

# Туннелирование неравновесных квазичастиц, возбуждаемых рентгеновскими квантами в несимметричном сверхпроводящем туннельном детекторе

В. А. Андрианов, М. Г. Козин, С. А. Сергеев, В. С. Шпинель

*Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобелевца  
Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова  
Россия, 119899, г. Москва, Воробьевы горы  
E-mail: andrva@srdlan.npi.msu.su*

В. П. Кошелец, И. В. Абрамова

*Институт радиоэлектроники Российской академии наук, Россия, 103907, г. Москва, ул. Моховая, 11*

Статья поступила в редакцию 11 марта 1997 г., после переработки 9 июня 1997 г.

Проведено исследование амплитудного распределения сигналов, регистрируемых несимметричным сверхпроводящим туннельным переходом Nb/Al/AlO<sub>x</sub>/Nb при облучении рентгеновскими квантами от источника <sup>55</sup>Fe. При малых напряжениях смещения обнаружены сигналы противоположной полярности, возникающие в различных электродах туннельного перехода при поглощении. Это позволило получить для каждого электрода амплитудные спектры, имеющие существенно разную форму. Изучена зависимость максимального собираемого заряда от напряжения смещения. Получены коэффициенты диффузии, эффективные времена жизни и вероятность рекомбинации квазичастиц. Обнаружено усиление сбора квазичастиц при увеличении напряженности магнитного поля.

Проведено дослідження амплітудного розподілу сигналів, які реєструються несиметричним надпровідним тунельним переходом Nb/Al/AlO<sub>x</sub>/Nb при опроміненні рентгенівськими квантами від джерела <sup>55</sup>Fe. При малих напругах зміщення виявлено сигнали протилежної полярності, які виникають в різних електродах тунельного переходу при поглинанні. Це дозволило одержати для кожного електрода амплітудні спектри, які мають суттєво різну форму. Вивчено залежність максимального збираемого заряду від напруги зміщення. Одержано коефіцієнти дифузії, ефективні часи життя і ймовірності рекомбінації квазічастинок. Виявлено підсилення збору квазічастинок при збільшенні напруженості магнітного поля.

PACS: 07.85.Fv, 29.40.-n, 74.50.+r, 85.25.Cp

Разрабатываемые в настоящее время детекторы рентгеновских и мягких  $\gamma$ -квантов на основе сверхпроводящих туннельных переходов (СТП) позволяют понизить энергетический порог регистрации и получить разрешающую способность значительно большую, чем у полупроводниковых детекторов [1,2]. Для СТП с электродами, состоящими из пленок Nb и Al, достигнуто разрешение  $R = 36$  эВ для 6 кэВ [3] при теоретическом пределе около 4 эВ. В детекторах, использующих пленки Ta для повышения эффективности поглощения

излучения, наилучшее разрешение для 6 кэВ составляет 68 эВ [4]. Однако эффективность разработанных СТП-детекторов мала вследствие малых размеров, и они пока практически не применяются. Кроме того, некоторые особенности работы СТП-детекторов затрудняют их практическое использование. В частности, поглощение излучения как в нижнем, так и в верхнем электродах СТП обычно приводит к возникновению импульсов одинаковой полярности, но разной амплитуды, что усложняет вид получаемых ам-

плитудных спектров. Для усовершенствования СТП-детекторов необходимо дальнейшее изучение физических процессов, возникающих в СТП различного типа после поглощения энергии кванта и возбуждения квазичастиц.

В настоящей работе изучался несимметричный туннельный переход  $\text{Nb}/\text{Al}/\text{AlO}_x/\text{Nb}$ . Вид вольт-амперных характеристик (ВАХ) показал, что туннельный переход имеет структуру типа  $S/I/S'$  с различной шириной сверхпроводящей щели для верхнего,  $\Delta_1$ , и нижнего,  $\Delta_2$ , электродов. Сверхпроводящий туннельный переход облучался рентгеновским излучением  $\text{Mn}$ , сопровождающим радиоактивный распад  $^{55}\text{Fe}$ . Амплитудные спектры были измерены при различных температурах в интервале 1,4–2,2 К. Изучалось влияние на форму спектров величины приложенного напряжения смещения, магнитного поля, накладываемого для подавления джозефсоновского тока и резонансов Фиске, и температуры.

При малых напряжениях смещения,  $V_d < (\Delta_2 - \Delta_1)/e$  ( $e$  — заряд электрона), обнаружены импульсы аномальной полярности, обусловленные конкуренцией электронного и дырочного каналов туннелирования неравновесных квазичастиц из электрода с большей сверхпроводящей щелью. Различная полярность импульсов от нижнего и верхнего электродов позволила разделить спектры и изучить их отдельно для каждого из электродов.

Спектры, полученные для разных электродов, существенно отличаются друг от друга. Спектры проанализированы на основе диффузионной модели, учитывающей зависимость сбора квазичастиц от координаты поглощения фотона, и в предположении существования в электродах квазичастичных ловушек.

Предварительные результаты сообщались ранее [5].

