

Сенсор на нелинейной кинетической индуктивности¹⁾

Д. Ю. Водлазов²⁾

Институт физики микроструктур РАН, 603950 Н.-Новгород, Россия

Поступила в редакцию 6 октября 2023 г.

После переработки 20 октября 2023 г.

Принята к публикации 20 октября 2023 г.

Предложена концепция сенсора электромагнитного излучения (*nonlinear kinetic inductance sensor* – NKIS) на нелинейной кинетической индуктивности. Идея сенсора основана на расходимости кинетической индуктивности $L_k \sim dq/dI$ ($\hbar q$ – импульс сверхпроводящих электронов, I – сверхток) гибридного сверхпроводник/нормальный металл (SN) мостика при токе $I^* < I_{\text{dep}}$ (I_{dep} – ток распаривания гибрида) и температуре T^* много меньшей критической температуры гибрида T_c . Это позволяет получить большое изменение разности фаз $\delta\phi$ вдоль SN мостика в режиме заданного тока при $I \simeq I^*$ даже в случае малого роста электронной температуры. Возникновение $\delta\phi$ сопровождается изменением тока и магнитного потока через связанное сверхпроводящее кольцо, что может быть измерено с помощью сверхпроводящего квантового интерференционного прибора (СКВИДа). В некотором смысле предложенный сенсор является сверхпроводниковым аналогом сенсора на краю резистивного перехода (*transition edge sensor* – TES), чья работа основана на наличии большой производной dR/dT (R – сопротивление) вблизи критической температуры сверхпроводника T_c . Так как при $I \simeq I^*$ SN мостик находится в бесцелевом режиме, у него отсутствует нижняя граница для частоты детектируемого электромагнитного излучения. Расчеты показывают, что такой сенсор может работать в однофотонном режиме и детектировать одиночные фотоны с частотой $\nu \gtrsim 10$ ГГц. В работе обсуждается, что нетривиальная зависимость $I(q)$ SN мостика может быть также использована в детекторах непрерывного электромагнитного излучения, сенсорах тока и магнитного поля.

DOI: 10.31857/S1234567823220111, EDN: phbfua

1. Введение. Сверхпроводники в настоящее время широко используются как основной элемент детектора/сенсора электромагнитного излучения. Поглощенный фотон создает квазичастицы в сверхпроводнике или увеличивает их энергию и это изменяет его сверхпроводящие/транспортные свойства. Например, в детекторах на кинетической индуктивности (*kinetic inductance detector* – KID) [1] и сенсорах на краю резистивного перехода (*transition edge sensor* – TES) [2] возрастают кинетическая индуктивность и сопротивление, соответственно, работа миксера на туннельном переходе сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник основана на изменении его сильно нелинейной вольт-амперной характеристики (ВАХ) [3], тогда как в сверхпроводниковых нано- и микрополосковых однофотонных детекторах (SSPD) токонесущий сверхпроводник переключается в резистивное/нормальное состояние после появления в нем горячего пятна (области с нагретыми электронами) в месте поглощения фотона [4].

В случае TES его высокая чувствительность связана с узким резистивным переходом сверхпроводника $R(T)$ вблизи критической температуры T_c и использовании сверхпроводящего квантового интерференционного прибора (СКВИДа) для измерения отклика детектора – и чем больше производная dR/dT , тем сильнее изменяется сопротивление и ток в сверхпроводнике в режиме заданного напряжения. Одним из преимуществ TES является то, что он работает в резистивном состоянии вблизи T_c и, следовательно, сверхпроводящая щель ϵ_g практически равна нулю, что означает отсутствие нижней границы, типичной для KID или SSPD, где энергия фотона $\hbar\nu$ должна превысить $2\epsilon_g$. Кроме того, TES может работать в однофотонном режиме (в инфракрасном и более высокочастотном диапазонах) и разрешать энергию поглощенного фотона, что не может делать SSPD.

В нашей работе предлагается альтернативный сенсор со способностью разрешать энергию фотона, который, как и TES, основан на сильном изменении транспортных свойств при малом разогреве сверхпроводящего чувствительного элемента. По сравнению с TES, он работает в *сверхпроводящем* состоянии при $T \ll T_c$, но несмотря на это, сенсор имеет

