

Сверхпроводящие туннельные детекторы рентгеновского излучения. Вопросы энергетического разрешения

© В.А. Андрианов^{*¶}, В.П. Горьков^{†¶¶}, В.П. Кошелец^{‡¶¶¶}, Л.В. Филиппенко[‡]

* Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына
Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова,
119992 Москва, Россия

† Факультет вычислительной математики и кибернетики
Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова,
119992 Москва, Россия

‡ Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,
103907 Москва, Россия

(Получена 29 марта 2006 г. Принята к печати 24 мая 2006 г.)

Изучено влияние рекомбинационных и краевых потерь неравновесных квазичастиц на энергетическое разрешение сверхпроводящих туннельных детекторов. Для детекторов Ti/Nb/Al/AlO_x/Al/Nb/NbN с пассивным электродом Ti/Nb измерена зависимость сигнала от энергии рентгеновских квантов и изучена форма аппаратурных линий. Проведен анализ экспериментальных данных на основе диффузионной модели туннельных детекторов.

PACS: 29.40.Wk, 74.45.+c, 74.78.Fk

1. Введение

В настоящее время в России и за рубежом проводятся работы по созданию новых детекторов рентгеновского и оптического излучения на основе сверхпроводящих туннельных переходов (СТП) [1–3]. Эти детекторы должны обладать высоким энергетическим разрешением и низким порогом регистрации по энергии. Конструктивно СТП-детекторы состоят из двух сверхпроводящих электродов, разделенных тонким слоем изолятора. Поглощение кванта излучения в одном из электродов СТП приводит к разрыву куперовских электронных пар и возникновению неравновесных квазичастиц, туннелирование которых через изолирующий слой образует сигнал детектора.

Число возникающих квазичастиц N_0 пропорционально энергии кванта излучения E и обратно пропорционально ширине сверхпроводящей щели Δ в энергетическом спектре электрода, в котором поглощается квант. Поскольку Δ порядка миллиэлектронвольта, число образующихся квазичастиц на 3 порядка больше, чем в обычных полупроводниковых детекторах. Именно это определяет возможность существенно повысить энергетическое разрешение и снизить порог регистрации в туннельных детекторах. Ожидаемое энергетическое разрешение для детекторов с электродами из Nb составляет 4–10 эВ для рентгеновской линии 6 кэВ. К сожалению, даже в лучших детекторах, созданных к настоящему времени, энергетическое разрешение хуже теоретического предела в несколько раз.

Одной из основных причин ухудшения разрешения является зависимость сигнала детектора от координаты

поглощения кванта (неоднородное уширение). Первичное облако неравновесных квазичастиц занимает сравнительно небольшую область электрода. В дальнейшем квазичастицы посредством диффузии распространяются по объему электрода, при этом одновременно идут процессы туннелирования (что формирует сигнал детектора) и гибели квазичастиц. Под гибелью понимаются все процессы, ведущие к выбыванию квазичастиц из процесса туннелирования, а именно, захват квазичастиц в различные ловушки, обусловленные локальным уменьшением ширины сверхпроводящей щели Δ , процессы рекомбинации квазичастиц с образованием куперовских пар, а также уход квазичастиц в области контактов. Сигнал детектора пропорционален собранному заряду туннельного тока. Обычно предполагается, что основным механизмом неоднородного уширения линии является захват неравновесных квазичастиц в ловушки, которые образуются вблизи боковых границ электродов при изготовлении туннельных переходов [4,5]. В этом случае амплитуда сигнала начинает зависеть от того, насколько близко к границе произошло поглощение кванта.

Рекомбинационные потери рассматривались в ряде работ [6,7]. Рекомбинация неравновесных квазичастиц на тепловых квазичастицах пренебрежимо мала, поскольку рабочая температура детектора много ниже температуры перехода в сверхпроводящее состояние. Заметные потери может вызывать лишь собственная рекомбинация неравновесных квазичастиц в начальный интервал времени, когда их плотность достаточно велика [7]. В работе [8] указывалось, что рекомбинация может приводить к зависимости амплитуды сигнала детектора от координаты поглощения кванта. Так, при поглощении кванта вблизи границ электрода распространение облака неравновесных квазичастиц идет несколько медленнее,

¶ E-mail: andrva22@mail.ru

¶¶ E-mail: v-p-gorkov@yandex.ru

¶¶¶ E-mail: valery@hitech.cplire.ru

чем в случае поглощения кванта в центре. В результате рекомбинационные потери оказываются большими вблизи границы, что и приводит к неоднородному уширению линии детектора.

Данные работы [9] подтвердили это предположение. К сожалению, анализ был затруднен, поскольку рассматривались детекторы с двумя активными электродами, в которых имели место эффекты многократного туннелирования квазичастиц [10]. В таких детекторах квазичастицы после первого туннелирования из электрода, в котором произошло поглощение кванта, не выходят из игры, а продолжают участвовать в туннелировании уже в обратном направлении, также давая вклад в сигнал. В расчетах в этом случае необходимо учитывать рекомбинационные и краевые потери для обоих электродов, свойства которых в силу технологических причин всегда различны.

В настоящей работе рассмотрено влияние краевых и рекомбинационных потерь квазичастиц для детекторов, имеющих специальную конструкцию, когда только один электрод является активным, а свойства другого подавлены с помощью дополнительного слоя-ловушки, напыленного со стороны, противоположной туннельному барьеру (пассивный электрод). В разд. 2 описана конструкция туннельных детекторов и методика эксперимента. В разд. 3 приводятся экспериментальные спектры и рассматривается их структура; там же представлены экспериментальные данные по зависимости сигнала детектора от энергии рентгеновского кванта. В разд. 4 изложена диффузионная модель детектора, учитывающая рекомбинационные и краевые потери квазичастиц, и приведены результаты модельных расчетов. В разд. 5 и 6 зависимость сигнала детектора от энергии кванта и аппаратная форма линии анализируются на основе диффузионной модели.

