

Электронные и фононные эффекты в сверхпроводящих туннельных детекторах рентгеновского излучения

© В.А. Андрианов, В.П. Горьков, М.Г. Козин, И.Л. Ромашкина, С.А. Сергеев, В.С. Шпинель, П.Н. Дмитриев*, В.П. Кошелец*

Научно-исследовательский институт ядерной физики
Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова,
119899 Москва, Россия

* Институт радиоэлектроники Российской академии наук,
103907 Москва, Россия

E-mail: andrva@srdlan.npi.msu.su

(Поступила в Редакцию 11 декабря 1998 г.)

Сверхпроводящие туннельные переходы Nb/Al/AIO_x/Nb исследованы в качестве детекторов рентгеновского излучения. Амплитудные спектры импульсов, возникающих при облучении туннельных переходов различных размеров рентгеновским излучением ⁵⁵Mn, были получены при температуре 1.4 К. Одновременно проводился анализ временной формы импульсов. Рассмотрено влияние диффузионного движения неравновесных квазичастиц, эффектов обратного туннелирования, а также обмена 2Δ-фононами между электродами на характеристики туннельных детекторов. Показано, что фононные процессы могут вызывать изменения амплитуды, длительности и полярности сигнала.

Сверхпроводящие туннельные переходы (СТП) являются перспективными устройствами для создания детекторов рентгеновского и ультрафиолетового излучений, обладающих высоким энергетическим разрешением и низким порогом срабатывания [1]. Рекордные характеристики таких устройств связаны с существенно большим числом носителей тока (квазичастиц), возникающих в сверхпроводнике при поглощении кванта излучения по сравнению с традиционными полупроводниками. В настоящее время уже созданы прототипы детекторов, обладающие энергетическим разрешением 29 eV на рентгеновской линии с энергией 6 keV [2] при статистическом пределе 4 eV [3], и детекторы, имеющие порог срабатывания около 1 eV [4].

Получение высокого энергетического разрешения в СТП-детекторах ограничивается различными механизмами потерь неравновесных квазичастиц. Наиболее существенными являются диффузионный уход квазичастиц из области туннелирования и их гибель на границах СТП [5], захват квазичастиц в области с пониженной шириной сверхпроводящей щели, а также рекомбинация квазичастиц и уход 2Δ-фононов. Существенное влияние на работу СТП-детекторов может оказывать также эффект обратного туннелирования, т. е. возможность квазичастиц многократно туннелировать из одного электрода в другой (эффект Грея [6]). Этот эффект позволяет усилить выходной сигнал детектора, но в то же время ухудшает энергетическое разрешение [7].

В настоящей работе вопросы диффузии квазичастиц, обратного туннелирования и обмена 2Δ-фононами исследованы для СТП, имеющих простую структуру: Nb/Al/AIO_x/Nb. В данной конструкции вблизи туннельного барьера не был нанесен дополнительный слой-ловушка, используемый для увеличения эффективной вероятности туннелирования [8], что позволило исследовать указанные процессы в более простых условиях.

1. Методика эксперимента

СТП были изготовлены методом магнетронного распыления. Схема СТП приведена на рис. 1. На кремниевую подложку вначале напылялся буферный слой аморфного Al₂O₃ толщиной 90 nm, а затем трехслойная структура Nb/Al/AIO_x/Nb с толщинами слоев 240/8/2/120 nm соответственно. На одном чипе формировалось 5 СТП, имеющих различные площади туннельных барьеров: 400, 400, 1800, 6400 и 20 000 μm². Туннельные переходы имели в плане ромбическую форму с отношением диагоналей 1 : 2 или 1 : 4. Размеры верхнего электрода совпадали с размерами туннельного барьера. Размеры нижнего электрода превышали размеры туннельного барьера на 5 μm вдоль короткой диагонали, образуя пояс шириной ≈ 2 μm, не имеющий непосредственного контакта с барьером ("юбка"). Токосводящие дорожки имели вблизи СТП ширину 6 μm. Удельное нормальное сопротивление туннельного барьера равнялось 2 · 10⁻⁵ Ω · cm².

Вольт-амперные характеристики (ВАХ) СТП были измерены при температурах 1.4–4.2 К по четырехпроводной схеме. СТП с площадями 400, 1800 и 6400 μm², которые в дальнейшем будут обозначаться как образцы А, В и С соответственно, имели идентичную форму ВАХ и отличались лишь масштабом токов. СТП с площадью барьера 20 000 μm² имели слишком высокий уровень токов утечки и в дальнейшем не рассматриваются. Из ВАХ определены значения сверхпроводящей щели: для нижнего (base) электрода Δ_b = 1.33(2) meV, для верхнего (counter) — Δ_c = 1.48(2) meV. Меньшее значение Δ_b обусловлено влиянием слоя Al, прилегающего к туннельному барьеру.