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

²⁾e-mail: vodolazov@ipmras.ru

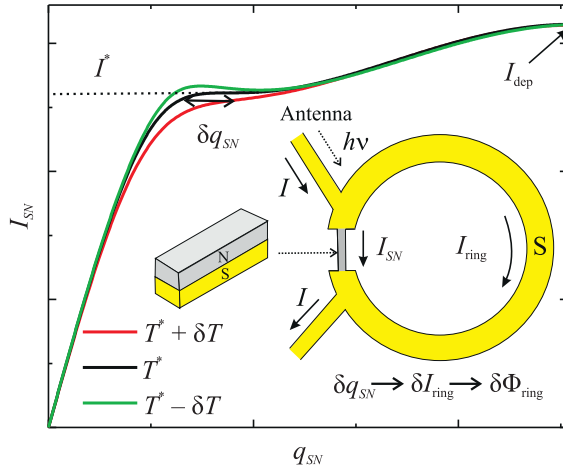


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема NKIS. NKIS состоит из SN мостика, который является частью сверхпроводящего кольца. С уменьшением температуры на зависимости сверхтока от импульса $I_{SN}(q_{SN})$ SN мостика появляется “плато” при $T = T^*$ и $I_{SN} = I^*$, что означает расходимость кинетической индуктивности $L_k \sim dq_{SN}/dI_{SN}$. При $I_{SN} \simeq I^*$ импульс меняется на $\sim \delta q$ с увеличением температуры электронов от $T = T^*$ до $T^* + \delta T$. Это приводит к изменению тока в сверхпроводящем кольце и магнитному потоку через него. Последнее может быть измерено с помощью СКВИДа. Предполагается, что SN мостик и кольцо являются частью антенны и фотон с энергией $h\nu <$ меньше удвоенной щели в сверхпроводящих электродах может быть поглощен только в SN мостике, где $\epsilon_g = 0$ при $I_{SN} \gtrsim I^*$

нулевую щель. Предложенный сенсор на нелинейной кинетической индуктивности (*nonlinear kinetic inductance sensor* – NKIS) состоит из смещенного током гибридного сверхпроводник–нормальный металл (SN) мостика, связанного со сверхпроводящим кольцом (см. рис. 1). SN мостик имеет уникальную зависимость сверхтока I_{SN} (здесь и далее имеется в виду абсолютное значение тока) от импульса $\hbar q_{SN}$. При $T = T^* \ll T_c$ на зависимости $I_{SN}(q_{SN})$ существует “плато” при $I_{SN} = I^*$, где кинетическая индуктивность $L_k = l_{SN} \hbar (dq_{SN}/dI_{SN})/2|e|$ расходится (l_{SN} – длина SN мостика). При $T > T^*$ “плато” трансформируется в часть $I_{SN}(q_{SN})$ с конечным наклоном и конечной L_k . Следовательно, можно получить большое изменение q_{SN} и разности фаз $\delta\phi$ в режиме заданного тока через SN мостик при $I_{SN} \simeq I^*$ и температуре подложки $T = T^*$ даже в случае небольшого увеличения температуры электронов. Рост q_{SN} приводит к увеличению тока в сверхпроводящем кольце и магнитного потока через него. Изменение последней величины может быть измерено с помощью СКВИДа. Предполагается, что SN мостик и кольцо

являются частью антенны, которая принимает фотон, и фотон может быть поглощен только в SN мостике, который находится в бесщелевом режиме при $I \gtrsim I^*$ и в остальной части сенсора $h\nu < 2\epsilon_g$.

По сравнению с TES, где большая производная dR/dT ведет к большому изменению тока, в NKIS большая производная dq_{SN}/dI_{SN} обеспечивает большое изменение I_{ring} . В то же время, в отличие от TES, предложенный сенсор работает в сверхпроводящем, бездиссипативном состоянии, и $dq_{SN}/dI_{SN} \rightarrow \infty$ при $I_{SN} = I^*$ и $T = T^*$, что потенциально может приводить к более высокой чувствительности, чем у TES. Так же, как и TES, предложенный сенсор не имеет нижней границы для частоты детектируемых фотонов, так как при токе $I_{SN} \gtrsim I^*$ сверхпроводящая щель равна нулю в SN мостике. Ниже будет показано, что NKIS может потенциально детектировать одиночные фотоны с частотой $\nu > 10\text{--}30$ ГГц при температуре подложки 15–150 мК.