Отметим, что детекторы с пассивным электродом имеют ряд потенциальных преимуществ по сравнению с детекторами с многократным туннелированием. Во-первых, ожидалось, что данная конструкция позволит избежать удвоения линий, типичного для СТП-детекторов с двумя активными электродами. Во-вторых, благодаря относительно малой длине диффузии должен быть ослаблен вклад граничных областей в аппаратную форму линии [11].

2. Методика эксперимента

Исследуемые образцы детекторов были изготовлены методом магнетронного распыления в Институте радиотехники и электроники РАН. Детекторы имели многослойную структуру Ti/Nb(1)/Al(1)/AlO_x/Al(2)/Nb(2)/NbN. Схема детектора совместно с энергетической структурой уровней квазичастиц приведена на рис. 1. Нижний электрод, который предполагался пассивным, состоял из 3 слоев, последовательно напыленных на кремниевую подложку: 30 нм титана, 100 нм

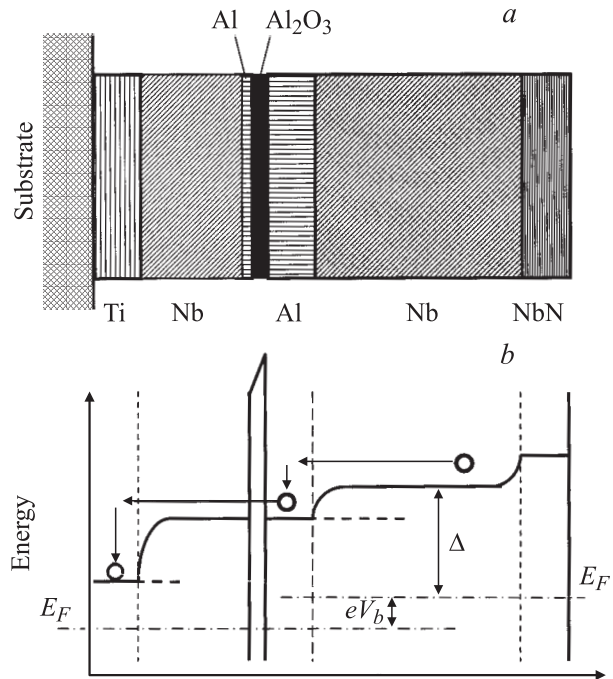


Рис. 1. Структура туннельного детектора Ti/Nb/Al/AlO_x/Al/Nb/NbN. *a* — пространственное расположение слоев; *b* — структура энергетических уровней квазичастиц. E_F — энергия Ферми, Δ — сверхпроводящая щель, V_b — напряжение смещения, e — заряд электрона; стрелками проказана схема движения квазичастиц.

ниобия — Nb(1) и 8 нм алюминия — Al(1). При окислении алюминия образовывался барьерный слой Al₂O₃ толщиной 1–2 нм. Сверхпроводящая щель вблизи туннельного барьера определялась слоем Nb(1) и составляла ~ 1.4 мэВ. В слое титана происходило заметное уменьшение сверхпроводящей щели. Величина щели определялась низкой температурой перехода в сверхпроводящее состояние титана ($T_c \approx 0.3$ К) и эффектом близости соседнего слоя Nb(1) [12]. В результате слой Ti играл роль ловушки для квазичастиц и препятствовал их туннелированию из нижнего электрода.

Верхний активный электрод напылялся на Al₂O₃ и также состоял из 3 слоев: Al(2) — 13 нм, Nb(2) — 150 нм и NbN — 30 нм. Основным поглощающим слоем являлся слой Nb(2) со сверхпроводящей щелью $\Delta \approx 1.4$ мэВ. Слой Al(2) с меньшей щелью служил ловушкой для квазичастиц. Этот слой обеспечивал концентрацию квазичастиц вблизи туннельного барьера и увеличивал скорость туннелирования [13]. Слой NbN имел большую щель (температура перехода в сверхпроводящее состояние $T_c \approx 12$ К) и играл роль отражателя квазичастиц от внешней поверхности электрода.

Таким образом, электроды туннельного детектора имели существенно различные свойства. В верхнем электроде неравновесные квазичастицы имели высокую вероятность туннелирования и малые вероятности потерь. В результате большинство квазичастиц, образу-

шихся в этом электроде, туннелировали через барьер и формировали сигнал детектора. В нижнем электроде неравновесные квазичастицы захватывались титановым слоем-ловушкой и не могли участвовать в туннелировании. В результате поглощение кванта излучения в нижнем электроде не должно было приводить к образованию сигнала детектора. Отметим также, что в детекторах с пассивным электродом должны отсутствовать эффекты многократного туннелирования квазичастиц [10].

Туннельные детекторы имели в плоскости слоев форму ромба с отношением диагоналей 2:1. На одном чипе размещалось 5 детекторов, имеющих различные площади туннельных барьеров: 400, 400, 1800, 6400 и 20 000 мкм². Для формирования отдельных детекторов использовались методы фотолитографии и химического травления. Размеры нижнего электрода превышали размеры верхнего на ~ 2 мкм. Токопроводящие дорожки изготавливались из Nb и имели ширину 5–10 мкм. Более подробно методика изготовления туннельных детекторов приведена в [7,14,15].