Спектроскопические измерения проводились при температуре T = 1.4 К при облучении СТП рентгеновским излучением Mn 5.89 keV K_α (88%) и 6.49 keV K_β (12%),

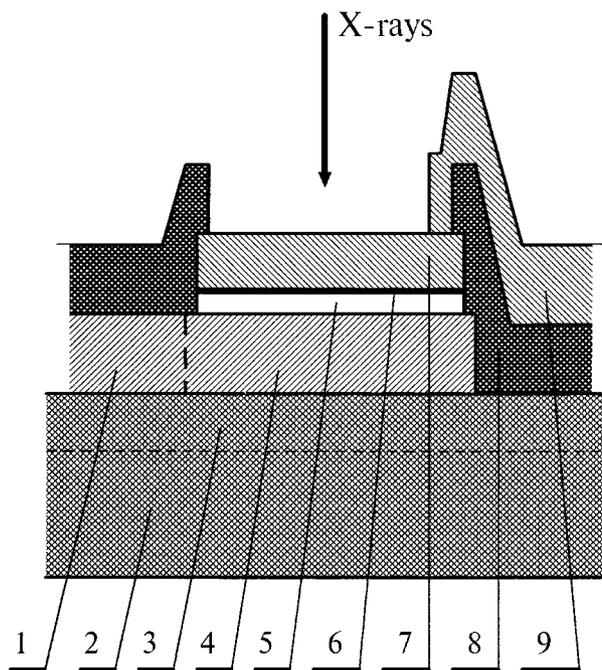


Рис. 1. Схематический разрез сверхпроводящего туннельного детектора. 1 — токоподвод к нижнему электроду; 2 — кремниевая подложка (0.5 mm); 3 — аморфный слой Al_2O_3 (90 nm); 4 — нижний Nb электрод (240 nm); 5 — слой алюминия (8 nm); 6 — туннельный барьер AlO_x (2 nm); 7 — верхний Nb электрод (120 nm); 8 — изолирующий слой SiO ; 9 — токоподвод к верхнему электроду.

сопровождающим радиоактивный распад ^{55}Fe . Для подавления джозефсоновского тока прикладывалось магнитное поле напряженностью до 200 Oe, направленное в плоскости туннельного барьера вдоль короткой диагонали ромба. В работе использовался зарядовочувствительный предусилитель, расположенный при комнатной температуре и подсоединенный к СТП посредством коаксиального кабеля. Для измерений амплитудных спектров импульсов использовался многоканальный анализатор. Одновременно с записью амплитудных спектров проводились оцифровка и запись в память компьютера временной формы импульсов с выхода предусилителя. Таким образом, каждому измерению отвечал амплитудный спектр и массив из примерно 200 файлов импульсов. Некоторые детали эксперимента приведены в [9].

2. Амплитудные спектры

На рис. 2 приведены типичные амплитудные спектры импульсов образцов A, B и C. Спектры являются суперпозицией вкладов, отвечающих поглощению квантов в верхнем и нижнем электродах СТП. Узкий пик в области малых амплитуд соответствует верхнему электроду. Широкое распределение в области больших амплитуд,

имеющее вид трапеции, отвечает поглощению в нижнем электроде. В правой части спектров наблюдается небольшая "ступенька", которая возникает благодаря поглощению линии K_β в нижнем электроде. Спектры всех образцов имеют аналогичный вид и отличаются лишь масштабом собираемого заряда.

Для характеристики спектров можно использовать величины максимальных зарядов, Q_m , отвечающих поглощению более интенсивной линии K_α . В таблице приведены значения Q_m для обоих электродов, относящиеся к спектрам, измеренным при напряжении смещения $V_b = 0.75(1)$ mV. При других значениях V_b структура спектров оставалась такой же, а максимальные заряды Q_m изменялись аналогично данным [10].

В таблице также приведены времена экспоненциального нарастания импульсов нижнего электрода τ_b , которые эквивалентны эффективным временам жизни неравновесных квазичастиц в этом электроде. Значения τ_b получены из обработки усредненных импульсов максимальной амплитуды. Импульсы верхнего электрода имеют меньшие длительности, однако их форма не описывается экспоненциальным нарастанием (см. следующий раздел). Из данных таблицы следует, что с увеличением геометрических размеров СТП происходит увеличение собираемых зарядов Q_m и времен жизни квазичастиц τ_b .

В первом приближении форма спектров может быть описана в рамках диффузионной модели [5]. Данная модель учитывает диффузионное движение неравновесных квазичастиц в электродах СТП, их гибель в объеме и на границах электродов, а также уход квазичастиц из области туннелирования в периферийные области ("юбки"). Поскольку линейные размеры электродов значительно больше их толщины, задача рассматривается как двумерная. Распространение облака неравновесных квазичастиц, образовавшихся при поглощении кванта излучения в точке с координатами $\mathbf{r} = (x_0, y_0)$, описы-

Параметры СТП-детекторов

Sample	A	B	C
$S_T, \mu\text{m}^2$	400	1800	6400
$Q_m^b, 10^4 e$	16.8(2)	30.2(4)	51.8(4)
$Q_m^c, 10^4 e$	5.5(1)	7.6(2)	9.6(2)
$\tau_b, \mu\text{s}$	0.45(1)	0.78(1)	1.36(2)
$D, \text{cm}^2/\text{s}$	1.0	2.6	3.7
$\tau_{c1}, \mu\text{s}$	0.15(2)	0.20(2)	0.33(4)
$\tau_{c2}, \mu\text{s}$	0.45(3)	0.74(3)	1.35(6)
$f, \%$	45(3)	61(1)	71(4)
$K, \%$	15	15	13

Примечание. S_T — площадь туннельного барьера; Q_m^b и Q_m^c — максимальные собираемые заряды для нижнего и верхнего электродов; D — коэффициент диффузии квазичастиц; τ_b , τ_{c1} и τ_{c2} — временные постоянные импульсов нижнего и верхнего электродов; f — вклад обратного туннелирования в сигнал верхнего электрода; K — доля квазичастиц, возникающих в нижнем электроде при поглощении фотона в верхнем электроде.