2. Сенсор на нелинейной кинетической индуктивности. В данном разделе представлены результаты вычислений, которые демонстрируют возможность работы NKIS в однофотонном режиме. На рисунке 2а показана рассчитанная зависимость $I_{SN}(q_{SN})$ при различных температурах для SN мо-

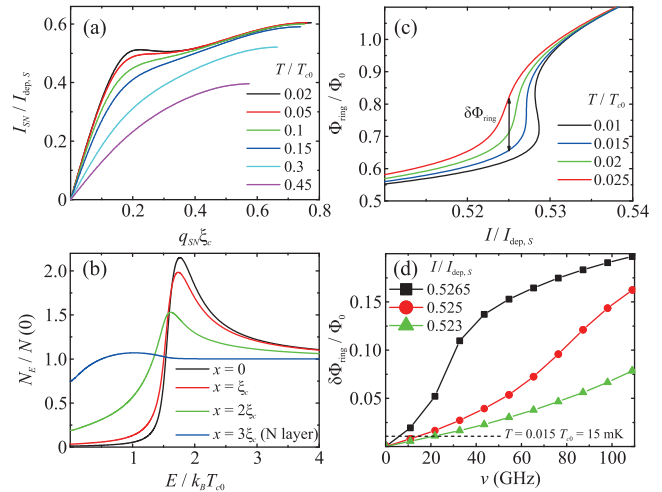


Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Зависимость сверхтока от импульса (показана часть с $dI_{SN}/dq_{SN} > 0$) в SN мостике с параметрами: $D_N/D_S = 20$, $d_S = 3\xi_c$, $d_N = 1.5\xi_c$, $I^* \simeq 0.502I_{dep,S}$, $T^* \simeq 0.041T_{c0}$ при различных температурах и (b) – плотность состояний поперек мостика при $I_{SN} = 0.5I_{dep,S}$ и $T = 0.045T_{c0}$. (c) – Зависимость магнитного потока через сверхпроводящее кольцо от полного тока $I = I_{SN} + I_{ring}$ при различных температурах. (d) – Зависимость вариации магнитного потока (см. рис. 2c) от энергии фотона при различных токах

стика со следующими параметрами: толщины S и N слоев $d_S = 3\xi_c$, $d_N = 1.5\xi_c$ ($\xi_c = (\hbar D_S/k_B T_{c0})^{1/2}$), отношение коэффициентов диффузии $D_N/D_S = 20$, $\hbar q = \hbar(\nabla\varphi + 2\pi A/\Phi_0)$ – импульс куперовских пар (φ – фаза сверхпроводящего параметра порядка, A – векторный потенциал, Φ_0 – квант магнитного потока), T_{c0} – критическая температура и $I_{\text{dep},S}$ – ток распаривания при $T = 0$ одиночного сверхпроводящего слоя. Для расчета полученных зависимостей было использовано одномерное уравнение Узаделя (уравнения и метод расчета представлены в дополнительных материалах). В модели учитывается зависимость сверхпроводящих свойств только по толщине SN мостика $d_S + d_N$ и предполагается отсутствие их зависимости по длине (предполагается, что $l_{SN} \gg w_{SN}$) и ширине ($w_{SN} < \Lambda$, Λ – Пирловская глубина проникновения магнитного поля) мостика.

При температуре T^* на зависимости $I_{SN}(q_{SN})$ появляется “плато” при токе $I = I^*$. Оно возникает вследствие перехода от $I_{SN}(q_{SN})$, имеющей один максимум при больших T к зависимости, имеющей два максимума при низкой температуре. Второй максимум при малых q_{SN} возникает из-за возросшего вклада N слоя в общий сверхток (индуцированная вследствие эффекта близости сверхпроводимость в N слое становится “сильнее”), что также ведет и к увеличению наклона $I_{SN}(q_{SN})$ при малых q_{SN} и меньшей величине L_k . Так как N слой имеет более высокое значение коэффициента диффузии, распаривающий эффект сверхскорости (в уравнении Узаделя он описывается членом с $\hbar D_{S,N} q_{SN}^2$) больше в N слое, чем в S (заметим, что $q_{SN} = \text{const}$ по толщине SN мостика). Это ведет к подавлению сверхпроводимости в N слое при более малых q_{SN} , чем в S слое, и необходимости увеличить импульс чтобы сохранить величину сверхтока, что и приводит к появлению “плато”.

Рисунок 2b демонстрирует, что при $I_{SN} \sim I^*$ сверхпроводимость в SN мостике бесцелевая. Подробное обсуждение бесцелевого режима приводится в следующем разделе, здесь мы только отметим, что хотя щель равна нулю, однако в большей части S слоя плотность состояний много меньше, чем в нормальном состоянии при $E \lesssim k_B T_{c0}$. Для дальнейших расчетов мы используем эффективную “нормальную” толщину SN мостика $d_{\text{eff}} = d_N + \xi_c$, где плотность состояний близка к значению в нормальном состоянии $N(0)$.