Вольт-амперные характеристики (ВАХ) СТП-детекторов были измерены при температурах $T = 4.2\text{--}1.35$ К. При $T = 4.2$ К ВАХ детекторов всех размеров имели идентичную форму и отличались лишь масштабом по оси токов. Удельное сопротивление туннельного барьера составляло ~ 3.3 мкОм·см². Сверхпроводящая щель для верхнего электрода вблизи барьера равна $\Delta_t = 0.94$ мэВ и для нижнего электрода $\Delta_b = 1.32$ мэВ.

Облучение туннельных детекторов проводилось радиоактивным источником ⁵⁷Co. Источник ⁵⁷Co имел 5 линий: 6.4 кэВ ($Fe K_\alpha$) и 7.04 кэВ ($Fe K_\beta$), а также линии 14.4, 122 и 136 кэВ. Вероятности поглощения излучения в верхнем электроде составляли 3.7, 3.1 и 0.42% для квантов с энергиями 6.4, 7.04 и 14.4 кэВ соответственно. Более жесткое излучение в электродах детекторов практически не поглощалось.

Регистрация амплитудных спектров проводилась при температуре $T \approx 1.35$ К. Для подавления джозефсоновского тока прикладывалось магнитное поле напряженностью до 200 Э, направленное параллельно плоскости туннельного барьера вдоль короткой оси ромба. В эксперименте использовался зарядово-чувствительный преусилитель, сигнал которого был пропорционален заряду, перенесенному туннельным током. Экспериментальные данные представлены в [16,17].

3. Амплитудные спектры туннельных детекторов

На рис. 2, *a* приведен амплитудный спектр, полученный при облучении туннельного детектора площадью 6400 мкм² квантами от источника ⁵⁷Co. Две четко выраженные линии соответствуют поглощению рентгеновских квантов 6.4 кэВ ($Fe K_\alpha$) и 7.04 кэВ ($Fe K_\beta$) в верхнем электроде детектора. Ширина линии 6.4 кэВ ($Fe K_\alpha$) равна ~ 115 эВ, при этом вклад электронных шумов 75 эВ.

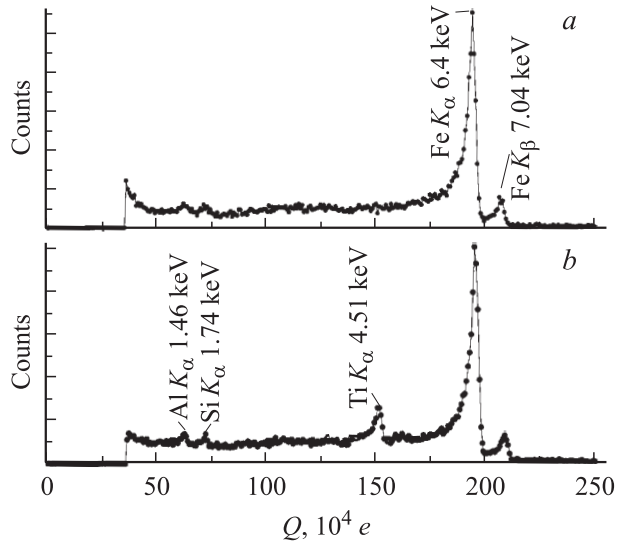


Рис. 2. Амплитудные спектры СТП-детектора площадью 6400 мкм². Q — заряд, перенесенный туннельным током. *a* — источник ⁵⁷Co; *b* — источник ⁵⁷Co с дополнительным Ti-экраном.

Собственное энергетическое разрешение детектора составляет ~ 90 эВ, что заметно лучше по сравнению с полупроводниковыми Si- и Ge-детекторами. Однако полученное разрешение много хуже значений, ожидаемых для СТП-детекторов данного типа $\Delta E_{Th} \approx 5$ эВ. Отметим также, что экспериментальная линия имеет асимметричную форму с крутым правым краем и затянутым спадом в сторону меньших энергий. Такой вид линии типичен для уширения, вызванного зависимостью сигнала от координаты поглощения кванта [5].

В полученном спектре отсутствует четкая линия, которую можно было бы приписать квантам с энергией 14.4 кэВ. Вместо нее наблюдается непрерывный спектр, простирающийся от нулевых значений до амплитуд, превышающих значения рентгеновских линий 6.4 и 7.04 кэВ. Такой вид спектра связан с неполным поглощением энергии квантов в электродах детектора. Действительно, поглощение квантов с энергиями от 2 до 19 кэВ идет преимущественно за счет фотоэффекта на *L*-оболочке атомов Nb и сопровождается вылетом фотоэлектронов и последующих оже-электронов. Для квантов с энергией 14.4 кэВ первичный фотоэлектрон имеет энергию ~ 11.7 кэВ и длину пробега ~ 550 нм, что в несколько раз больше толщины электрода (193 нм). За счет многократного рассеяния фотоэлектрон имеет практически 100%-ю вероятность выхода за пределы электрода. В результате пик полного поглощения практически отсутствует, а непрерывный спектр сигналов соответствует частичному поглощению энергии квантов 14.4 кэВ, обусловленному выходом фотоэлектронов из детектора.