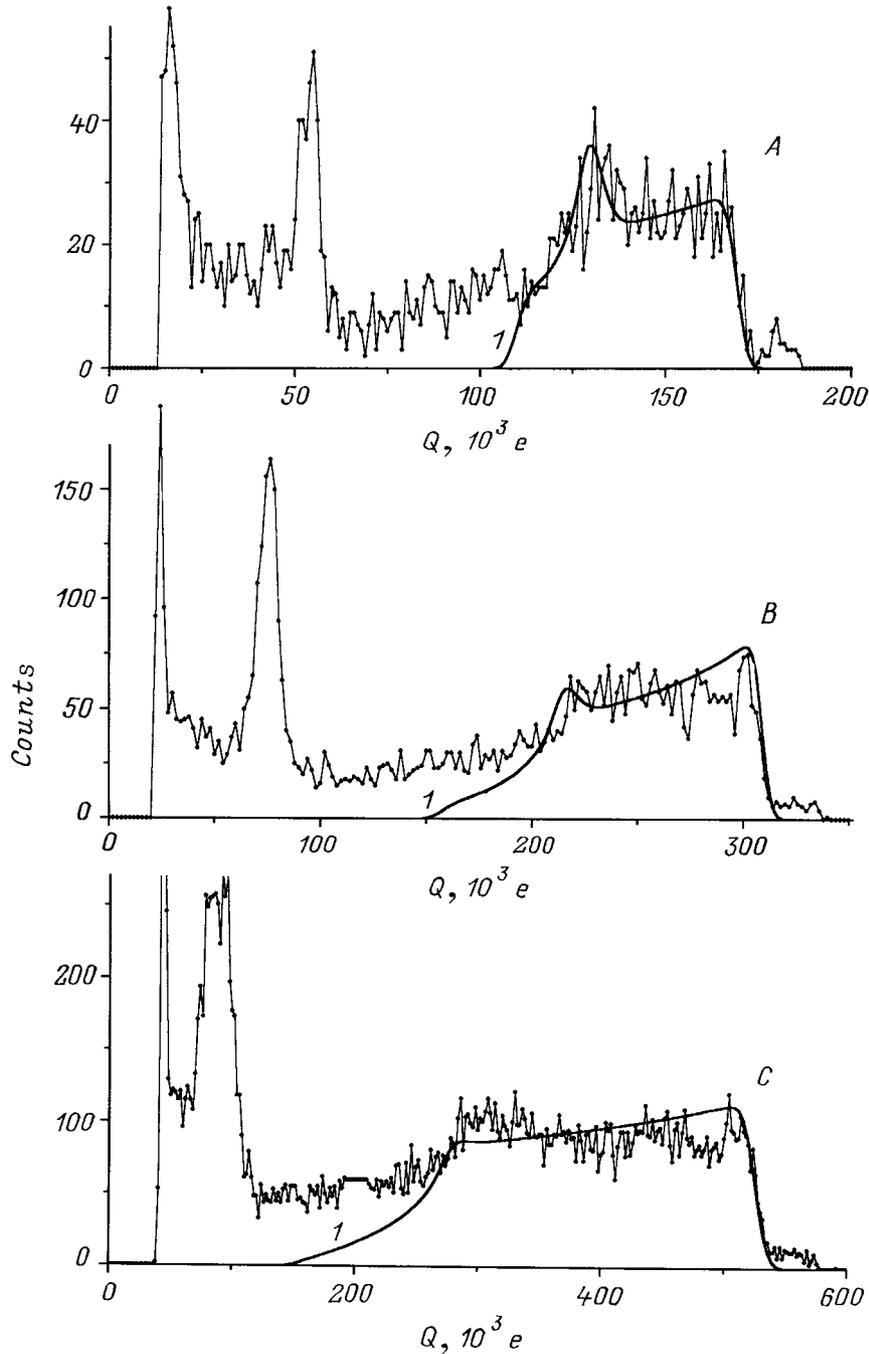


Рис. 2. Амплитудные спектры импульсов, возникающих при облучении образцов *A*, *B* и *C* источником ^{55}Fe (напряжение смещения на детекторе $V_b = 0.75\text{mV}$). *1* — расчет по диффузионной модели.

вається уравнением

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \left(\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 n}{\partial y^2} \right) - \gamma n, \quad (1)$$

где n — двумерная плотность квазичастиц; t — время; x и y — пространственные координаты; D — коэффициент диффузии; γ — эффективная скорость потерь квазичастиц. $\gamma = \tau_T^{-1} + \tau_L^{-1}$, где τ_T и τ_L — времена тун-

нелирования и гибели квазичастиц в объеме электрода соответственно.