Когда SN мостик является частью сверхпроводящего кольца, полный ток I состоит из I_{SN} и I_{ring} (см. рис. 1). В модели предполагается, что кольцо сделано из того же материала, что и S слой в SN мостике и дуга кольца имеет толщину d_S как S слой в мо-

стике, но ширина дуги много больше ширины мостика: $w_{\text{ring}} \gg w_{SN}$. Из-за малой толщины и ширины SN мостика и дуги кольца по сравнению с Λ можно пренебречь экранирующими эффектами и считать, что $q = \nabla\varphi \gg A$. Из условия $\oint \nabla\varphi dl = 0$ при интегрировании по кольцу и мостику (предполагаем, что внутри кольца нет флюскويدа) найдем: $q_{\text{ring}} = q_{SN} l_{SN}/l_{\text{ring}}$. С этим соотношением и определением $\alpha = l_{SN} w_{\text{ring}}/l_{\text{ring}} w_{SN}$ можно написать выражение для полного тока:

$$I = I_{SN}(q_{SN}) + 1.55\alpha q_{SN} \xi_c I_{\text{dep},S}, \quad (1)$$

где мы использовали линейную связь $I_{\text{ring}} \sim q_{\text{ring}} \xi_c$ (так как $q_{\text{ring}} \xi_c \ll 1$) и слабую температурную зависимость тока распаривания одиночного S слоя при $T \ll T_{c0}$.

С известной зависимостью $I_{SN}(q_{SN})$ и выражением для магнитного потока через кольцо $\Phi = L_G I_{\text{ring}}$ ($L_G = \mu_0 R(\ln(8R/r) - 2)$ – геометрическая индуктивность кольца, R – его радиус, $r \sim w_{\text{ring}}$ и μ_0 магнитная постоянная) была рассчитана зависимость $\Phi(I, T)$. Она показана на рис. 2c для различных температур и следующих параметров: $w_{SN} = 100$ нм, $l_{SN} = 1$ мкм, $w_{\text{ring}} = 12$ мкм, $l_{\text{ring}} = 2.4$ мм, $D_S = 0.5$ см²/с, $T_{c0} = 1$ К ($\xi_c = 19.5$ нм, $I_{\text{dep},S} = 30.6$ мкА, $\alpha = 1/20$). Выбранные материальные параметры сверхпроводника типичны для гранулированного Al [5] и близки к параметрам других низкотемпературных сверхпроводников с большим удельным сопротивлением в нормальном состоянии типа TiN [6], PtSi [7] и Hf [8]. В качестве нормального металла для N слоя была выбрана медь.

Используя полученные результаты, нами была рассчитана способность NKIS детектировать одиночные фотоны (анализ также может быть сделан и для непрерывного потока фотонов, как это было сделано в [9]). На рисунке 2d показана зависимость изменения потока через кольцо $\delta\Phi$ от изменения электронной температуры в SN мостике после поглощения фотона с энергией $\hbar\nu$. Можно связать δT с $\hbar\nu$, используя закон сохранения энергии

$$\delta T = \frac{\hbar\nu}{C_e V_{\text{eff}}}, \quad (2)$$

где $C_e = 2\pi^2 k_B^2 N(0) T_0/3$ – электронная теплоемкость, T_0 – температура подложки, $V_{\text{eff}} = l_{SN} w_{SN} d_{\text{eff}}$ – объем SN мостика, в котором плотность электронных состояний близка к своему значению в нормальном состоянии. Мы пренебрегли нагревом фононов из-за их малой теплоемкости и использовали значение $N(0) = 13$ эВ/нм³, соответствующее меди.

Важной характеристикой фотонного сенсора является отношение сигнал/шум $\mathcal{S}/\mathcal{N}$. Шум можно оценить как $\mathcal{N} = \delta\Phi_n\sqrt{\omega}$, где $\delta\Phi_n$ – чувствительность к потоку dc СКВИДа и $\sqrt{\omega}$ – его полоса частот [9]. С $\delta\Phi_n = 10^{-6}/\sqrt{\text{Гц}}$ (которое в 10 раз меньше значения, полученного в работе [10]), и $\omega = 1$ МГц получим $\mathcal{N} = 10^{-3}\Phi_0$. Следовательно, с величиной сигнала $\mathcal{S} = 10^{-2}\Phi_0$ отношение сигнал/шум составит $\mathcal{S}/\mathcal{N} = 10$.

На рисунке 2d уровень $\mathcal{S} = 10^{-2}\Phi_0$ обозначен пунктирной линией и наши результаты показывают, что сенсор способен детектировать одиночные фотоны с частотой $\nu \gtrsim 10$ ГГц при $T_0 = 15$ мК и токе $I \sim I^* \sim 0.526I_{\text{dep},S} \sim 15$ мкА.