Для квантов с энергией ~ 6 кэВ первичные фотоэлектроны имеют меньшую энергию, ~ 3.2 кэВ, и длину про-

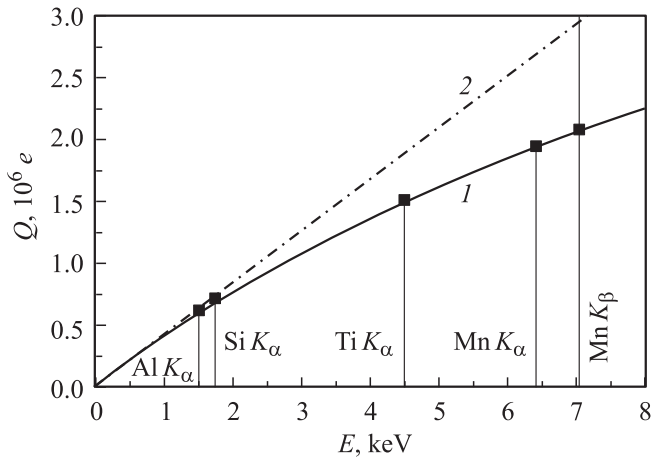


Рис. 3. Калибровка сигнала детектора по энергиям: точки — экспериментальные данные для СПД-детектора площадью 6400 мкм^2 , 1 — расчет по диффузионной модели, 2 — сигнал детектора в отсутствие рекомбинации.

бега $\sim 60 \text{ нм}$. Оже-электроны имеют энергию $\sim 2 \text{ кэВ}$ и еще меньшую длину пробега, $\sim 24 \text{ нм}$. Таким образом, пробег этих электронов меньше толщины электрода. Поэтому спектр должен состоять из пика полного поглощения, а также непрерывного спектра, отвечающего событиям, которые происходят в поверхностных слоях электродов и сопровождаются выходом фотоэлектронов. Отметим, что вклад в непрерывный спектр дают также события, в которых поглощение кванта произошло в нижнем электроде, но часть фотоэлектронов пересекла барьер и выделила энергию в верхнем электроде.

В спектрах, приведенных на рис. 2, отсутствуют сигналы, отвечающие поглощению квантов в нижнем, пассивном, электроде. Эти сигналы имеют десятикратно ослабленную амплитуду и находятся в области малых амплитуд, за нижним пределом дискриминации. Причины неполного подавления сигнала пассивного электрода частично рассмотрены в работах [11,14].

На рис. 2, *b* приведен спектр, полученный с помощью того же туннельного детектора, но при установке дополнительного экрана из Ti. Экран имел цилиндрическую форму, и его ось совпадала с линией, соединяющей источник ^{57}Co и детектор. Детектор мог регистрировать как излучение источника, так и характеристическое рентгеновское излучение Ti, возбуждаемое излучением источника. В спектре видна дополнительная линия, отвечающая линии $\text{Ti } K_\alpha$ с энергией 4.51 кэВ . Кроме того, в области малых энергий наблюдаются два слабых пика, которые можно приписать рентгеновским линиям $\text{Si } K_\alpha$ с энергией 1.74 кэВ и $\text{Al } K_\alpha$ с энергией 1.46 кэВ , которые возбуждаются излучением источника ^{57}Co в кремниевой подложке и алюминиевых слоях детектора. Таким образом, в спектре одновременно присутствует 5 рентгеновских линий, что позволяет провести калибровку сигнала детектора по энергии.

На рис. 3 представлены амплитуды сигналов детектора (точки) для различных энергий рентгеновского излучения. Наблюдается сильная нелинейность, которую естественно связать с собственной рекомбинацией неравновесных квазичастиц. Отметим, что в отличие от работ [6,18,19], в которых нелинейность отклика имела слабо выраженный характер, в детекторах с пассивным электродом нелинейные рекомбинационные эффекты проявляются в наиболее ярком виде.

4. Диффузионная модель туннельного детектора

Полученные экспериментальные данные анализировались с помощью математической модели, учитывающей диффузию квазичастиц в электродах детектора. Поскольку толщина электродов значительно меньше их размеров в двух других измерениях, задача рассматривается как двумерная. Неравновесные квазичастицы описываются функцией концентрации $u(x, y, t)$, где $\{x, y\}$ — координаты в плоскости электродов, t — время. Функция $u(x, y, t)$ удовлетворяет уравнению диффузии, в которое введен дополнительный член, учитывающий рекомбинацию квазичастиц:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = D \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) - \gamma_T u - \gamma_L u - R_{\text{ef}} u^2, \quad (1)$$

где D — коэффициент диффузии, γ_T и γ_L — скорости туннелирования и гибели квазичастиц, R_{ef} — константа рекомбинации [20].

Начальные условия описываются гауссовой функцией:

$$u(x, y, t = 0) = \frac{N_0}{\pi a_0^2} \exp \left[-\frac{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}{a_0^2} \right], \quad (2)$$

где N_0 — число квазичастиц, образовавшихся при поглощении кванта излучения с энергией E , $N_0 = E/1.75\Delta$ [21], $\{x_0, y_0\}$ — координаты точки поглощения кванта, a_0 — размер начальной области.

Краевые условия задаются в виде

$$\frac{\partial u}{\partial n} + \beta u|_\Gamma = 0 \quad (3)$$

где Γ — граница электрода, $\partial u/\partial n$ — производная вдоль внешней нормали к границе Γ , β — параметр, пропорциональный вероятности гибели квазичастиц на границе.

Сигнал детектора дается интегралом по двумерной поверхности электрода G и времени t :

$$Q(x_0, y_0) = e\gamma_T \int_0^\infty dt \iint_G u(x, y, t) dx dy, \quad (4)$$

где e — заряд электрона.

Форма аппаратурной линии детектора определяется выражением

$$s(Q) = \frac{1}{\sqrt{2\pi A\sigma_0}} \iint_G \exp\left(-\frac{[Q - Q(x_0y_0)]^2}{2\sigma_0^2}\right) dx_0 dy_0, \tag{5}$$

где A — площадь электрода; σ_0^2 — дисперсия, определяемая собственными и электронными шумами детектора [10]. Электронный шум может быть оценен из ширины генераторного пика.