Начальные и граничные условия имеют следующий вид:

$$n(x, y, t = 0) = N_0 \delta(x - x_0) \delta(y - y_0),$$

$$D \frac{\partial n}{\partial N} \Big|_b = -\alpha n, \quad (2)$$

где N_0 — исходное число квазичастиц, образовавшихся при поглощении кванта с энергией 6keV

($N_0 = 2.4 \cdot 10^6$ [3]), $\frac{\partial n}{\partial N}|_b$ — производная вдоль нормали к границе электрода, α — вероятность гибели квазичастиц в области границы.

Собираемый заряд дается интегралом

$$Q(x_0, y_0) = e\tau_T^{-1} \int_0^\infty dt \int_A n(x, y, t) dx dy, \quad (3)$$

где e — заряд электрона, а интегрирование ведется по площади туннельного барьера A .

В данной модели уширение спектров вызывается зависимостью величины собираемого заряда от координаты поглощения кванта излучения. Максимальные заряды Q_m соответствуют поглощению кванта в центре электрода. Результаты расчета для нижнего электрода, проведенные на основе аналитических выражений, полученных в [5] для электродов квадратной формы, изображены на рис. 2 (кривые I). Видно, что диффузионная модель удовлетворительно описывает экспериментальные данные. Полученные значения коэффициентов диффузии D приведены в таблице. Отличие спектров верхнего электрода связано с более короткой длиной диффузии, обусловленной коротким временем жизни квазичастиц в этом электроде, а также с отсутствием "юбки".

Вместе с тем простая диффузионная модель не обеспечивает согласованного количественного описания спектров верхнего и нижнего электродов, а также спектров СТП разных размеров.

3. Обратное туннелирование

Важным механизмом, влияющим на работу СТП-детекторов, является обратное туннелирование, т. е. многократное туннелирование неравновесных квазичастиц из одного электрода в другой [7,11]. Собираемый заряд в этом случае дается следующим выражением:

$$Q_1 = \frac{eN_0 \left(\frac{\tau_{d1}}{\tau_{T1}} \right) \left(1 + \frac{\tau_{d2}}{\tau_{T2}} \right)}{1 - \left(\frac{\tau_{d1}}{\tau_{T1}} \right) \left(\frac{\tau_{d2}}{\tau_{T2}} \right)}, \quad (4)$$

где τ_{T1} и τ_{T2} — времена туннелирования, τ_{d1} и τ_{d2} — эффективные времена жизни квазичастиц. Индекс 1 относится к электроду, в котором произошло поглощение кванта излучения, индекс 2 — к противоположному электроду.

Из выражения (4) следует, что вклад обратного туннелирования определяется отношением τ_{d2}/τ_{T2} . Эти величины могут быть оценены из значений максимальных зарядов Q_m : $\tau_d/\tau_T \approx Q_m/eN_0$. Для СТП, исследованных в настоящей работе, эти отношения существенно меньше 1. Кроме того, эффективные времена жизни квазичастиц в верхнем и нижнем электродах существенно различны. При этих условиях зависимость собираемого

заряда от времени дается следующим выражением:

$$Q_1(t) \cong eN_0 \left(\frac{\tau_{d1}}{\tau_{T1}} \right) \left[(1-f)(1 - \exp(-\tau_{d1}^{-1}t)) + f(1 - \exp(-\tau_{d2}^{-1}t)) \right], \quad (5)$$

где $f = \tau_{d2}/\tau_{T2}$.

Из выражения (5) следует, что в условиях обратного туннелирования фронт импульса должен описываться суперпозицией двух экспонент с временами нарастания, примерно равными эффективным временам жизни квазичастиц в электродах СТП. Для импульсов верхнего электрода вклад обратного туннелирования, f , должен составлять $\approx 7, 13$ и 22% для образцов A, B и C соответственно. Для импульсов нижнего электрода обратное туннелирование не должно превышать 3% .

С целью получения данных об эффектах обратного туннелирования форма зарегистрированных импульсов была проанализирована в соответствии с выражением (5). Для повышения точности импульсы, относящиеся к верхнему и нижнему электродам, были отобраны из экспериментального набора импульсов и затем усреднены. Для нижнего электрода отбирались импульсы, имевшие максимальную амплитуду, что отвечало поглощению квантов в центре электрода. При отборе импульсов верхнего электрода наряду с амплитудой учитывалась также более короткая длительность фронта по сравнению с импульсами нижнего электрода.

При аппроксимации импульсов методом наименьших квадратов выражение (5) было модифицировано для учета токов разрядки через сопротивления туннельного перехода и нагрузки, а также для учета влияния на сигнал дифференцирующей цепи предусилителя ($\tau_{dif} = 22 \mu s$). Варьировались следующие параметры: амплитуда импульса Q , времена τ_1 и τ_2 , вклад обратного туннелирования f . Для описания формы импульсов нижнего электрода оказалось достаточным использовать выражение с одним временем нарастания τ_b (т. е. параметр $f = 0$). Этот результат согласуется с вышеприведенными оценками о малом вкладе обратного туннелирования в сигналы нижнего электрода.

Обработка импульсов верхнего электрода показала, что для правильного описания формы необходимо учитывать вклад обратного туннелирования. На рис. 3, а приведен импульс образца B , полученный при напряжении смещения $V_b = 0.74$ mV. Сплошной линией изображен результат подгонки, штриховыми — вклады с различными временами нарастания. Полученные значения времен τ_{c1} и τ_{c2} и параметра f приведены в таблице. Отметим, что время τ_{c2} в пределах ошибок совпадает с временем τ_b , полученным из обработки импульсов нижнего электрода. Время τ_{c1} , соответствующее эффективному времени жизни квазичастиц в верхнем электроде, существенно короче, что согласуется с видом амплитудного спектра в рамках диффузионной модели.