NKIS также может быть использован для детектирования одиночных ТГц и субТГц фотонов. Из-за их значительно более высокой энергии нет необходимости использовать мК температуры и $T_{c0} = 1$ К. Заметим, что $V_{\text{eff}} \sim \xi_c \sim 1/\sqrt{T_{c0}}$ и $I_{\text{dep},S} \sim T_{c0}$ для сверхпроводника, чья толщина пропорциональна ξ_c . Следовательно наши результаты могут быть масштабированы – необходимо умножить $\delta\Phi/\Phi_0$ на рисунке 2d на $T_{c0}(\text{К})/1\text{К}$ и ν на $(T_{c0}(\text{К})/1\text{К})^{3/2}$. Например для сверхпроводника с $T_{c0} = 10$ К (NbN, NbTiN) поглощение фотона с $\nu = 300$ ГГц при $T_0 = 150$ мК приводит к изменению магнитного потока на $\sim 0.2\Phi_0$ тогда как 30 ГГц фотон изменяет магнитный поток на $\delta\Phi/\Phi_0 \sim 0.02$.

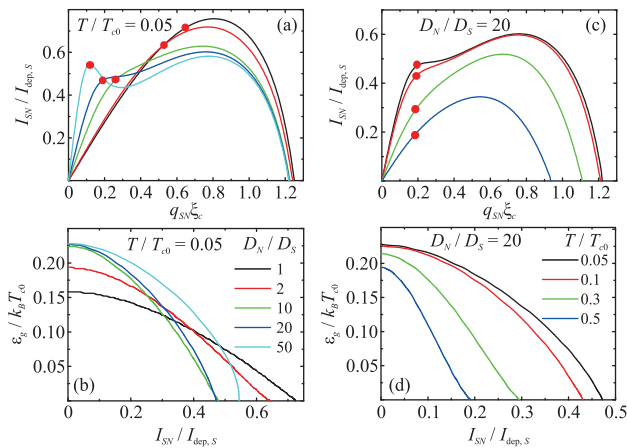


Рис. 3. (Цветной онлайн) (а) – Зависимость сверхтока от импульса и (б) – токозависящая щель в SN мостике при $T = 0.05T_{c0}$ и различных отношениях D_N/D_S . Красные кружки указывают на ток I_q и импульс q_q , при которых щель обращается в ноль. Можно увидеть, что с ростом D_N это происходит при меньших q_{SN} . (с) – Зависимость сверхтока от импульса и (д) – токозависящая щель в SN мостике при $D_N/D_S = 20$ и различных температурах. Толщины d_N и d_S такие же, как на рис. 2

После поглощения фотона электроны нагреваются на δT и затем охлаждаются за счет передачи энергии фононам на временном масштабе $\sim \tau_{ep}$. В предложенной системе не происходит охлаждения электронов за счет диффузии из-за большой энергетической щели на концах SN мостика, где он граничит со сверхпроводником с большой щелью $\epsilon_g = 1.76k_B T_{c0}$. При низких температурах $\tau_{ep} \sim 1/T^3$ и, например, для Ag оно может достигать $10^{-1} - 10^{-4}$ с в диапазоне температур 10–100 мК [9]. Можно ожидать примерно этих же времен и для Cu.

3. Контролируемая током щель. Обсудим теперь более подробно бесщелевой режим в SN мостике. В обычном сверхпроводнике в “грязном” пределе энергетическая щель конечна при $I = I_{\text{dep}}$, где она приблизительно равна $0.57k_B T_{c0} \sim \Delta_0/3$ [11] ($\Delta_0 \sim 1.76k_B T_{c0}$ – щель при нулевом токе). Однако в SN мостике щель обращается в ноль при токе $I_g < I_{\text{dep}}$, который отмечен красными кружками на рис. 3. Бесщелевое состояние в SN мостике возможно из-за большой разности между коэффициентами диффузии в N и S слоях. Как было обсуждено ранее, распаривающий эффект импульса в “грязном” сверхпроводнике описывается членом $\sim \hbar D q^2$ в уравнении Узаделя, и, когда $\hbar D q^2/2 \sim \Delta_0$, щель обращается в ноль в сверхпроводнике [11]. Приблизительно такой же критерий справедлив и для SN бислоя, что видно из рис. 3а, где с увеличением D_N щель становится нулевой при меньшем значении импульса q_{SN} .

В обычном сверхпроводнике условие $\hbar D q^2/2 \sim \Delta_0$ достигается на неустойчивой, в режиме заданного тока, части зависимости $I(q)$, где $dI/dq < 0$ и сверхпроводящий параметр порядка быстро уменьшается с ростом q . В SN бислое бесщелевое состояние является устойчивым из-за наличия S слоя, имеющего значительно меньший коэффициент диффузии и меньшее распаривающее влияние q .