### Образцы и аппаратура

Туннельные переходы  $\text{Nb}/\text{Al}/\text{AlO}_x/\text{Nb}$  были изготовлены в Институте радиоэлектроники РАН методом магнетронного напыления на подложку из кремния толщиной  $\sim 0,4$  мм. Схема СТП приведена на рис. 1. На подложку вначале напылялся буферный слой аморфного  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , затем трехслойная структура: нижняя пленка Nb толщиной  $2000 \text{ \AA}$ , тонкий слой Al толщиной  $60 \text{ \AA}$ , на котором при окислении создавался слой изолятора  $\text{AlO}_x$  толщиной  $10\text{--}20 \text{ \AA}$  и, наконец, верхняя пленка ниобия толщиной  $1000 \text{ \AA}$ . Напыление ниобиевого токоподвода к верхнему электроду толщиной  $3500 \text{ \AA}$  увеличивало толщину верхнего

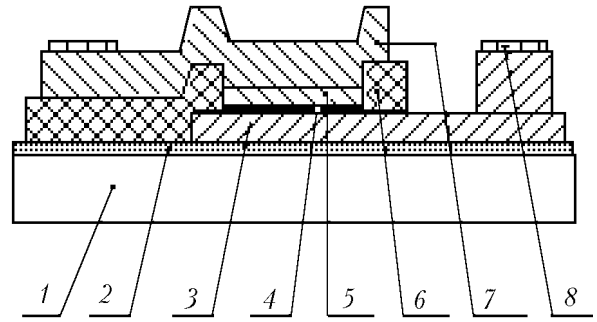


Рис. 1. Схематический разрез сверхпроводящего туннельного перехода: 1 — кремниевая подложка; 2 — слой аморфного  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ; 3 — нижний Nb-электрод и токоподвод к нему; 4 — барьерный слой  $\text{Al}/\text{AlO}_x$ ; 5 — верхний Nb-электрод; 6 — изолирующая пленка  $\text{SiO}_2$ ; 7 — токоподвод к верхнему электроду; 8 — контактные площадки  $\text{Al}/\text{Au}$ .

электрода до  $4500 \text{ \AA}$ . Формирование структуры на чипе проводилось методом фотолитографии и травления. Сверхпроводящий туннельный переход имел квадратную форму с размером изолирующего барьера  $20 \times 20$  мкм. Размеры нижнего и верхнего электродов превышали размер барьера на 20 и 10 мкм соответственно. Нормальное сопротивление СТП  $R_N$  составляло 3 Ом.

В силу особенностей технологии пленки Nb имели мелкозернистую структуру и содержали примеси аргона, в плазме которого проводилось напыление. Коэффициент остаточного сопротивления  $RRR$  пленок близок к 3.

Охлаждение СТП до температур  $4,2\text{--}1,4$  К проводилось в гелиевом криостате с откачкой паров He. Детектор облучали рентгеновским излучением  $5,89 \text{ кэВ Mn } K_\alpha$  (88%) и  $6,49 \text{ кэВ Mn } K_\beta$  (12%), сопровождающим радиоактивный распад  $^{55}\text{Fe}$ . Активность источника  $^{55}\text{Fe}$  составляла  $0,8$  мКи. Магнитное поле напряженностью до  $900 \text{ Э}$  создавалось сверхпроводящим соленоидом и было направлено вдоль плоскости туннельного барьера по его грани.

Сигналы от СТП-детектора подавались через коаксиальный кабель длиной  $\approx 1$  м на малозумящий зарядочувствительный предусилитель, работающий при комнатной температуре. Напряжение смещения на туннельный переход подавалось через нагрузочное сопротивление  $50 \text{ кОм}$ , что обеспечивало в импульсных измерениях режим, близкий к режиму постоянного напряжения. Амплитудные спектры регистрировались с помощью многоканального анализатора. Форма импульсов определялась с помощью цифрового осциллографа. Более подробное описание образцов и аппаратуры приведено в [5].

## Вольт-амперные характеристики

На рис. 2 приведена ВАХ, полученная при температуре  $T = 1,4$  К в магнитном поле  $H = 200$  Э. Джозефсоновский ток подавлен магнитным полем. Ступенька тока при напряжении  $0,5$  мВ представляет собой первую ступеньку Фиске. Гистерезис ВАХ при напряжениях меньше  $0,5$  мВ связан с локальным максимумом тока при напряжении  $V_s = 0,14$  мВ (ВАХ измерялись в режиме постоянного тока). Этот максимум обусловлен различием сверхпроводящей щели для нижнего и верхнего электродов СТП,  $V_s = (\Delta_2 - \Delta_1)/e$ . Щелевая особенность на ВАХ имеет место при напряжении  $V_g = 2,74$  мВ и соответствует сумме щелей нижнего и верхнего электродов,  $V_g = (\Delta_2 + \Delta_1)/e$ . Отсюда получаем значения  $\Delta_1 = 1,30$  мэВ и  $\Delta_2 = 1,44$  мэВ.

Уменьшение ширины сверхпроводящей щели по сравнению с массивными образцами Nb ( $\Delta_0 = 1,55$  мэВ) характерно для тонких пленок и обусловлено дефектностью Nb, а также наличием Al-прослойки в нижнем электроде. Однако при малых толщинах Al ( $\sim 50$  Å) уменьшение щели благодаря эффекту близости мало и определяющим фактором в уменьшении щели является степень дефектности пленки. Поэтому нам представляется более вероятным, что меньшее значение  $\Delta_1 = 1,30$  мэВ соответствует верхнему электроду, имеющему более дефектную мелкозернистую структуру. Такая идентификация электродов не противоречит экспериментальным данным [6] и согласуется с полученными в настоящей работе данными о временах туннелирования квазичастиц из разных электродов.

