

Энергетическое разрешение сверхпроводящих туннельных диодов при регистрации рентгеновского излучения низких энергий

В. В. САМЕДОВ

В работе получено выражение для энергетического разрешения сверхпроводящих туннельных диодов при регистрации низкоэнергетического рентгеновского излучения. Показано, что основной вклад в энергетическое разрешение вносит относительная дисперсия вероятности туннелирования квазиэлектрона из одного слоя в другой, обусловленная пространственной зависимостью вероятности взаимодействия рентгеновского кванта со слоем сверхпроводника.

The expression for energy resolution of superconducting tunnel diodes is received for low-energy X-rays. It is shown, that the basic contribution to the energy resolution is brought by relative variance of quasielectron tunneling probability from one layer to another, caused by spatial dependence of X-quantum interaction probability with the superconducting layer.

В настоящее время пристальное внимание физиков обращено к новому типу детекторов частиц низких энергий — сверхпроводящим туннельным диодам (СТД), которые представляют собой два слоя сверхпроводника, разделенных изолирующим, обычно оксидным, барьером. Этот интерес

обусловлен такими уникальными достоинствами детекторов, как высокое энергетическое разрешение и низкий энергетический порог. В настоящее время многие научные группы в различных лабораториях мира пытаются достичь наилучшего разрешения, создавая детекторы различных конструкций и

используя различные технологии изготовления СТД. Детекторы данного типа планируется использовать в нейтринной физике при исследовании процессов поглощения и рассеяния нейтрино низких энергий и процессов двойного β -распада. Широкие возможности применения данные детекторы могут найти в рентгеновской спектроскопии, рентгеновской астрономии и ядерной спектроскопии при регистрации рентгеновского излучения низкой энергии. Более подробно с перспективами применения сверхпроводящих детекторов можно ознакомиться по обзорам [1, 2].

Высокое энергетическое разрешение и низкий энергетический порог СТД заключены в самом принципе работы детектора. При взаимодействии первичной частицы с материалом детектора образуется квазиэлектронно-фонный каскад, обусловленный процессами размножения квазиэлектронов и фононов. Дело в том, что основными процессами потерь энергии квазиэлектрона в сверхпроводнике являются процесс неупругого рассеяния на куперовских парах, сопровождающийся их развалом с образованием пары квазиэлектронов, и неупругого взаимодействия квазиэлектрона с решеткой сверхпроводника, сопровождающегося образованием фононов. Фононы при взаимодействии с куперовскими парами разваливают их, образуя квазиэлектронные пары. Образовавшиеся квазиэлектроны, в свою очередь, теряют свою энергию, передавая ее фононам. В результате квазиэлектронно-фонного каскада образуются надщелевые квазиэлектроны с энергиями вблизи границы энергетической щели, не способные к дальнейшему развалу куперовских пар. Эти квазиэлектроны образуют избыточную над равновесной при данной температуре сверхпроводника плотность надщелевых квазиэлектронов. Среднее число образовавшихся неравновесных надщелевых квазиэлектронов будет пропорционально энергии первичной частицы

$$\bar{N} = 2E/\varepsilon_{\text{eff}}, \quad (1)$$

где E — энергия первичной частицы; ε_{eff} — эффективная энергия образования квазиэлектронной пары. Значение ε_{eff} больше ширины энергетической щели 2Δ вследствие образования в процессе замедления частиц фононов с энергиями недостаточными для развала куперовский пар. Избыточные квазиэлектроны диффундируют к изолирующему барьеру и туннелируют через него. Мерой энергии первичной частицы является заряд протуннелировавших квазиэлектронов. Так как ε_{eff} для сверхпроводников на три порядка меньше энергии образования электронно-дырочных пар в полупроводниках, то энергетическое разрешение детекторов данного типа должно быть значительно лучше всех существующих типов детекторов [1, 2]. В работе [1] приводится выражение для оценки энергетического разрешения сверхпроводящих туннельных диодов:

$$\Delta E/E = 2,36 \sqrt{F_n/n} = 2,36 \sqrt{F_n/(E/\varepsilon_{\text{eff}})}, \quad (2)$$