4. “Плато” при различных параметрах SN мостика. Как показано ниже, “плато” существует в широком диапазоне параметров SN мостика. С увеличением d_S (при тех же значениях d_N и D_N/D_S) температура T^* , ширина “плато” и отношение I^*/I_{dep} уменьшаются (см. рис. 4а). Также существует минимальная критическая толщина d_S (например, она приблизительно равна $2.3\xi_c$ при $d_N = 1.5\xi_c$ и $D_N/D_S = 50$), ниже которой “плато” не существует при любой температуре. Рисунок 4б показывает, что необходимо иметь большое отношение $D_N/D_S \gtrsim 20$ для реализации режима с “плато” (в принципе оно существует и при $D_N/D_S = 15$, но в этом случае $I^* \simeq I_{\text{dep}}$, что делает непрактичным его использование). Другим способом контро-

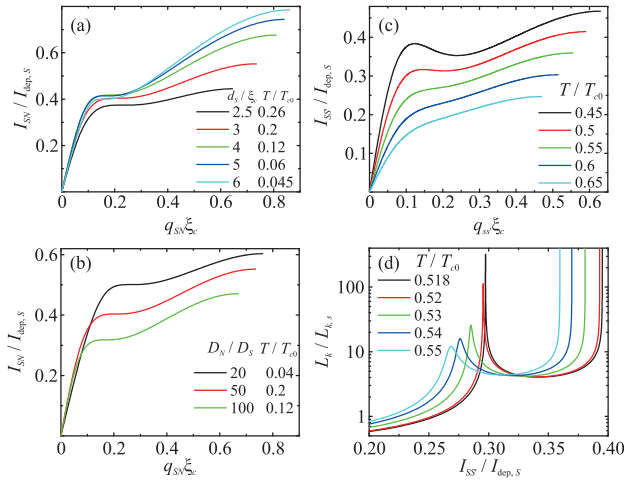


Рис. 4. (Цветной онлайн) (а) – Зависимость сверхтока от импульса при различных d_S , фиксированных $d_N = 1.5\xi_c$, $D_N/D_S = 50$ и температуре T , близкой к T^* . (б) – Зависимость $I_{SS}(q_{SN})$ при различных D_N/D_S , фиксированных $d_N = 1.5\xi_c$, $d_S = 3\xi_c$ и температуре T , близкой к T^* . (с) – Зависимость $I_{SS'}(q_{SS'})$ для SS' мостика при различных температурах и $D_{S'}/D_S = 50$, $d_N = 2\xi_c$, $d_S = 4\xi_c$, $T_{c,S'} = 0.15T_{c0}$. (д) – Зависимость кинетической индуктивности SS' мостика от тока при различных температурах, близких к T^* ($L_{k,S}$ – кинетическая индуктивность одиночного S слоя при $T = 0$)

лизовать T^* является изменение толщины N слоя и прозрачности SN интерфейса для прохождения через него электронов. Например, увеличение d_N или уменьшение прозрачности сдвигает T^* в низкие температуры, так как в этом случае наведенная в N слое сверхпроводимость становится “слабее” и необходимо уменьшить температуру, чтобы ее усилить.

“Плато” на $I(q)$ может также существовать в бислое, состоящим из двух сверхпроводников, имеющих разные критические температуры – см. рис. 4с. В этой системе также реализуется бесцелевой режим при $I < I_{\text{dep}}$ и зависимость $I_{SS'}(q_{SS'})$ чувствительна к малым изменениям температуры. Высокая чувствительность к температуре хорошо видна на рис. 4д, где показана зависимость $L_k(I_{SS'})$ при разных T вблизи T^* . С уменьшением температуры пик появляется на зависимости $L_k(I_{SS'})$, который становится резким при $T = T^*$ и $I_{SS'} = I^*$.

5. Обсуждение. Пик на зависимости $L_k(I)$ был недавно обнаружен для сверхпроводящей полоски MoN(40 нм)/Cu(40 нм) ($d_S = d_N \simeq 6\xi_c$, $T_{c0} \simeq 7.8\text{ K}$) [12]. С уменьшением температуры ширина пика уменьшалась, тогда как его высота увеличивалась, что согласуется с предсказанием, следующим из модели Узаделя. В этом эксперименте критиче-

ский ток был меньше, чем ток распаривания (наиболее вероятно из-за влияния краевых дефектов) так как не была обнаружена расходимость L_k при $I = I_c$. Толщина SN бислоя была оптимизирована для наблюдения сверхпроводимости с конечным импульсом в достаточно малых магнитных полях и узкий пик должен был появиться при $T \simeq 0.025T_{c0} \simeq 200\text{ мК}$, как следует из модели Узаделя, что значительно меньше, чем минимальная достигнутая в эксперименте температура $T = 2.7\text{ K}$.