При  $T = 1,4$  К и напряжениях на переходе менее  $\sim 0,8$  мВ квазичастичный (тепловой) ток не превышает нескольких наноампер. Температурное изменение этого тока в интервале  $4,2-1,4$  К следует теоре-

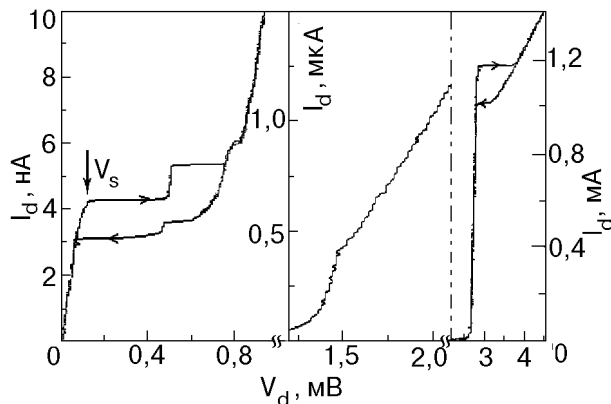


Рис. 2. Вольт-амперная характеристика СТП ( $T = 1,4$  К,  $H = 200$  Э). По оси ординат отложен ток детектора  $I_d$  в трех диапазонах изменения.

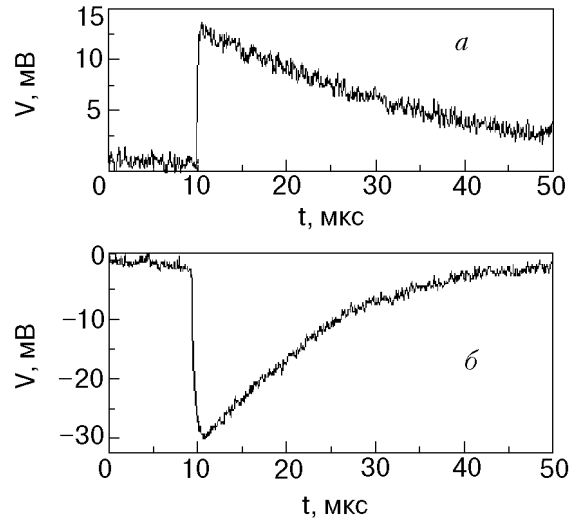


Рис. 3. Импульсы СТП-детектора после инвертирующего зарядовочувствительного предусилителя при  $V_d < V_s$ : нормальной полярности,  $\tau_f \approx 0,3$  мкс (а); аномальной полярности,  $\tau_f \approx 0,8$  мкс (б).

тической зависимости  $I_d \sim \sqrt{T} \exp(-\Delta/kT)$  [7] с  $\Delta = 1,34$  мэВ, что свидетельствует о малости токов утечки при  $T \geq 1,4$  К и о высоком качестве туннельного барьера. При напряжениях свыше  $\sim 0,8$  мВ наблюдается резкое усиление квазичастичного тока (см. рис. 2), что отмечено также в ряде работ [8,9] и объяснялось процессами двухчастичного туннелирования.

## Детектирование рентгеновского излучения

Обычно поглощение излучения в СТП вызывает появление импульсов, полярность которых определяется знаком приложенного напряжения и соответствует усилению квазичастичного тока. Однако при малых напряжениях смещения ( $V_d < V_s = \Delta_2 - \Delta_1$ ) наряду с импульсами обычной полярности нами были обнаружены также аномальные импульсы, имеющие обратную полярность. При  $V_d > V_s$  импульсы аномальной полярности не наблюдались. Осциллограммы нормальных и аномальных импульсов приведены на рис. 3. Длительности фронтов импульсов,  $\tau_f$ , существенно различаются и составляют примерно  $0,3$  мкс для нормальных и  $0,8$  мкс для аномальных импульсов.

На рис. 4 изображены амплитудные спектры импульсов, полученные с источником  $^{55}\text{Fe}$  при  $T = 1,4$  К в магнитном поле  $H = 175$  Э при различных напряжениях  $V_d$  на туннельном переходе. Амплитуды импульсов пронормированы в единицах собираемого заряда. Уровень электронных шумов всей схемы, включая шумы СТП, опреде-