Однако значения параметра f , описывающего вклад туннелирования из нижнего электрода, значительно превышают значения, рассчитанные по модели обратного

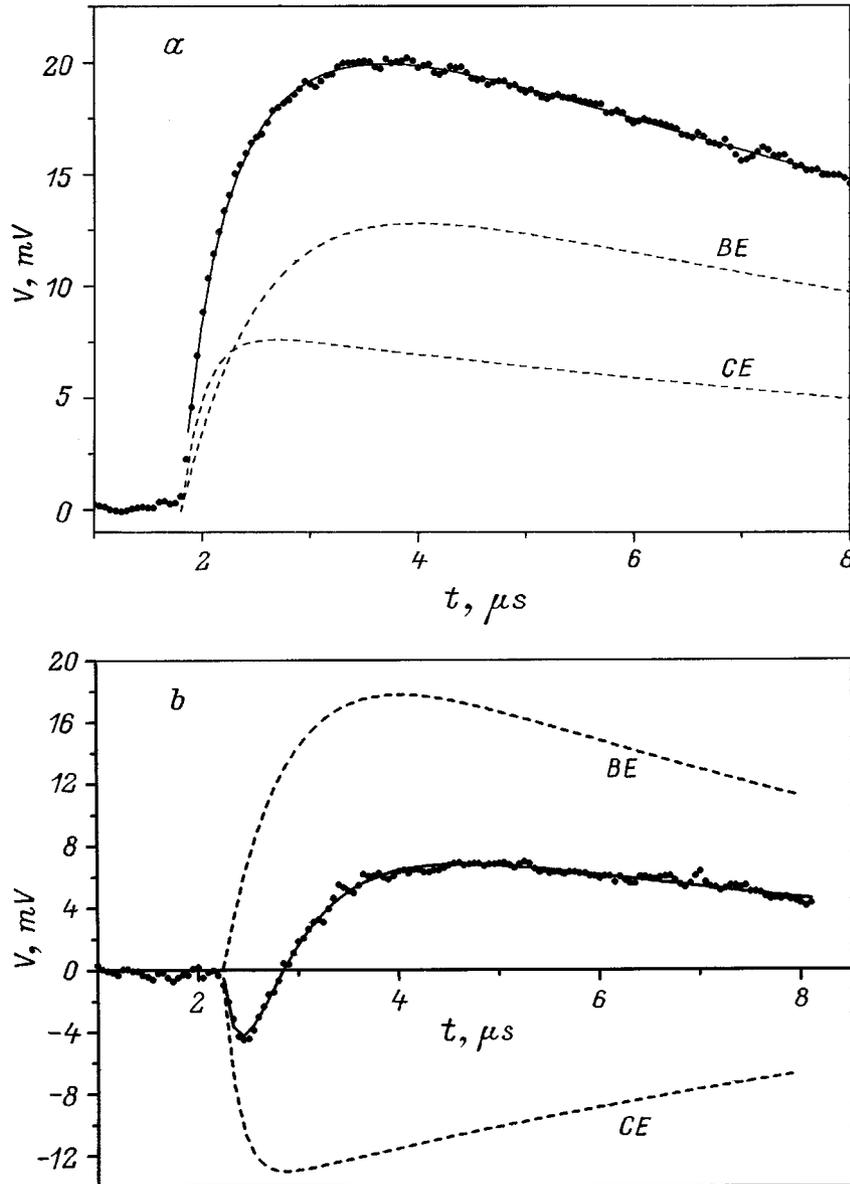


Рис. 3. Форма импульсов, возникающих при поглощении излучения в верхнем электроде. V_b, mV : $a — 0.75$, $b — 0.09$. Сплошные кривые — результат аппроксимации с учетом обратного туннелирования по формуле (5). Штриховыми линиями показаны вклады нижнего (BE) и верхнего (CE) электродов.

туннелирования (5) и изменяются от 45 до 71 % по мере увеличения площади туннельного барьера. Этот факт означает, что наряду с туннелированием квазичастиц существует еще один канал, приводящий к перераспределению неравновесных квазичастиц между электродами СТП. Не рассматривая конкретные механизмы, собираемый заряд для верхнего электрода при поглощении в нем кванта в наиболее простом виде может быть описан следующим выражением:

$$Q_c \cong eN_0 \left[(1 - K) \left(\frac{\tau_{c1}}{\tau_{T1}} \right) + K \left(\frac{\tau_b}{\tau_{T2}} \right) \right], \quad (6)$$

где K — доля квазичастиц, относящихся к нижнему электроду. Значения K были рассчитаны для всех обра-

ботанных импульсов, исходя из полученных значений параметра f ($K = fQ_m^c/Q_m^b$). Оказалось, что число квазичастиц, образующихся в нижнем электроде при поглощении излучения в верхнем, практически не зависит от размера СТП и других параметров и составляет примерно 14%.