Константы уравнения диффузии (1) являются средними величинами, усреднение осуществляется по энергии и по толщине электрода. В работах [12,22] было показано, что в многослойных электродах эти константы зависят от свойств материалов, которые образуют электроды, от их микроструктуры, а также от свойств интерфейсов между слоями. Поэтому расчет этих констант является достаточно сложной задачей, и полученные значения могут зависеть от технологии изготовления туннельных детекторов.

С практической точки зрения для оценки величин, входящих в уравнение диффузии (1), целесообразно использовать более простые приближенные выражения, а реальные значения пытаться получить из сравнения экспериментальных данных с расчетами. В частности, для коэффициента диффузии может быть использовано выражение вида [22]

$$D = \frac{1}{3} v_F l_f \sqrt{\frac{2k_B T}{\pi \Delta}}, \tag{6}$$

где v_F — скорость электронов на поверхности Ферми, l_f — длина свободного пробега квазичастиц, Δ — сверхпроводящая щель в близостном слое Al/Nb, k_B — постоянная Больцмана.

Принимая l_f равной размеру кристаллитов пленки Nb, $l_f \approx 5$ нм, $v_F(\text{Nb}) = 0.57 \cdot 10^8$ см/с, $T = 1.35$ К и $\Delta = 0.94$ мэВ, получим для коэффициента диффузии значение $D = 2.6$ см²/с.

Эффективное время жизни неравновесных квазичастиц $\tau_{ef} \approx (\gamma_T + \gamma_L)^{-1}$ примерно равно времени нарастания сигнала детектора, τ_{RT} . Для спектров, представленных на рис. 2, $\tau_{RT} = 0.125$ мкс. Отсюда длина диффузии неравновесных квазичастиц $\Lambda_D = \sqrt{D\tau_{ef}} = 5.6$ мкм. Таким образом, для всех детекторов, за исключением детектора с наименьшей площадью, размеры электродов в несколько раз превышают длину диффузии.

Для проведения модельных расчетов и сравнения с экспериментом диффузионное уравнение (1) с квадратичным рекомбинационным членом решалось численными методами с использованием сеточных функций [5]. При этом проводился расчет собираемого заряда $Q(x_0, y_0)$ для различных координат $\{x_0, y_0\}$ поглощения кванта излучения, а затем рассчитывалась аппаратурная линия детектора согласно (5).

Типичные зависимости собираемого заряда $Q(x_0, y_0)$ от координаты поглощения кванта приведены на

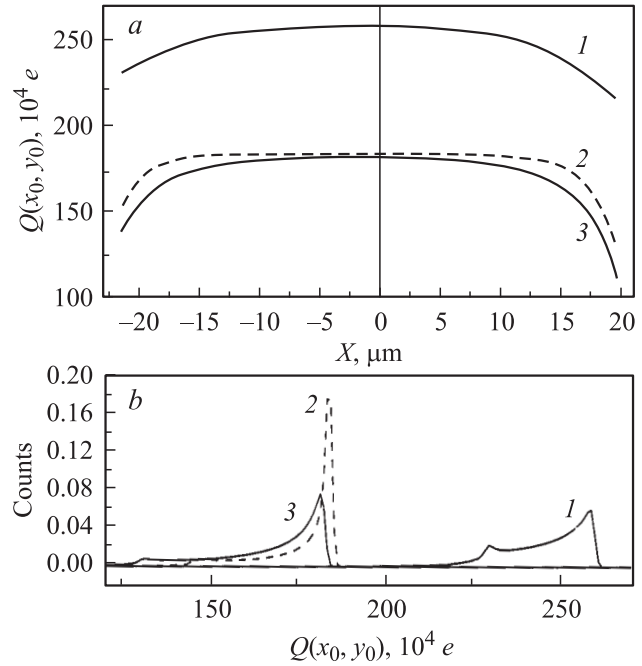


Рис. 4. *a* — зависимость сигнала СТП-детектора Q от координаты попадания кванта (расчет по диффузионной модели). Положительная полуось X — координаты $\{x_0, y_0\}$ вдоль короткой диагонали ромба, отрицательная полуось X — вдоль линии, соединяющей центр ромба с серединой боковой грани. Параметры расчета: 1 — $R_{ef} = 0$, $\beta = 0.036$ мкм⁻¹; 2 — $R_{ef}^* = 2.02 \cdot 10^{-5}$ мкм², $\beta = 0$; 3 — $R_{ef}^* = 2.02 \cdot 10^{-5}$ мкм², $\beta = 0.036$ мкм⁻¹. *b* — аппаратурные линии детектора 1, 2, 3 отвечают координатным кривым 1, 2, 3 (*a*).

рис. 4, *a*. Вдоль положительной полуоси X изображены координаты $\{x_0, y_0\}$ вдоль короткой диагонали ромба. По отрицательной полуоси X отложены координаты на отрезке, соединяющем центр ромба с серединой боковой грани. На рис. 4, *b* приведены соответствующие аппаратурные линии. Расчеты проведены для квантов с энергией 6.4 кэВ, которые регистрируются СТП-детектором с площадью 1600 мкм². Длина диффузии Λ_D равнялась 4.5 мкм, вероятность тунnelирования $P_1 = \gamma_T / (\gamma_T + \gamma_L) = 0.75$.

Кривая 1 на рис. 4, *a* соответствует случаю, когда действуют краевые потери ($\beta = 0.036$ мкм⁻¹), а рекомбинация отсутствует ($R_{ef} = 0$). При малой длине диффузии поглощения кванта в центре электрода ($x_0 = y_0 = 0$) дает собранный заряд $Q_D = N_0 P_1$. Краевые потери уменьшают заряд Q лишь в периферийных областях. Причем в углах электрода сигнал Q меньше, чем в середине граней.