Различные схемы детектирования одиночных микроволновых фотонов, основанные на разогреве сверхпроводника малого размера, были предложены ранее. Дизайн, схожий с изображенным на рис. 1, но с SNS джозефсоновским контактом (ДК) вместо SN мостика обсуждался в работе [9]. Авторы предложили использовать сильную температурную зависимость критического тока длинного ДК и, по их оценкам, такой прибор способен детектировать ТГц фотоны. В сверхпроводящем замкнутом контуре с двумя SNS контактами нагрев одного ДК фотоном приводит к импульсу напряжения (когда магнитный поток через контур близок к $\Phi_0/2$), и это является идеей другой реализации однофотонного терагерцового детектора [13]. В работе [14] была предложена более сложная схема с двумя связанными сверхпроводниковыми контурами (один с магнитным потоком $\sim \Phi_0/2$, другой с $\Phi = 0$) и двумя (коротким и длинным) SNS контактами. Предполагается, что микроволновой фотон поглощается в длинном контакте и это приводит к заметному изменению квазичастичного тока через туннельный контакт, присоединенного к короткому ДК – для этого прибора была предсказана способность детектировать фотоны в частотном диапазоне 10 ГГц–10 ТГц. В работе [15] изменение импеданса SN мостика, помещенного в конце сверхпроводниковой копланарной линии служит сигналом, что микроволновой фотон был поглощен там (заметим, что эта реализация не требует приложения тока к мостiku).

По сравнению с работами [9, 13, 14] наша система имеет более простой дизайн и не требует использования SNS контакта. Как и для системы из [15], возможно менять параметры SN мостика (ширину, длину, толщину N слоя) для согласования NKIS с 50 Ω микроволновым импедансом копланарной линии, при необходимости. Из-за схожести с TES возможно использовать опыт и методы, развитые для этого прибора. По сравнению с TES преимуществом NKIS является его работа в сверхпроводящем состоянии. Но более важным является то, что есть ток и темпе-

ратура, когда $dI_{SN}/dq_{SN} \rightarrow 0$ и $dq_{SN}/dI_{SN} \sim L_k \rightarrow \infty$ при $I = I^* < I_{\text{деп}}$. Данное свойство является следствием “фазового” перехода при понижении температуры от зависимости $I(q)$, имеющей один максимум, к $I(q)$, имеющей два максимума, и появления экстремума при малых q , возле которого dI/dq меняет знак.

В реальности пик на зависимости $L_k(I)$ будет уширен за счет тепловых/токовых флуктуаций, локальных вариаций толщины/ширины и материальных параметров (локальной T_c , удельного сопротивления и т.п.) SN мостика, которые также ответственны за уширение резистивного перехода в TES. Однако в отличие от резистивного перехода, где всегда $dR/dT > 0$ и зависимость $R(T)$ является обратимой для зависимости $I(q)$, при $T < T^*$ характерно наличие области с $dq/dI < 0$ возле I^* (см. рис. 1). Последнее приводит к гистерезису $L_k(I)$ при токах, близких к I^* . Если выбрать температуру немного ниже T^* , рост электронной температуры приводит к скачку L_k и $\delta\phi$, что достаточно просто заметить. Однако после охлаждения электронов SN мостик не вернется в начальное состояние, что является неудобным для детектирования следующего фотона. В этом случае флуктуации могут помочь вернуться в начальное состояние, при этом изменение $\delta\phi$ останется большим. В некотором смысле ситуация аналогична ВАХ сверхпроводящих мостиков. Обычно при $T \sim T_c$ ВАХ являются плавными и обратимыми, тогда как при $T \ll T_c$ они являются гистерезисными с резким скачком при $I = I_c$. При промежуточной температуре происходит переход от одной зависимости к другой, когда ВАХ остается еще обратимой, но с большой производной dV/dI при $I \simeq I_c$. Мы ожидаем похожего эффекта вблизи T^* , но для зависимости $q(I)$ и dq/dI возле I^* .