4. Обмер 2Δ -фононами

Дополнительным процессом, приводящим к перераспределению неравновесных квазичастиц между электродами СТП, является, по-видимому, обмен 2Δ -фононами. Известно, что в сверхпроводниках между квазичастица-

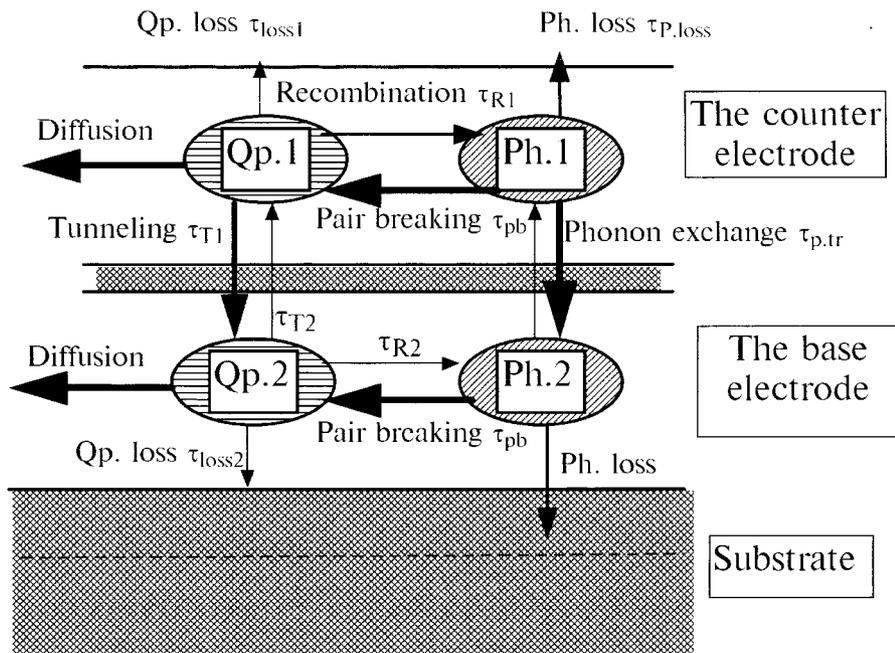


Рис. 4. Схема электронных и фононных процессов в СТП-детекторе при поглощении излучения в верхнем электроде: диффузия (diffusion), тунелирование (tunneling), рекомбинация (recombination) и другие потери (loss) квазичастиц (Qp.); разрыв куперовских пар фононами (pair breaking), обмен фононами между электродами (Ph. exchange), уход (loss) фононов в подложку. Характерные времена и роль этих процессов для каждого из электродов обсуждаются в тексте. Толщина стрелок отражает интенсивность процессов.

ми и 2Δ -фононами поддерживается динамическое равновесие [12,13]

$$\tau_R^{-1}n = 2\tau_{pb}^{-1}p \quad \text{и} \quad \tau_R^{-1} = Rn, \quad (7)$$

где n и p — плотность квазичастиц и 2Δ -фононов соответственно, τ_{pb} — время разрушения пар, τ_R — время рекомбинации квазичастиц. R — константа рекомбинации. Для Nb $\tau_{pb} = 4.17$ ps, $R = 2 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ [14].

В тепловом равновесии при $T = 1.4$ K $\tau_R \approx 1$ μ s. В этом случае число 2Δ -фононов меньше, чем квазичастиц, на 6 порядков, и они не могут оказывать заметного влияния на работу СТП-детектора. Однако при поглощении рентгеновского кванта плотность образовавшихся квазичастиц значительно превышает тепловую, поэтому рекомбинация идет преимущественно на неравновесных носителях, т.е. имеет место саморекомбинация. Оценки показывают, что в этом случае скорость рекомбинации возрастает на несколько порядков, что в соответствии с (7) вызывает увеличение плотности 2Δ -фононов.

При низких температурах ($T \ll T_C$) процессы рассеяния с понижением энергии для 2Δ -фононов ослаблены, поэтому основным механизмом потерь 2Δ -фононов является их уход в другой электрод и/или подложку. Характерное время этого процесса дается следующим выражением [15]:

$$\tau_{p,tr}^{-1} = \frac{\eta c}{4d}, \quad (8)$$

где d — толщина электрода, η — прозрачность границы раздела, c — скорость звука (в Nb $c_L = 5.1 \cdot 10^5 \text{ cm s}^{-1}$, $c_T = 2.8 \cdot 10^5 \text{ cm s}^{-1}$).

Для рассматриваемого нами случая $\tau_{p,tr} \approx 1$ ns. При повышении плотности 2Δ -фононов этот механизм может обеспечить заметное перераспределение энергии возбуждения между электродами СТП. Отметим, что после перехода во второй электрод 2Δ -фононы в силу соотношения (7) практически полностью преобразуются в квазичастицы. Схема обмена квазичастицами и 2Δ -фононами в СТП-детекторе изображена на рис. 4.