Кривая 2 отвечает случаю, когда краевые потери отсутствуют ($\beta = 0$), но „включены“ рекомбинационные потери: $R_{ef}^* = 2.02 \cdot 10^{-5}$ мкм², где $R_{ef}^* = R_{ef} \tau_{ef}$. Заметное уменьшение сигнала наблюдается как в центральных, так и в периферийных областях электрода. Дополнительное ослабление сигнала Q вблизи углов и граней электрода обусловлено более медленным „рассасыва-

нием“ неравновесных квазичастиц в этих областях и соответственно более сильными рекомбинационными потерями.

Кривая 3 обусловлена совместным действием рекомбинационных и краевых потерь. Сигнал в центре ослабляется рекомбинацией, а вблизи границ как рекомендацией, так и краевыми потерями. Отметим, что, как показывают расчеты, вклады краевых и рекомбинационных потерь не являются аддитивными. Из рис. 4, *b* видно, что в этом случае происходит дополнительное уширение аппаратурной линии детектора и образование затянутого „хвоста“ в область малых амплитуд. Именно этот случай соответствует экспериментальным данным, представленным в настоящей работе.

5. Зависимость сигнала СТП-детектора от энергии кванта излучения

Диффузионная модель с рекомбинационным членом была использована для анализа зависимости сигнала детектора от энергии поглощенного кванта. Экспериментальные данные (точки на рис. 3) отвечают поглощению квантов в центре электрода, поэтому краевые потери можно не рассматривать. В расчетах варьировались 3 параметра: вероятность туннелирования P_1 , длина диффузии Λ_D и параметр рекомбинации R_{ef}^* . Размер начальной области принимался равным $a_0 = 1$ мкм [9].

Кривая 1 на рис. 3 представляет собой результат расчета и получена путем подбора параметров, указанных выше. Касательная к расчетной кривой в точке $E = 0$ (прямая 2) определяет значение параметра $P_1 = 0.775$. В случае отсутствия рекомбинации сигнал детектора Q должен линейно зависеть от энергии кванта и изменяться вдоль этой линии:

$$Q_0(E)|_{R_{ef}^*=0} = \frac{E}{1.75\Delta} P_1. \quad (7)$$

Из рис. 3 видно, что при энергиях выше 2 кэВ рекомбинационные потери вызывают заметное ослабление сигнала, которое при $E = 7$ кэВ составляет уже $\sim 30\%$. Это означает, что рекомбинация должна также приводить к заметному уширению аппаратурной линии детектора.

Параметры Λ_D и R_{ef}^* не определяются однозначно из зависимости $Q(E)$. В первом приближении рекомбинационные потери даются следующим выражением [7]:

$$\Delta Q_R \approx \frac{N_0^2 R_{ef}^*}{4\pi \Lambda_D^2} \ln \frac{\Lambda_D}{a_0}. \quad (8)$$

Из этой формулы видно, что рекомбинационное ослабление сигнала в центре электрода зависит прежде всего от отношения R_{ef}^*/Λ_D^2 , которое в данном случае равнялось $\sim 10^{-6}$.

6. Форма линии туннельных детекторов

На следующем этапе диффузионная модель была использована для анализа формы линии туннельных детекторов. В качестве экспериментальных данных были использованы более простые спектры, полученные при облучении радиоактивным источником ^{55}Fe , имеющим только 2 линии: 5.9 кэВ Mn K_α и 6.4 кэВ Mn K_β . Экспериментальные спектры содержали наряду с линиями полного поглощения энергии квантов K_α и K_β также непрерывный спектр, отвечающий выходу фотоэлектронов из поверхностных слоев (см. разд. 3). Доля этих событий не зависит от площади электродов и не описывается диффузионной моделью. В связи с этим непрерывный спектр аппроксимировался прямой линией и вычитался из суммарного спектра.

На рис. 5, *a* и *b* приведены спектры аппаратурных линий, отвечающие поглощению квантов 5.9 кэВ, для детекторов с площадями 1600 и 6400 мкм². Из рисунка видно, что при увеличении площади СТП-детектора происходит сужение линии. Такое изменение спектров обусловлено уменьшением вклада граничных областей в суммарный спектр.

В расчетах по диффузионной модели варьировались 3 параметра: длина диффузии Λ_D , параметр рекомбинации R_{ef}^* и параметр краевых потерь β . Вероятность туннелирования P_1 принималась равной значению, полученному при анализе зависимости сигнала от энергии кванта, $P_1 = 0.775$. Подбор параметров проводился таким образом, чтобы удовлетворительное описание обеспечивалось одновременно для туннельных детекторов всех размеров. Такой подход вполне обоснован, поскольку все детекторы принадлежали одному чипу, изготавливались одновременно и должны иметь одни и те же физические параметры.

Расчетные кривые, обеспечивающие лучшее описание экспериментальных данных, изображены на рис. 5 сплошными линиями. Видно, что диффузионная модель хорошо описывает все основные особенности спектров. Параметры расчета имели следующие значения: $\Lambda_D = 4.5$ мкм, $\beta = 0.036$ мкм⁻¹, $R_{ef}^* = 2.2 \cdot 10^{-5}$ мкм². Значение длины диффузии Λ_D согласуется с оценками по формуле (6). Граничный параметр β имеет значение, типичное для детекторов, изготовленных по данной технологии [23]. Отметим: наши расчеты показывают, что оба фактора, и рекомбинация, и краевые потери квазичастиц, влияют на ширину линии детектора.

