых потоков излучения, связанные с дискретностью поглощения отдельных фотонов в сверхпроводящей пленке NbN. Показано, что, несмотря на то, что даже на пределе чувствительности болометра его отклик является результатом поглощения большого числа терагерцовых фотонов, функция распределения флуктуаций отклика болометра сильно зависит от положения рабочей точки и может заметно отличаться от гауссовой.

Причиной такого поведения флуктуаций отклика болометра является сложная нелинейная динамика системы, включающей в себя температуры электронной и фононной подсистем сверхпроводящей пленки и ток в цепи болометра с включенной в него сверхпроводящей пленкой. Во-первых, сильно нелинейная зависимость сопротивления сверхпроводящей пленки от электронной температуры (3) вблизи критической температуры приводит к асимметричному распределению электронной температуры при слабых потоках падающего излучения (9) (рис. 3a).

Во-вторых, рабочая точка болометра, выбранная из соображений максимальной чувствительности на горизонтальном участке ВАХ сверхпроводящей пленки, находится близко к области неустойчивости, находящейся на участке ВАХ с отрицательным наклоном. Хотя сама рабочая точка устойчива, близость к границе неустойчивости означает, что характеристические показатели системы в рабочей точке отрицательны, но малы. В результате слабые неоднородности температуры электронной подсистемы, связанные с поглощением терагерцовых фотонов в различных областях сверхпроводящей пленки, могут приводить к сильным флуктуациям тока в системе. Поэтому приближение температуры рабочей точки болометра к области неустойчивости сопровождается сперва возрастанием асимметрии распределений флуктуаций отклика болометра (рис. 5b), а потом нарушением линейности зависимости отклика болометра от интенсивности падающего излучения (рис. 5a).

Таким образом, полученные результаты показывают, каким образом при детектировании предельно слабых потоков терагерцового излучения дробовой шум сверхпроводникового болометра на горячих электронах, связанный с дискретностью поглощения отдельных фотонов как во времени, так и в пространстве, может приводить к сильным флуктуациям отклика болометра.

**Финансирование работы.** Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант # 22-12-00055-П).

**Конфликт интересов.** Автор данной работы заявляет, что у него нет конфликта интересов.

1. G. Kh. Kitaeva "Terahertz generation by means of optical lasers", Laser Phys. Lett. **5**, 559 (2008); https://doi.org/10.1002/lapl.200810039.
2. K. I. Zaytsev, I. N. Dolganova, N. V. Chernomyrdin, G. M. Katyba, A. A. Gavdush, O. P. Cherkasova, G. A. Komandin, M. A. Shchedrina, A. N. Khodan, D. S. Ponomarev, I. V. Reshetov, V. E. Karasik, M. Skorobogatiy, V. N. Kurlov, and V. V. Tuchin, "The progress and perspectives of terahertz technology for diagnosis of neoplasms: a review", Journal of Optics **22**, 013001 (2020); https://doi.org/10.1088/2040-8986/ab4dc3.
3. M. Kutas, B. Haase, P. Bickert, F. Riexinger, D. Molter, and G. von Freymann, "Terahertz quantum

sensing", Science Advances **6**, eaaz8065 (2020); https://doi.org/10.1126/sciadv.aaz8065.