Оценим поток 2Δ -фононов из верхнего электрода в нижний для СТП, исследованных в настоящей работе. Будем считать, что плотность неравновесных квазичастиц в верхнем электроде, $n(\mathbf{r}, t)$, может быть представлена как решение диффузионного уравнения

$$n(\mathbf{r}, t) = \frac{N_0}{4\pi Dt} \exp \left[-\frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)^2}{4Dt} - \frac{t}{\tau_{c1}} \right]. \quad (9)$$

Поскольку выражение (9) быстро уменьшается со временем, пренебрежем краевыми эффектами и будем рассматривать задачу на бесконечной плоскости. Поток 2Δ -фононов из верхнего в нижний электрод в соответствии с (7)–(9) равен

$$I_{2\Delta} = \frac{N_0^2 R}{16\pi d D t} \left(\frac{\tau_{pb}}{\tau_{p,tr}} \right) \exp \left(-\frac{2t}{\tau_{c1}} \right). \quad (10)$$

Выражение (10) расходится при $t \rightarrow 0$, поэтому для получения полного числа перешедших 2Δ -фононов, $P_{2\Delta}$, интегрирование по времени следует проводить начиная с момента t_0 , когда в системе после поглощения

кванта устанавливается квазиравновесие. Окончательно получаем

$$P_{2\Delta} = \frac{N_0^2 R \tau_{pb} c \eta}{64 \pi d^2 D} \left[\ln \left(\frac{\tau_{c1}}{2t_0} \right) - 0.57 \right]. \quad (11)$$

Если принять $t_0 = 2 \text{ ns}$ [3], $D \approx 1 \text{ cm s}^{-1}$, $\tau_{c1} \approx 0.2 \mu\text{s}$, то из выражения (11) можно оценить значение коэффициента η , при котором поток 2Δ -фононов обеспечивает образование в нижнем электроде KN_0 квазичастиц. Эти оценки дают для η значение около 0.1, что представляется вполне приемлемым с учетом многослойной структуры туннельного барьера.

Влиянием фононного обмена можно объяснить ряд экспериментальных фактов относительно работы СТП-детекторов, не получивших последовательной интерпретации. В частности, известно, что в асимметричных СТП с электродами, имеющими различные сверхпроводящие щели ($\Delta_1 \neq \Delta_2$), должны наблюдаться сигналы аномальной полярности [16,17,9]. Эти сигналы возникают при поглощении квантов излучения в электроде с большей щелью при $V_b < (\Delta_1 - \Delta_2)/e$ благодаря конкуренции электронного и дырочного каналов туннелирования. Однако в работах [10,18] импульсы аномальной полярности не наблюдались. В настоящей работе появление аномальных импульсов отрицательной полярности можно было ожидать для верхнего электрода ($\Delta_c > \Delta_b$). Однако вместо этого при малых напряжениях смещения наблюдались аномальные биполярные импульсы с коротким отрицательным пробросом (см. рис. 3, б).

Согласно модели обмена 2Δ -фононами импульсы верхнего электрода образованы суммой туннельных токов из обоих электродов СТП. При этом вклад верхнего электрода составляет около 40%, а вклад нижнего электрода, обусловленный фононным обменом, — примерно 60%. При малых напряжениях $V_b < (\Delta_1 - \Delta_2)/e$ туннельный ток из нижнего электрода имеет обычную положительную полярность, а туннельный ток верхнего электрода должен иметь отрицательную полярность. В сочетании с разной длительностью токов из верхнего и нижнего электродов это должно приводить к формированию биполярного выходного сигнала.

На рис. 3, б сплошной линией изображен результат подгонки экспериментального импульса с помощью выражения (5) в предположении отрицательного вклада верхнего электрода. Варьируемые параметры — эффективные времена жизни τ_1 и τ_2 и вклад обратного туннелирования f — согласуются с данными, полученными из обработки импульсов, наблюдавшихся при больших напряжениях. По-видимому, отсутствие импульсов аномальной полярности в [10,18] также можно объяснить компенсацией сигналов от разных электродов, вызванной фононным обменом.

Фононные процессы могут также оказывать влияние на сигналы нижнего электрода. В исследованных образцах уход фононов в верхний электрод при поглощении кванта в нижнем дает малый вклад в сигнал вследствие малости отношения τ_{d2}/τ_{T2} для верхнего

электрода. Уход 2Δ -фононов в подложку требует отдельного рассмотрения. Прежде всего следует отметить, что время жизни 2Δ -фононов в диэлектрической подложке в отличие от сверхпроводника больше типичной длительности импульсного туннельного тока ($\tau_d \approx 1 \mu\text{s}$). Если подложка представляет собой монокристаллическую пластину высокой чистоты (например, кремний или сапфир), то 2Δ -фононы могут баллистически распространяться до противоположной грани [19]. В этом случае, поскольку толщина подложки обычно много больше линейных размеров электрода, обратный поток 2Δ -фононов пренебрежимо мал, и уход 2Δ -фононов в подложку является одним из каналов гибели квазичастиц. Эффективность этого канала определяется акустической прозрачностью границы.

В туннельных переходах, исследованных в настоящей работе, между кремниевой подложкой и ниобиевым электродом наносился слой аморфного Al_2O_3 толщиной 90 nm. Аналогичная прослойка обычно присутствует в конструкциях СТП-детекторов других авторов. Если акустическая прозрачность границы прослойка-подложка мала, 2Δ -фононы оказываются локализованными в прослойке, толщина которой сравнима с толщиной электродов. В этом случае существенным становится обратный поток фононов из прослойки в электрод. Этот поток может оказывать заметное влияние на эффективное время жизни и диффузию квазичастиц в нижнем электроде.