где n — среднее число квазиэлектронных пар, образующихся при регистрации частицы с энергией E , F_n — фактор Фано для квазиэлектронных пар, описывающий уменьшение флуктуаций, по сравнению с пуассоновскими, вследствие наличия корреляций в квазиэлектронно-фонном каскаде при преобразовании энергии первичной частицы в энергию надщелевых квазиэлектронных пар и фононов, обусловленных законом сохранения энергии квазичастиц в процессах неупругого рассеяния. Следует отметить, что обычно [1, 2] экспериментальные значения энергетического разрешения значительно превышают оценки, полученные с помощью формулы (2). Это связано с тем, что формула (2) учитывает только процесс образования надщелевых квазиэлектронных пар и не учитывает всех остальных процессов, происходящих в детекторе при регистрации первичной частицы. Вполне естественно возникает вопрос об учете всех остальных факторов, которые влияют на энергетическое разрешение СТД. В этой связи следует отметить работу [3], в которой была принята попытка учесть процесс туннелирования квазиэлектронов через изолирующий барьер. Используя введенные выше обозначения, формулу для энергетического

разрешения [3], можно записать следующим образом

$$\Delta E/E = 2,36 \left(1/\sqrt{\bar{N}P}\right) \left[1 - (1 - F_n)P\right]^{1/2}, \quad (3)$$

где \bar{N} — среднее число неравновесных квазиэлектронов, даваемое выражением (1); F_n — фактор Фано для квазиэлектронов, P — вероятность туннелирования квазиэлектрона через барьер. Однако и эта формула не согласуется с получаемыми экспериментальными результатами, так как в ней не учтены все остальные факторы, влияющие на энергетическое разрешение СТД.

В данной работе будет дано объяснение причин расхождения имеющихся экспериментальных результатов с расчетными и будут проанализированы факторы, ограничивающие энергетическое разрешение сверхпроводящих туннельных диодов при регистрации рентгеновского излучения низкой энергии. Так как процесс образования сигнала на выходе детектора при регистрации первичных частиц представляет собой случайный ветвящийся каскадный процесс, то для его описания наиболее адекватен формализм производящих функций распределений (ПФР), который использовался автором при рассмотрении процессов в детекторах различных типов [4—7].

Сформулируем основные положения используемой модели регистрации рентгеновского излучения спектрометром с СТД. Рентгеновский квант может провазимодействовать с различными элементами детектора: сверхпроводящими слоями, оксидным барьером, токоподводящими электродами, изолирующими слоями и подложкой. Все взаимодействия, за исключением взаимодействия рентгеновского кванта со сверхпроводящими слоями, являются фоновыми и главной задачей создателей детекторов данного типа является подавление вклада данных нежелательных событий. Чтобы уменьшить вклад фоновых событий, необходимо осуществить акустическую изоляцию сверхпроводящих слоев от остальных элементов детектора для уменьшения вклада от фононов, образованных в изолирующих слоях, подложке и т. д. По всей вероятности, именно плохая акустическая изоляция обусловила преобладание фоновых событий над полезным сигналом в работе [8]. Обычно толщина оксидного барьера пренебрежимо мала по сравнению со сверхпроводящими слоями. Однако при взаимодействии рентгеновского кванта в областях сверхпроводящих слоев, прилегающих к барьеру, потери в нем энергии квазиэлектронов должны приводить к появлению у линии «хвоста» в сторону низких энергий. То же должно происходить и при взаимодействии рентгеновского кванта с границами сверхпроводящих слоев.