4. S. Seliverstov, S. Maslennikov, S. Ryabchun, M. Finkel, T. M. Klapwijk, N. Kaurova, Yu. Vachtomin, K. Smirnov, B. Voronov, and G. Goltsman, "Fast and Sensitive Terahertz Direct Detector Based on Superconducting Antenna-Coupled Hot Electron Bolometer", IEEE Trans. Appl. Supercond. **25**, 2300304 (2015); https://doi.org/10.1109/TASC.2014.2372171.
5. A. D. Semenov, G. N. Gol'tsman, and R. Sobolewski, "Hot-electron effect in superconductors and its applications for radiation sensors", Supercond. Sci. Technol. **15**, R1 (2002); https://doi.org/10.1088/0953-2048/15/4/201.
6. A. D. Semenov, G. N. Gol'tsman, and A. A. Korneev, "Quantum detection by current carrying superconducting film", Physica C: Superconductivity **351**, 349 (2001); https://doi.org/10.1016/S0921-4534(00)01637-3.
7. G. N. Gol'tsman, O. Okunev, G. Chulkova, A. Lipatov, A. Semenov, K. Smirnov, B. Voronov, A. Dzardanov, C. Williams, and R. Sobolewski, "Picosecond superconducting single-photon optical detector", Appl. Phys. Lett. **79**, 705 (2001); https://doi.org/10.1063/1.1388868.
8. A. N. Zotova and D. Y. Vodolazov, "Photon detection by current-carrying superconducting film: A time-dependent Ginzburg-Landau approach", Phys. Rev. B **85**, 024509 (2012); https://doi.org/10.1103/PhysRevB.85.024509.
9. Yu. P. Korneeva, D. Yu. Vodolazov, A. V. Semenov, I. N. Florya, N. Simonov, E. Baeva, A. A. Korneev, G. N. Goltsman, and T. M. Klapwijk, "Optical Single-Photon Detection in Micrometer-Scale NbN Bridges", Phys. Rev. Applied **9**, 064037 (2018); https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.9.064037.
10. T. I. Novikova, K. A. Kuznetsov, I. V. Korolev, I. V. Pentin, P. A. Prudkovskii, and G. Kh. Kitaeva, "Statistical features of the response of a superconducting hot-electron bolometer to extremely weak terahertz pulses of picosecond and nanosecond duration", Appl. Phys. Lett. **125**, 124004 (2024); https://doi.org/10.1063/5.0231546.
11. T. I. Novikova, A. V. Osipenkov, P. A. Prudkovskii, and G. Kh. Kitaeva, "Elementary" pulses in the response of a superconducting hot-electron bolometer to terahertz photons", Laser Phys. Lett. **23**, 045401 (2026)
12. D. A. Safronenkov, P. A. Prudkovskii, A. V. Osipenkov, and G. K. Kitaeva, "Elementary responses of analog photodetectors and absolute calibration of their efficiency", J. Appl. Phys. **137**, 184402 (2025); https://doi.org/10.1063/5.0260072.
13. R. F. Su, Y. D. Zhang, X. Tu, X. Jia, L. Kang, B. B. Jin, W. W. Xu, J. Chen, and P. Wu, "Terahertz Direct Detectors Based on Superconducting Hot Electron Bolometers With Different Biasing Methods", IEEE Trans. Appl. Supercond. **29**, 2300104 (2019); https://doi.org/10.1109/TASC.2019.2906785.
14. G. Torrioli, A. Forrer, M. Beck, P. Carelli, F. Chiarello, J. Faist, A. Gaggero, E. Giovine, F. Martini, U. Senica, R. Leoni, G. Scalari, and S. Cibella, "THz optical beat-note detection with a fast superconducting hot electron bolometer operating up to 31 GHz", Opt. Express **31**, 15942 (2023); https://doi.org/10.1364/OE.481081.
15. K. Shein, E. Zharkova, M. Kashchenko, A. Kolbatova, A. Lyubchak, L. Elesin, E. Nguyen, A. Semenov, I. Charaev, A. Schilling, G. Goltsman, K. S. Novoselov, I. Gayduchenko, and D. A. Bandurin, "Fundamental Limits of Few-Layer $NbSe_2$ Microbolometers at Terahertz Frequencies", Nano Lett. **24**, 2282 (2024); https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.3c04493.
16. H. Shi, T. Xu, Y. Zhe, R. Su, J. Li, H. Bao, X. Tu, K. Fan, X. Jia, L. Kang, J. Chen, and P. Wu, "A niobium nitride superconducting hot electron bolometer direct terahertz detector working at 9 K", Appl. Phys. Lett. **126**, 042601 (2025); https://doi.org/10.1063/5.0231315.
17. M. Hajenius, R. Barends, J. R. Gao, T. M. Klapwijk, J. J. A. Baselmans, A. Baryshev, B. Voronov, and G. Gol'tsman, "Local resistivity and the current-voltage characteristics of hot electron bolometer mixers", IEEE Trans. Appl. Supercond. **15**, 495 (2005); https://doi.org/10.1109/TASC.2005.849887.
18. R. L. Stratonovich, *Topics in the Theory of Random Noise* (Gordon and Breach, N.Y., London, 1963), v. 1.