Константу рекомбинации, полученную в настоящей работе, можно сравнить с данными работы [9], $R_{Top}^* = 4-5$ мкм³ · с⁻¹. В наших расчетах получена константа рекомбинации R_{ef}^* для двумерного случая, которая связана с 3-мерной константой R_3^* соотношением

$$R_3^* = R_{ef}^* d_{ef} / \tau_{ef}, \quad (9)$$

где d_{ef} — эффективная толщина близостного слоя Al/Nb, в котором происходит движение неравно-

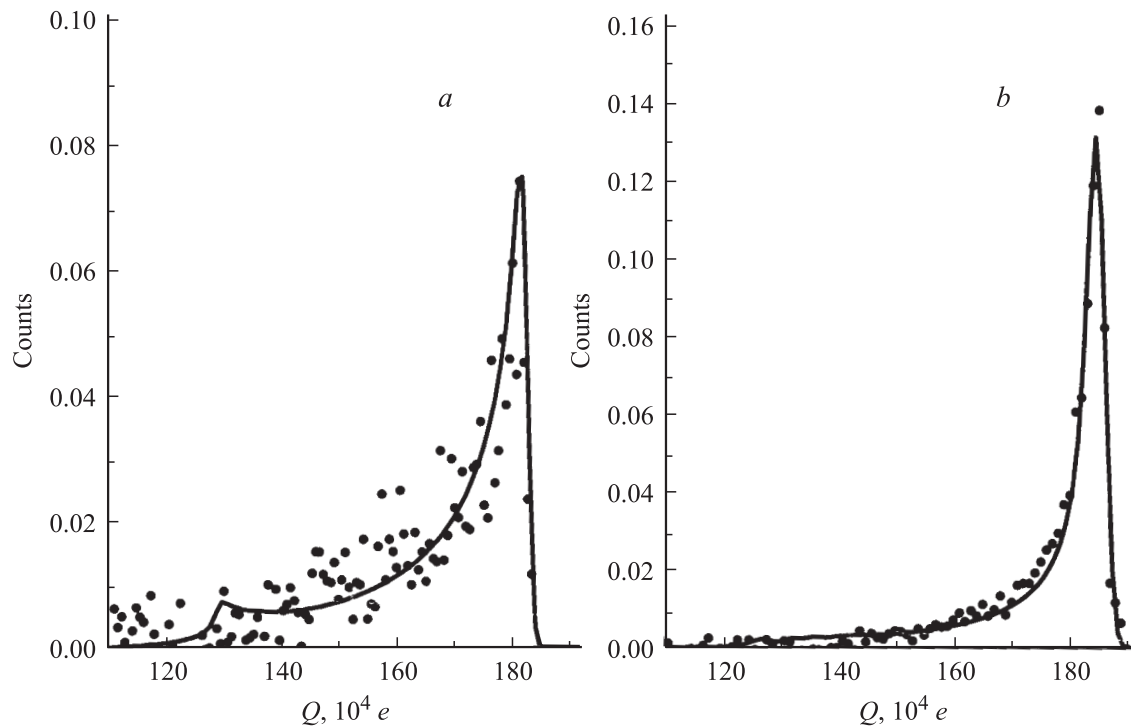


Рис. 5. Спектры СТП-детекторов для рентгеновской линии 5.9 кэВ. Площадь детектора, $\mu\text{м}^2$: *a* — 1600, *b* — 6400. Точки — экспериментальные данные, сплошные кривые — результат подгонки по диффузионной модели.

весных квазичастиц. Используя для d_{ef} значение $d_{\text{ef}} \approx d(\text{Al}) + 2\xi(\text{Nb}) \approx 43$ нм, где (Nb) — длина когерентности в пленке Nb, для константы рекомбинации получим значение $R_3^* \approx 6.9 \text{ мкм}^3 \cdot \text{с}^{-1}$, что несколько больше, чем в [9]. Однако с учетом различной технологии изготовления СТП-детекторов, различий в толщине слоев Al/Nb и их микроструктуре полученное значение R_3^* , скорее, свидетельствует о согласии параметров.

Таким образом, диффузионная модель позволяет описать форму линии СТП-детекторов и дает приемлемые значения для всех варьируемых параметров.

7. Заключение

В разработанных СТП-детекторах с пассивным электродом наиболее ярко проявляется влияние рекомбинационных и краевых потерь квазичастиц на параметры детектирования. Диффузионная модель позволяет корректно описать форму линии туннельных детекторов и рассчитать зависимость сигнала от энергии кванта излучения.

Проведенные исследования показывают, что рекомбинация квазичастиц может оказывать существенное влияние на работу туннельных детекторов. Рекомбинационные потери приводят к нелинейности сигнала детектора в зависимости от энергии поглощенного кванта, уменьшают амплитуду сигнала, а также вызывают уширение линии детектора.

Интенсивность рекомбинационных потерь определяется отношением константы рекомбинации к квадрату длины диффузии. Наиболее сильно эти эффекты проявляются в детекторах с мелкокристаллической структурой электродов, где мала скорость диффузии квазичастиц.

Вторым фактором, влияющим на эффективность рекомбинации, является скорость ухода 2Δ -фононов. В детекторах с пассивным электродом 2Δ -фононы поглощаются в слое-ловушке Ti, что ведет к ускорению рекомбинации и наиболее сильным нелинейным эффектам. В детекторах с двумя активными электродами уход 2Δ -фононов приводит к перераспределению квазичастиц между электродами детектора (фононный обмен) [7]. В этом случае рекомбинационные эффекты ослаблены.

Для уменьшения роли рекомбинационных процессов следует использовать в электродах детекторов эпитаксиальные пленки либо разрабатывать конструкции, которые позволили бы компенсировать потери квазичастиц в граничных областях электродов.