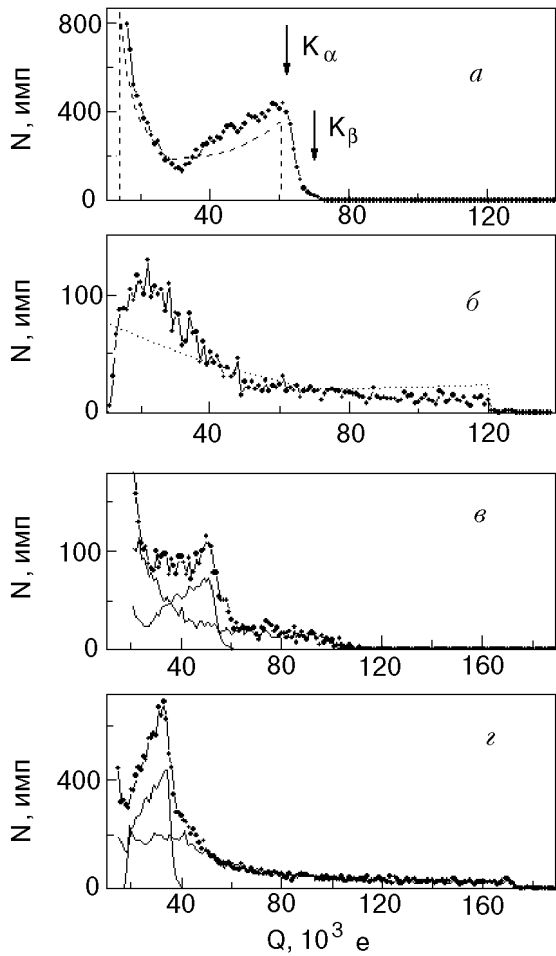


Рис. 4. Амплитудные спектры импульсов при различных напряжениях на СТП  $V_d$ , мВ: 0,12, импульсы нормальной полярности (а); 0,07, импульсы аномальной полярности (б); 0,23 (в); 0,75 (г). Пунктир — результаты расчета по диффузионной модели. Тонкие линии — разложение на спектры от верхнего и нижнего электродов.

ленный с помощью генератора калибровочных импульсов, не превышал  $5 \cdot 10^3 e$ .

На рис. 4, а, б приведены амплитудные спектры нормальных и аномальных импульсов, измеренные при напряжении на переходе  $V_d < V_s$ . Спектр импульсов нормальной полярности (рис. 4, а) состоит из пика, размытого в сторону малых амплитуд, и небольшого выступа за пиком, которые соответствуют рентгеновским линиям  $K_\alpha$  и  $K_\beta$  Мп, отмеченным на рисунке стрелками. Кроме того, наблюдается крутой подъем в области малых амплитуд. Спектр аномальных импульсов (рис. 4, б) существенно отличается от предыдущего. Он содержит плато в области больших амплитуд и широкий максимум в начале спектра.

Возникновение импульсов различной полярности при  $V_d < V_s$  связано с поглощением излучения

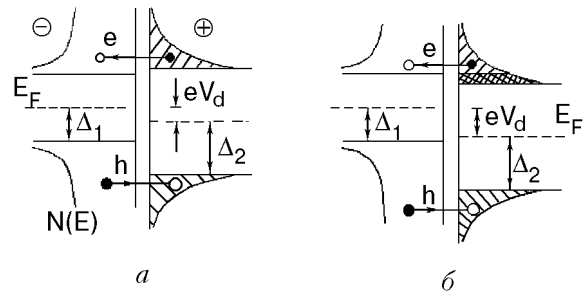


Рис. 5. Схема туннелирования неравновесных квазичастиц в несимметричном СТП. Буквами  $e$  и  $h$  обозначены электронный и дырочный каналы туннелирования. Стрелками указано направление туннелирования электронов. Двойной штриховкой отмечены состояния, заблокированные для туннелирования. Аномальные импульсы возникают при поглощении излучения в электроде с большей сверхпроводящей щелью при  $V_d < V_s = (\Delta_2 - \Delta_1)/e$ .  $E_F$  — уровень Ферми;  $\Delta$  — величина сверхпроводящей щели;  $V_d$  — напряжение смещения на детекторе.

в разных электродах несимметричного СТП. Туннелирование избыточных квазичастиц может происходить по двум каналам, электронному и дырочному, которые дают вклад противоположного знака в результирующий импульс (рис. 5). При поглощении излучения в нижнем электроде, имеющем большую сверхпроводящую щель, электронный канал при  $V_d < V_s$  вследствие различия в плотности конечных состояний преобладает, и наблюдаемые импульсы имеют аномальную полярность (рис. 5, а). При увеличении напряжения ( $V_d > V_s$ ) происходит блокировка электронного канала и основным становится дырочный канал туннелирования. В результате импульсы приобретают обычную полярность (рис. 5, б).

В случае поглощения кванта в электроде с меньшей щелью (верхний электрод) электронное туннелирование превалирует при всех напряжениях. Поэтому импульсы всегда имеют положительную полярность. При малых напряжениях ( $V_d < V_s$ ) квазичастичные состояния вблизи границы щели заблокированы для туннелирования. При увеличении напряжения от нуля до  $V_s$  блокировка постепенно снимается и туннельный ток возрастает, достигая максимума при  $V_d \approx V_s$ . При дальнейшем увеличении напряжения происходит ослабление туннельного тока вследствие уменьшения плотности конечных состояний. Таким образом, амплитуда импульсов от верхнего электрода должна иметь немонотонную зависимость от напряжения смещения.