Хотя в работе основной акцент сделан на способности NKIS детектировать одиночные микроволновые фотоны, предложенный сенсор может работать как и TES (болометр на горячих электронах) в режиме непрерывного потока фотонов. В этом случае для нахождения изменения температуры электронов δT необходимо решить уравнение на баланс разогрева SN мостика за счет поглощенного электромагнитного излучения и его остывания вследствие взаимодействия электронов с фононами. Заметим, что для этого рода приложения нет необходимости использовать СКВИД для считывания сигнала. Как и в KID, можно использовать копланарный волновод с емкостно связанным сверхпроводником, содержащим смещенный ток SN мостик. При $I = I^*$ и температуре подложки $T = T^*$ кинетическая индуктивность SN

мостика значительно меняется при увеличении электронной температуры (см. эволюцию $L_k(I)$ с температурой на рис. 4d). Благодаря бесщелевой сверхпроводимости добротность такого резонатора должна быть мала по сравнению с KID, что означает уширение резонанса, но это можно компенсировать экстремально большим (если сравнивать с KID) изменением L_k .

Расходимость L_k при $I \rightarrow I^*$ может быть также использована в сенсорах магнитного поля и тока. Действительно, даже малое отклонение тока от I^* ведет к большому изменению L_k при температуре близкой к T^* – см. рис. 4d. Это свойство может быть использовано в параметрическом повышающем преобразователе на кинетической индуктивности (*kinetic inductance parametric up-converter*) [16] для усиления малых токов в TES вместо СКВИДа и магнетометре на кинетической индуктивности [17] для измерения экранирующих токов, вызванных магнитным полем.

Работа поддержана НЦМУ “Центр фотоники” при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ, соглашение 075-15-2022-316.

1. J. Zmuidzinas, Annu. Rev. Condens. Matter Phys. **3**, 169 (2012).
2. K. Irwin and G. Hilton, *Transition-Edge Sensors*, in: *Cryogenic Particle Detection. Topics in Applied Physics*, ed. by C. Enss, Springer, Berlin, Heidelberg (2005), v. 99, p. 63.
3. K.H. Gundlach and M. Schicke, Supercond. Sci. Technol. **13**, R171 (2000).
4. C.M. Natarajan, M.G. Tanner, and R.H. Hadfeld, Supercond. Sci. Technol. **25**, 063001 (2012).
5. F. Levy-Bertrand, T. Klein, T. Grenet, O. Dupre, A. Benoit, A. Bideaud, O. Bourrion, M. Calvo, A. Catalano, A. Gomez, J. Goupy, L. Grunhaupt, U.v. Luepke, N. Maleeva, F. Valenti, I.M. Pop, and A. Monfardini, Phys. Rev. B **99**, 094506 (2019).
6. H.G. Leduc, B. Bumble, P.K. Day, B. Ho Eom, J. Gao, S. Golwala, B.A. Mazin, S. McHugh, A. Merrill, D.C. Moore, O. Noroozian, A.D. Turner, and J. Zmuidzinas, Appl. Phys. Lett. **97**, 102509 (2010).
7. P. Szypryt, B.A. Mazin, G. Ulbricht, B. Bumble, S.R. Meeker, C. Bockstiegel, and A.B. Walter, Appl. Phys. Lett. **109**, 151102 (2016).
8. G. Coiffard, M. Daal, N. Zobrist, N. Swimmer, S. Steiger, B. Bumble and B.A. Mazin, Supercond. Sci. Technol. **33**, 07LT02 (2020).
9. F. Giazotto, T.T. Heikkila, G.P. Pepe, P. Helisto, A. Luukanen, and J.P. Pekola, Appl. Phys. Lett. **92**, 162507 (2008).
10. M. Kiviranta, J.S. Penttila, L. Gronberg, J. Hassel, A. Virtanen, and H. Seppa, Supercond. Sci. Technol. **17**, S285 (2004).

11. K. Maki, Progr. Theoret. Phys. (Kyoto) **29**, 333 (1963).
12. M. Yu. Levichev, I. Yu. Pashenkin, N.S. Gusev, and D. Yu. Vodolazov, Phys. Rev. B **108**, 094517 (2023).
13. P. Solinas, F. Giazotto, and G. P. Pepe, Phys. Rev. Appl. **10**, 024015 (2018).
14. F. Paolucci, Phys. Rev. Appl. **20**, 014003 (2023).
15. V. Lubsanov, V. Gurtovoi, A. Semenov, E. Glushkov, V. Antonov, and O. Astafiev, Supercond. Sci. Technol. **35**, 105013 (2022).
16. A. Kher, P.K. Day, B.H. Eom, J. Zmuidzinas and H. G. Leduc, J. Low Temp. Phys. **184**, 480 (2016).
17. J. Luomahaara, V. Vesterinen, L. Groenberg, and J. Hassel, Nat. Commun. **5**, 4872 (2014).