Авторы благодарят М.Г. Козина и И.Л. Ромашкину за помощь в подготовке аппаратуры и образцов.

Список литературы

- [1] N.E. Booth, D.J. Goldie. Supercond. Sci. Technol., **9**, 493 (1996).
- [2] В.С. Шпинель, В.А. Андрианов, М.Г. Козин. Изв. РАН. Сер. физ., **59** (11), 2 (1995).

- [3] *Proc. 10th Int. Workshop of Low Temperature Detectors (LTD-10)* [Nucl. Instr. Meth. A, **520** (2004)].
- [4] O.J. Luiten, M.L. Van den Berg, Gomez Rivas J. et al. *Proc. 7th Int. Workshop of Low Temperature Detectors (LTD-7)*, ed. by S. Cooper (Munich, Germany, 1997) p. 25.
- [5] В.А. Андрианов, В.П. Горьков. Прикл. математика и информатика (М., ВМиК МГУ), № 19, 5 (2004).
- [6] P. Verhoeve, N. Rando, J. Verveer, A. Peacock, A. van Dordrecht, P. Videler, M. Bavdaz, D.J. Goldie, T. Lederer, F. Scholze, G. Ulm, R. Venn. *Phys. Rev. B*, **53**, 809 (1995).
- [7] В.А. Андрианов, В.П. Горьков, М.Г. Козин, И.Л. Ромашкина, С.А. Сергеев В.С. Шпинель, П.Н. Дмитриев, В.П. Кошелец. ФТТ, **41** (7), 1168 (1999).
- [8] A.G. Kozorezov, J.K. Wigmore, R. den Hartog, D. Martin, P. Verhoeve, A. Peacock. *Phys. Rev. B*, **66**, 094 510 (2002).
- [9] R. den Hertog, A.G. Kozorezov, J.K. Wigmore, D. Martin, P. Verhoeve, A. Peacock, A. Poelaert, G. Brammertz. *Phys. Rev. B*, **66**, 094 511 (2002).
- [10] D.J. Goldie, P.L. Brink, C. Patel, N.E. Booth, G.L. Salmon. *Appl. Phys. Lett.*, **64**, 3169 (1994).
- [11] V.A. Andrianov, P.N. Dmitriev, V.P. Koshelets et al. *AIP Conf. Proc.*, **605**, 165 (2002).
- [12] A.A. Golubov, E.P. Houwman, J.G. Gijsbertsen, V.M. Krasnov, J. Flokstra, H. Rogalla, M.Yu. Kupriyanov. *Phys. Rev. B*, **51**, 1073 (1995).
- [13] N.E. Booth. *Appl. Phys. Lett.*, **50**, 293 (1987).
- [14] M.G. Kozin, I.L. Romashkina, S.A. Sergeev et al. *Nucl. Instr. Meth. A*, **520**, 250 (2004).
- [15] В.А. Андрианов, М.Г. Козин, С.А. Сергеев, В.С. Шпинель, В.П. Кошелец, И.В. Абрамова. *Физика низких температур*, **23** (11), 1187 (1997).
- [16] V.A. Andrianov, L.V. Filippenko, V.P. Koshelets, M.G. Kozin. *Abstracts of the LV National Conference of Nuclear Physics „Frontiers in Physics of Nucleus“* (St. Petersburg, 2005) p. 316.
- [17] V.A. Andrianov, M.G. Kozin, I.L. Romashkina, S.A. Sergeev, L.V. Nefedov, V.P. Koshelets, L.V. Filippenko. *Abstracts of the LV National Conference of Nuclear Physics „Frontiers in Physics of Nucleus“* (St. Petersburg, 2005) p. 329.
- [18] N. Rando, A. Peacock, A. van Dordrecht, P. Hübner, P. Videler, J. Salmi, I. Suni. *J. Appl. Phys.*, **76** (4), 2490 (1994).
- [19] S.E. Labov, L. H. Hiller, C.A. Mears et al. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **5**, 3034 (1995).
- [20] S.B. Kaplan, C.C. Chi, D.N. Langenberg, J.J. Chang, S. Jafarey, D.J. Scalapino. *Phys. Rev. B*, **14**, 4854 (1976).
- [21] N. Rando, A. Peacock, A. van Dordrecht et al. *Nucl. Instr. Meth. A*, **313**, 173 (1992).
- [22] B. Ivlev, G. Pepe, U. Scotti di Uccio. *Nucl. Instr. Meth. A*, **300**, 127 (1991).
- [23] V.A. Andrianov, V.P. Gorkov. *AIP Conf. Proc.*, **605**, 39 (2002).

Редактор Л.В. Шаронова

Superconducting tunnelling detectors of x -ray. Problems of the energy resolution

V.A. Andrianov*, V.P. Gorkov†, V.P. Koshelets‡, L.V. Filippenko‡

* D.B. Skobeltsin's „Research Physics“, Moscow Lomonosov's State University, 119992 Moscow, Russia

† Faculty of Calculation Mathematics and Cybernetics of Moscow State University, 119992 Moscow, Russia

‡ Institute for Radiothechnique and Electronics, Russian Academy of Sciences, 103907 Moscow, Russia

Abstract Studied is the influence of the recombination and the edgelosses of nonequilibrium quasi-particles on the energy resolution of superconducting tunnel detectors. For detectors Ti/Nb/Al/AIO_x/Al/Nb/NbN with a passive Ti/Nb electrode is measured the signal dependence on the energy of x -ray quanta and obtained is the shape of the apparatus lines; results obtained indicate that the process is staging.