Итак, при малых напряжениях ( $V_d < V_s$ ) амплитудные спектры нормальных импульсов (рис. 4, а) отвечают поглощению излучения в

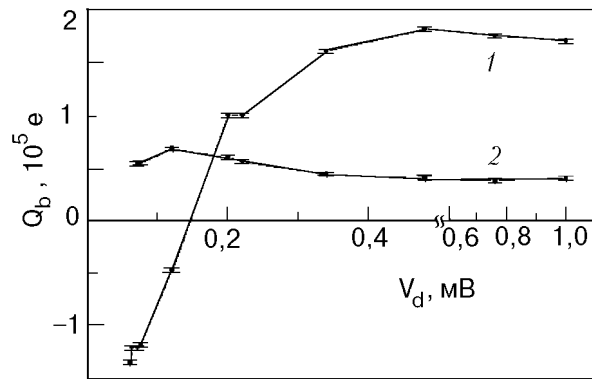


Рис. 6. Зависимости граничных значений собираемого заряда  $Q_b$  от напряжения на переходе для нижнего (1) и для верхнего (2) электродов. ( $T = 1,4$  К;  $H = 175$  Э).

верхнем электроде, имеющем меньшую сверхпроводящую щель, а спектры импульсов аномальной полярности (рис. 4,б) соответствуют нижнему электроду СТП.

При напряжениях на переходе  $V_d > V_s$  поглощение излучения в верхнем и нижнем электродах приводит к образованию импульсов одинаковой полярности, и наблюдаемые спектры представляют собой суперпозицию спектров от каждого из электродов. На рис. 4,в,г приведены типичные спектры, полученные при  $V_d > V_s$ . Острый гребень в начале амплитудных спектров соответствует верхнему электроду, а широкий максимум и плато в области больших амплитуд — нижнему. На рис. 4,в,г приведены разложения спектров, выполненные с помощью программы Phazan [10]. В разложении использовались спектры, полученные при малых напряжениях (рис. 4,а,б), масштаб которых по оси абсцисс изменялся в соответствии с изменением напряжения, при котором получен суммарный спектр.

Анализ длительности импульсов, измеренных при напряжениях больших  $V_s$ , также подтверждает приведенное разложение спектров. Импульсы с короткими ( $\sim 0,3$  мкс) фронтами имели малые амплитуды, соответствующие спектру от верхнего электрода, а амплитуды импульсов с фронтами  $\sim 0,8$  мкс соответствовали области плато на спектре, отвечающей нижнему электроду.

Полученные данные показывают, что варьирование напряжения на переходе практически не влияет на форму спектров от каждого из электродов, изменяя лишь масштаб собираемого заряда. На рис. 6 приведены зависимости верхней границы спектров  $Q_b$  от напряжения на туннельном переходе для верхнего и нижнего электродов. В соответствии со схемой туннелирования (рис. 5)

при напряжении вблизи  $V_s$  граница спектра нижнего электрода проходит через нуль (кривая 1), а  $Q_b$  верхнего электрода имеет максимум (кривая 2). Полученные данные качественно совпадают с зависимостями от напряжения вероятности туннелирования, рассчитанными в работе [11].

### Зависимость спектров от температуры и магнитного поля

Температурная зависимость амплитудных спектров была измерена в интервале 1,4–2,2 К. По мере повышения температуры происходило постепенное сжатие спектров. На рис. 7 приведены зависимости граничного заряда  $Q_b$  для нижнего и верхнего электродов (кривые 1 и 2 соответственно). Из графика видно, что уменьшение собираемого заряда наблюдается в основном для нижнего электрода, в то время как для верхнего оно становится заметным лишь при  $T > 2$  К.

Магнитное поле также оказывало существенное влияние на амплитудные спектры. На рис. 8 приведены зависимости  $Q_b$  от напряженности магнитного поля для спектров верхнего и нижнего электродов для двух исследованных образцов № 1 и № 2. Данные были получены из спектров, измеренных при  $T = 1,4$  К. Видно, что в полях больших  $\sim 100$  Э происходит линейное смещение границы спектра нижнего электрода при практически неизменной границе спектра верхнего электрода. Для второго образца в поле 900 Э сбор заряда увеличивается почти в два раза.

### Обсуждение результатов

Проведенные исследования СТП Nb/Al/AlO<sub>x</sub>/Nb показали, что несимметричные туннельные переходы при малых напряжениях смещения позволяют разделить амплитудные спектры, отвечающие поглощению квантов в разных электродах. При этом импульсы от электрода с большей шириной щели имеют аномальную полярность, не соответствующую знаку приложенного напряжения. Полученные амплитудные спектры и времена нарастания сигналов в разных электродах СТП существенно отличаются друг от друга.

Недавно импульсы аномальной полярности были независимо обнаружены при исследовании туннельных переходов с помощью сканирующего электронного микроскопа [12] и в исследованиях СТП с более сложной структурой, содержащих слой Nb, Ta и Al [13]. Несколько ранее возможность появления таких импульсов была предсказана в теоретической работе [11].

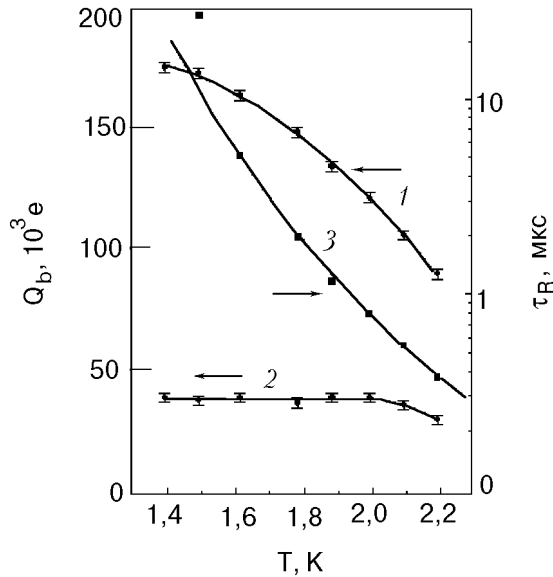


Рис. 7. Зависимости граничных значений собираемого заряда  $Q_b$  от температуры для нижнего (1) и верхнего (2) электродов ( $H = 175$  Э;  $V_d = 0,75$  мВ); температурная зависимость времени рекомбинации  $\tau_R$  (3).