Пусть рентгеновское излучение падает сверху вниз на сверхпроводящий туннельный диод. Рассмотрим взаимодействие первичного рентгеновского кванта с верхним слоем сверхпроводника. Все сказанное будет справедливо и для взаимодействия первичного рентгеновского кванта с нижним слоем. Процесс регистрации первичного рентгеновского кванта сверхпроводящим туннельным диодом включает следующие последовательные этапы:

1. Этап взаимодействия первичного рентгеновского кванта со слоем сверхпроводника с образованием фотоэлектрона. Будем рассматривать рентгеновские кванты настолько малых энергий, чтобы преобладающим взаимодействием было фотоэлектрическое поглощение, при котором вся энергия первичного рентгеновского кванта за вычетом энергии связи передается одному из электронов внутренних оболочек атома сверхпроводника. В данном случае взаимодействие первичного рентгеновского кванта с веществом можно считать локальным.

2. Этап преобразования энергии фотоэлектрона. Фотоэлектрон, взаимодействуя со сверхпроводником, образует квазиэлектронно-фонный каскад. В результате образуются надщелевые квазиэлектроны с энергиями вблизи границы щели, не способные к дальнейшему развалу куперовских пар, количество которых дается формулой (1). Разобьем объем слоя сверхпроводника V на элементы

ΔV_i ($i = \bar{1}, \bar{l}$) так, чтобы при фотопоглощении первичного рентгеновского кванта в элементе объема ΔV , все неравно-

весные квазиэлектроны образовывались в том же элементе объема. При соблюдении данных условий процесс преобразования энергии первичного рентгеновского кванта в неравновесные квазиэлектроны можно считать локальным.

Введем вероятность взаимодействия первичного рентгеновского кванта со сверхпроводящим слоем в элементе

объема ΔV_i — p_i , $\sum_{i=1}^I p_i = 1$. Таким образом, p_i опреде-

ляет также вероятность образования неравновесных квазиэлектронов в элементе объема ΔV_i .

Обозначим $f_N |s|$ — производящую функцию распределения числа неравновесных квазиэлектронов. Для упрощения модели примем предположение, что процесс образования неравновесных квазиэлектронов не зависит от элемента объема ΔV_i . Это предполагает однородность сверхпроводника и означает, что в процессе преобразования энергии фотозлектрона в любом элементе объема образуется в среднем

$\bar{n} = \bar{N} / 2$ квазиэлектронных пар, где \bar{N} — дается выражением (1). При проведении численных оценок необходимо знать входящую в (1) эффективную энергию образования квазиэлектронной пары ϵ_{eff} . Численные расчеты, проведенные в [9], дали для ϵ_{eff} значение, равное $3,4 \Delta$, а в [10] — $3,48 \Delta$, где 2Δ — ширина энергетической щели в сверхпроводнике. При определении дисперсии более корректно вводить фактор Фано не для числа рожденных квазиэлектронов, как это сделано в [3], а для числа образованных квазиэлектронных пар, как это сделано в [1], так как в результате развала куперовских пар квазиэлектроны рождаются парами, т. е.

$$\sigma_n^2 = F_n \bar{n}, \quad (4)$$

где F_n — фактор Фано для квазиэлектронных пар, используемый в формуле (2). Учитывая

$$\sigma_N^2 = 4\sigma_n^2 = 4F_n \bar{n} = 2F_n \bar{N}, \quad (5)$$

можно получить связь между факторами Фано в (2) и (3): $F_n = F_N / 2$. Результаты численных расчетов, проведенных в [9], дали для F_n значение, равное 0,2, а в [10] — 0,22.