Проведенные исследования показывают, что при поглощении рентгеновского кванта в электроде туннельного детектора происходит образование электрон-фононного неравновесного состояния, которое в дальнейшем не только распространяется по объему электрода, но также перераспределяется между обоими электродами детектора.

Диффузионное распространение неравновесных квазичастиц в объеме электрода и их гибель на границах электрода является источником неоднородного уширения спектров. В исследованных СТП этот механизм определяет форму спектров нижних электродов и описывается двумерной диффузионной моделью. Гибель квазичастиц на границах вызывается захватом в ловушки, представляющие собой дефектные области с пониженным значением параметра порядка. Неоднородное уширение спектров может иметь также фононную природу, если вероятность ухода 2Δ -фононов неодинакова по поверхности электрода.

Анализ временной формы импульсов показал, что перераспределение неравновесных квазичастиц между электродами детектора происходит по двум каналам: путем туннелирования квазичастиц и посредством перехода 2Δ -фононов. В исследованных СТП фононный канал является доминирующим. Показано, что обмен 2Δ -фононами между электродами, а также между электродами и подложкой может изменять амплитуду, длительность, а также полярность наблюдаемых сигналов. Интенсивность фононных процессов зависит от акустической прозрачности границ раздела и, следовательно,

от выбора материалов и технологий. Эти вопросы необходимо учитывать при разработке новых конструкций СТП-детекторов.

В заключение авторы хотели бы полагодарить К. Мицена и О. Иваненко за полезные обсуждения фононных аспектов неравновесной сверхпроводимости.

Список литературы

- [1] N.E. Booth, D.J. Goldie. *Supercond. Sci. Technol.* **9**, 493 (1996).
- [2] C.A. Mears, S.E. Labov, M. Frank, M.A. Lindeman, L.J. Hiller, H. Netel, A.T. Barfknecht. *Nucl. Instr. Meth.* **A370**, 53 (1996).
- [3] N. Rando, A. Peacock, A. van Dordrecht, C. Foden, R. Engelhardt, B.G. Taylor, P. Gare, J. Lumley, C. Pereira. *Nucl. Instr. Meth.* **A313**, 173 (1992).
- [4] P. Verhoeve, N. Rando, A. Peacock, A. van Dordrecht, M. Bavdaz, J. Verveer, D.J. Goldie, M. Richter, G. Ulm. *Proc. 7th Int. Workshop Low Temp. Detectors (LTD-7)* / Ed. by S. Cooper. Munich (1997). P. 97.
- [5] O.J. Luiten, M.L. van den Berg, J. Gomez Rivas, M.P. Bruijn, F.B. Kiewiet, P.A.J. de Korte. *Proc. 7th Int. Workshop Low Temp. Detectors (LTD-7)* / Ed. by S. Cooper. Munich (1997). P. 25.
- [6] K.E. Gray. *Appl. Phys. Lett.* **32**, 392 (1978).
- [7] D.J. Goldie, P.L. Brink, C. Patel, N.E. Booth, G.L. Salmon. *Appl. Phys. Lett.* **64**, 3169 (1994).
- [8] N.E. Booth. *Appl. Phys. Lett.* **50**, 293 (1987).
- [9] В.А. Андрианов, М.Г. Козин, С.А. Сергеев, В.С. Шпинель, В.П. Кошелец, И.В. Абрамова. *ФНТ* **23**, *11*, 1187 (1997).
- [10] E.P. Houwman, A.A. Golubov, J.G. Gijsbertsen, J. Flokstra, H. Rogalla, J.B. le Grand, M.P. Bruijn, P.A.J. de Korte. *J. Low Temp. Phys.* **93**, 677 (1993).
- [11] O.J. Luiten, H.L. van Lieshout, F.A. Michels, P. Valko, M.P. Bruijn, F. Kiewiet, P.A.J. de Korte, D.J. Adelerhof, A.W. Hamster, C.G.S. Brons, J. Flokstra. *Nucl. Instr. Meth.* **A370**, 72 (1996).
- [12] J.B. le Grand, Ph.D. Thesis. Utrecht, the Netherlands (1994).
- [13] В.Ф. Елесин, Ю.В. Копаев. *УФН* **133**, *2*, 259 (1981).
- [14] S.B. Kaplan, C.C. Chi, D.N. Langenberg, J.J. Chang, S. Jafarey, D.J. Scalapino. *Phys. Rev.* **B14**, 4854 (1976).
- [15] S.B. Kaplan. *J. Low Temp. Phys.* **37**, 343 (1979).
- [16] M. Gutsche, P. Hettl, J. Jochum, B. Kemmather, H. Kraus. *Nucl. Instr. Meth.* **A370**, 91 (1996).
- [17] S. Lemke, J. Martin, J.B. le Grand, R. Gross, R.P. Huebener, P. Videler, N. Rando, T. Peacock, P. Verhoeve, F.A. Jansen. *Nucl. Instr. Meth.* **A370**, 119 (1996).
- [18] J.B. le Grand, M.P. Bruijn, C. Patel, P.A.J. de Korte, S. Lemke, R. Gross, R.P. Huebener. *Physica* **C279**, 85 (1997).
- [19] F. Probst, Th. Peterreins, F.V. Feilitzsch, H. Kraus. *Nucl. Instr. Meth.* **A288**, 125 (1990).