Когда квант создает в электроде фотоэлектрон, возникает каскад квазичастиц и фононов, который быстро, за время порядка наносекунд, завершается созданием начального облака избыточных квазичастиц с энергией, равной или немного превышающей энергию  $\Delta$ , и неравновесных фоно-

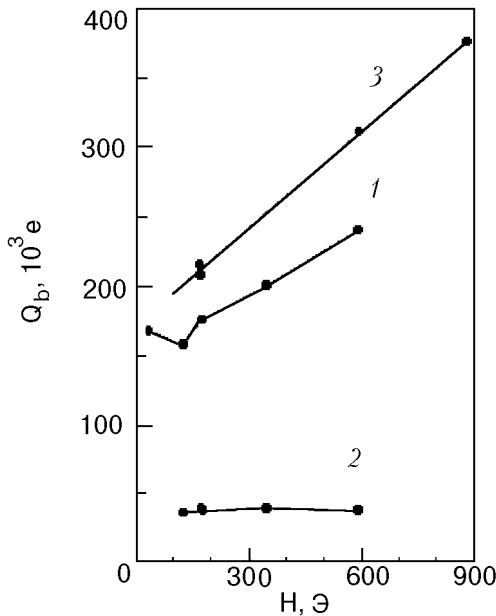


Рис. 8. Зависимости граничных значений собираемого заряда  $Q_b$  от магнитного поля: для нижнего (1), и верхнего (2) электродов; для нижнего электрода образца № 2 (3). ( $T = 1,4$  К;  $V_d = 0,75$  мВ).

нов с энергией около  $2\Delta$ . Линейные размеры этого облака должны быть порядка области, занимаемой треком первичного фотоэлектрона, в нашем случае  $\sim 500$  Å. После этого избыточные квазичастицы путем диффузии распространяются по объему электрода и одновременно идут процессы потерь, рекомбинации и туннелирования с постоянными времени  $\tau_{\text{loss}}$ ,  $\tau_R$  и  $\tau_T$  соответственно. Эти постоянные определяют эффективное время жизни квазичастиц  $\tau_d$ :

$$\tau_d^{-1} = \tau_{\text{loss}}^{-1} + \tau_R^{-1} + \tau_T^{-1}. \quad (1)$$

Экспериментально время  $\tau_d$  может быть определено из длительности фронта  $\tau_f$  импульсов зарядовосчувствительного предусилителя,  $\tau_d = \tau_f/2,2$ . Для исследованного перехода времена  $\tau_d$  равны 0,13 мкс для верхнего и 0,36 мкс для нижнего электродов.

Для оценки характерного времени туннелирования  $\tau_T$  воспользуемся выражением [14]

$$Q_b = eN_0 \frac{\tau_d}{\tau_T}, \quad (2)$$

где  $Q_b$  — верхние границы спектров при  $V_d \gg V_s$ ;  $N_0$  — число избыточных квазичастиц, образующихся в Nb при поглощении кванта с энергией 6 кэВ,  $N_0 = 2,2 \cdot 10^6$  [7].

Используя измеренные значения  $Q_{b1} = 4 \cdot 10^4 e$  для верхнего и  $Q_{b2} = 16 \cdot 10^4 e$  для нижнего электродов, получаем  $\tau_{T1} = 7$  мкс для верхнего и  $\tau_{T2} = 5$  мкс для нижнего электродов соответственно. Эти времена значительно превышают времена жизни квазичастиц в электродах СТП, полученные из эксперимента. При низких температурах ( $\leq 1,4$  К) времена рекомбинации  $\tau_R$ , как показывают наши оценки, также значительно больше  $\tau_d$ . Поэтому время жизни определяется процессами потерь, т.е. захватом квазичастиц в ловушки, уходом в подводящие провода и другими возможными процессами.

Влияние диффузии на форму наблюдаемых спектров определяется соотношением между линейными размерами электродов СТП и длиной диффузии за время жизни неравновесных квазичастиц,  $L_D = \sqrt{4D\tau_d}$ , где  $D$  — коэффициент диффузии. В нашем случае длина диффузии и размеры электродов примерно одного порядка, поэтому распределение плотности квазичастиц, а следовательно, и величина собираемого заряда зависят от координаты поглощения фотона. Неоднородность сбора заряда еще более усиливается благодаря наличию в данной конструкции СТП больших периферийных областей, не имеющих

непосредственного контакта с туннельным барьером («юбки»).

Уравнение диффузии для нашего случая имеет следующий вид:

$$\frac{\partial n(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = D \nabla^2 n(\mathbf{r}, t) - \frac{1}{\tau_d} n(\mathbf{r}, t), \quad (3)$$

где  $n(\mathbf{r}, t)$  — плотность квазичастиц как функция пространственной координаты и времени.

Поскольку длины диффузии  $L_D$  всегда много больше толщин электродов, уравнение (3) должно рассматриваться в двумерном случае.

Заряд протуннелировавших квазичастиц,  $Q$ , дается интегралом

$$Q = \frac{e}{\tau_T} \int_0^{\infty} dt \int_A n(\mathbf{r}, t) d\mathbf{r}, \quad (4)$$

где интегрирование ведется по площади туннельного барьера  $A$ .

Начальные условия задаются  $\delta$ -функцией:

$$n(\mathbf{r}, t = 0) = N_0 \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0), \quad (5)$$

где  $\mathbf{r}_0$  — координата поглощения кванта.

Граничные условия определяются вероятностью отражения квазичастиц от границ электродов и должны также учитывать возможность ухода квазичастиц в подводящие провода.

Нами было получено приближенное решение уравнения (3) в одномерном случае. Решение представлялось в виде разложения в ряд по гауссианам [15]. Варьировались коэффициент диффузии  $D$ , время туннелирования  $\tau_T$  и коэффициент отражения  $R$ , который изменялся от 1 (полное отражение квазичастиц) до  $-1$  (гибель квазичастиц на границе). Для времени  $\tau_d$  брались экспериментальные значения. Конечным результатом расчета были функции распределения собираемого заряда, которые сравнивались с экспериментальными спектрами.

Результаты расчета, изображенные на рис. 4, а, б пунктирными кривыми, дают качественное согласие с экспериментальными спектрами, за исключением области малых амплитуд в спектре на рис. 4, б. Асимметричный пик в спектре верхнего электрода (рис. 4, а) и плато в спектре нижнего электрода (рис. 4, б) соответствуют поглощению квантов в центральных областях электродов. Области спектров с малыми амплитудами импульсов отвечают поглощению в «юбках» электродов.

Согласие с экспериментом получается только при малых значениях коэффициента отражения

$R$ , что свидетельствует о гибели квазичастиц по периметрам электродов. Учитывая качественный характер используемой модели, можно также предположить гибель квазичастиц в «юбках» электродов.

Из расчетов были оценены коэффициенты диффузии: для верхнего электрода  $D \approx 1,5 \text{ см}^2/\text{с}$  ( $L_D = 9 \text{ мкм}$ ) и для нижнего  $D \approx 2,1 \text{ см}^2/\text{с}$  ( $L_D = 17 \text{ мкм}$ ). Коэффициент диффузии связан с длиной свободного пробега квазичастиц  $l_f$  следующим соотношением [16]:

$$D = \frac{1}{3} v_F l_f \left( \frac{2kT}{\pi\Delta} \right)^{1/2}, \quad (6)$$

где  $v_F$  — скорость электронов на поверхности Ферми,  $v_F = 0,57 \cdot 10^8 \text{ см/с}$  [17];  $k$  — постоянная Больцмана.

Отсюда получаем для верхнего электрода  $l_f = 34 \text{ \AA}$ , для нижнего  $l_f = 48 \text{ \AA}$ . Эти значения несколько меньше размеров кристаллитов в Nb-электродах (50–100  $\text{\AA}$ ).

Различие в форме спектров нижнего и верхнего электродов связано прежде всего с различной длиной диффузии  $L_D$ , обусловленной разным временем жизни квазичастиц  $\tau_d$ . Как указывалось ранее,  $\tau_d$  определяется процессами потерь. Наиболее вероятным механизмом потерь является захват квазичастиц в ловушки, представляющие собой области с пониженной величиной щели  $\Delta$ , не имеющие выхода к туннельному барьеру, например, на внешних поверхностях электродов. В то же время ловушки, имеющие выход к барьеру, как известно, играют положительную роль, поскольку уменьшают вероятность гибели квазичастиц и обеспечивают лучшие условия для их туннелирования [14]. Нельзя исключить, что большее время жизни в нижнем электроде связано с захватом в такие ловушки, образовавшиеся, например, в области, прилегающей к алюминиевой прослойке, или по границам зерен.

Используя измеренную зависимость граничного заряда  $Q_b$  от температуры (рис. 7), можно считать температурную зависимость времени рекомбинации  $\tau_R$ . Для этого воспользуемся для  $Q_b$  соотношением (2), а для эффективного времени жизни квазичастиц  $\tau_d$  соотношением (1), полагая, что определяющим фактором при повышении температуры является уменьшение времени рекомбинации. Рассчитанные таким образом значения  $\tau_R$  для нижнего электрода приведены на рис. 7 (точки на кривой 3). Полученные данные подтверждают экспоненциальную зависимость  $\tau_R$  от температуры [16] с  $\Delta = 1,3 \text{ мэВ}$ .

Для верхнего электрода скорость потерь квази-частиц существенно выше,  $\tau_{\text{loss}} \approx 0,13$  мкс, поэтому уменьшение граничного заряда начинается при значительно более высоких температурах, когда  $1/\tau_R$  становится сравнимой с  $1/\tau_{\text{loss}}$ .

Наиболее удивительным результатом данной работы является усиление сбора заряда при увеличении напряженности магнитного поля (рис. 8). Такое влияние магнитного поля наблюдается только для одного электрода, в то время как для другого оно незначительно. Как известно, магнитное поле проникает в поверхностные слои сверхпроводящих электродов на глубину проникновения  $\lambda$ , вызывая уменьшение энергетической щели. Можно предположить, что в нижнем электроде, где сверхпроводимость ослаблена Al-прослойкой, магнитное поле вызывает уменьшение щели, достаточное для образования ловушки, увеличивающей эффективность сбора квази-частиц. Возможность формирования магнитной ловушки рассматривалась в работе [18].

Проведенные исследования показывают, что форма амплитудных спектров СТП-детекторов в значительной степени определяется диффузионным движением избыточных квази-частиц и, в частности, соотношением длины диффузии  $L_D$  и линейных размеров электродов. Периферийные зоны ("юбки") электродов оказывают существенное влияние на форму амплитудных спектров и могут являться источниками дополнительных потерь квази-частиц. Несимметричные СТП, позволяющие разделить сигналы от разных электродов, могут быть использованы как при создании конкретных конструкций СТП-детекторов, так и в исследованиях кинетики неравновесных квази-частиц.

Авторы благодарят М. Ю. Куприянова за полезные обсуждения, Ю. Д. Зонненберга и Л. В. Нефедова за помощь в подготовке аппаратуры.

1. В. С. Шпинель, В. А. Андрианов, М. Г. Козин, *Известия РАН, сер. физическая* **59** № 11, 2 (1995).
2. G. Charden, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **370**, 279 (1996).
3. C. A. Mears, S. E. Labov, and A. T. Barfknecht, *J. Low Temp. Phys.* **93**, 561 (1993).
4. F. S. Porter, D. van Vechten, M. G. Blamire, and E. C. G. Kirk, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **5**, 3026 (1995).
5. В. А. Андрианов, М. Г. Козин, Л. В. Нефедов, И. Л. Ромашкина, С. А. Сергеев, В. С. Шпинель, *Известия РАН, сер. физическая* **60** № 11, 184 (1996).
6. A. A. Golubov, E. P. Houwman, V. M. Krasnov, J. G. Gijsbertsen, J. Flokstra, H. Rogalla, J. B. le Grand,

and P. A. J. de Korte, *J. Phys. (Paris) IV, Colloque C6, Suppl. J. Phys. (Paris) III*, 4, C6-273 (1994).

7. N. Rando, A. Peacock, A. van Dordrecht, C. Foden, R. Engelhardt, B. G. Taylor, P. Gare, J. Lumley, and C. Pereira, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **313**, 173 (1992).
8. C. L. Foden, N. Rando, A. van Dordrecht, A. Peacock, J. Lumley and C. Pereira, *Phys. Rev.* **B47**, 3316 (1993).
9. R. Christiano, L. Frunzio, R. Monaco, C. Nappi, and S. Pagano, *Rhys. Rev.* **B49**, 429 (1994).
10. V. S. Rusakov and N. I. Chistaykova, in: *Abstr. Latin American Conf. on Applications of the Mossbauer Effect*, Buenos Aires (1992), No. 7-3.
11. A. A. Golubov, E. P. Houwman, J. G. Gijsbertsen, J. Flokstra, H. Rogalla, J. B. le Grand, and P. A. J. de Korte, *Phys. Rev.* **B49**, 12953 (1994).
12. 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. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **370**, 119 (1996).
13. M. Gutche, P. Hettl, J. Jochum, B. Kemmather, and H. Kraus, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **370**, 91 (1996).
14. N. E. Booth, P. L. Brink, R. J. Gaitskell, D. J. Goldie, A. D. Hahn, G. L. Salmon, and A. M. Swift, *J. Low Temp. Phys.* **93**, 521 (1993).
15. Б. М. Будаков, А. А. Самарский, А. Н. Тихонов, *Сборник задач по математической физике*, Наука, Москва (1972).
16. B. Ivlev, G. Pepe, and U. Scotti di Uccio, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **300**, 127 (1991).
17. H. W. Weber, E. Seidl, C. Laa, E. Schachinger, M. Prohammer, A. Junod, and D. Eckert, *Phys. Rev.* **B44**, 7585 (1991).
18. E. P. Houwman, A. A. Golubov, J. G. Gijsbertsen, J. Flokstra, H. Rogalla, J. B. le Grand, M. P. Bruijn, and P. A. J. de Korte, *J. Low Temp. Phys.* **93**, 677 (1993).

### Tunnelling of nonequilibrium quasi-particles excited by x-rays in nonsymmetric tunnel detector

V. A. Andrianov, M. G. Kozin, S. A. Sergeev, V. S. Shpinel, V. P. Koshelets, and I. V. Abramova

Pulse height distribution of signals from non-symmetric superconducting Nb/Al/AIO<sub>x</sub>/Nb tunnel junction irradiated by x-rays of <sup>55</sup>Fe source was studied. At low bias voltages signals of opposite polarity originating from absorption in different electrodes of the junction were observed. This allowed us to obtain amplitude spectra for each electrode separately. The spectra had different shape. The dependence of charge output on the bias voltage was studied. The quasiparticle diffusion coefficient, effective lifetime and recombination probability were determined. An increase in the charge output with increasing magnetic field was observed.