3. Этап диффузии неравновесных квазиэлектронов к границе барьера между сверхпроводниками. При этом преобладающим процессом переноса является процесс рекомбинации пары надщелевых квазиэлектронов в куперовскую пару и фотон. Образовавшийся фотон распространяется в материале сверхпроводника и в точке взаимодействия с куперовской парой разваливает ее на пару надщелевых квазиэлектронов. Если энергетическая щель в сверхпроводнике зависит от координаты, то в областях, где ширина щели локально уменьшается вследствие наличия примеси или центров пиннинга магнитного потока, образуются ловушки квазиэлектронов. Это обусловлено тем, что энергия квазиэлектронов, находящихся вблизи границы энергетической щели, в ловушках меньше, чем в основном сверхпроводнике. Квазиэлектроны, пришедшие в область ловушки из основного сверхпроводника в результате диффузии или образованные в области ловушки фононом, пришедшим из основного сверхпроводника, в результате процессов квазиэлектронфононного рассеяния теряют избыток энергии и захватываются ловушкой. Впоследствии, захваченные в ловушках квазиэлектронные пары рекомбинируют в куперовские пары с образованием фононов. Энергия образовавшихся при этом фононов уже недостаточна для развала куперовских пар в основном сверхпроводнике и их энергия переходит в тепло. Концентрация ловушек в основном сверхпроводнике влияет на вероятность диффузии квазиэлектронов к границе барьера между сверхпроводниками. Разобьем площадь поверхности барьера S на элементы поверхности $\Delta S_k (k = \bar{1}, \bar{K}, K \rightarrow \infty)$ и

обозначим τ_{ik} — вероятность диффузии квазиэлектронов из элемента объема ΔV_i к элементу поверхности ΔS_k барьера. Процесс диффузии квазиэлектрона опи-

сывается биномиальным распределением с ПФР

$$f_{ik}^{[3]} [s] = (1 - \tau_{ik}) + \tau_{ik} s. \quad (6)$$

Для корректного описания процесса диффузии квазиэлектронов необходимо уменьшать величины элементов объема ΔV_i , чтобы вероятности диффузии τ_{ik} были хорошо определены. С другой стороны, значения элементов объема ограничены снизу условием локальности преобразования энергии первичного рентгеновского кванта в неравновесные квазиэлектроны. Следовательно, условие $r \leq (\Delta V_i)^{1/3} \ll d$, где r — пробег фотозлектрона в материале сверхпроводника; d — толщина слоя сверхпроводника, будет определять ограничение теории по энергии первичного рентгеновского кванта сверху.

4. Этап туннелирования квазиэлектронов через барьер. Обозначим t_k — вероятность туннелирования квазиэлектрона, находящегося вблизи элемента поверхности ΔS_k , через барьер. Вероятность t_k зависит от напряжения на переходе. Сдвиг максимумов распределений от взаимодействия первичных рентгеновских квантов с верхним и нижним слоями сверхпроводника обусловлен асимметрией туннелирования квазиэлектронов в противоположных направлениях. Так как в сверхпроводящих туннельных диодах для подавления туннелирования куперовских пар через барьер используется магнитное поле, направленное в плоскости барьера, то вероятности туннелирования квазиэлектрона t_k , а следовательно, и сдвиг максимумов распределений от взаимодействия первичных рентгеновских квантов с верхним и нижним слоями сверхпроводника будут зависеть от величины приложенного магнитного поля. Данные эффекты экспериментально обнаружены в [8]. Процесс туннелирования также описывается биномиальным распределением с ПФР

$$f_k^{[4]} [s] = (1 - \tau_k) + \tau_k s. \quad (7)$$

Для описанной выше модели ПФР случайного ветвящегося каскадного процесса, описывающего образование сигнала на выходе детектора, будет иметь следующий вид:

$$f [s] = \lim_{I \rightarrow \infty} \sum_{i=1}^I p_i f_N [(1 - k_i) + k_i s] f_{\text{noise}} [s], \quad (8)$$

где $k_i = \lim_{K \rightarrow \infty} \sum_{k=1}^K \tau_{ik} t_k$ — коэффициент, имеющий смысл ве-

роятности квазиэлектрону, образованному в элементе объема ΔV_i , оказаться в результате диффузии и туннелирования по другую сторону барьера; $f_{\text{noise}} [s]$ — приведенная ко входу усилителя ПФР шумов электронного тракта с нулевым средним значением и дисперсией σ_{noise}^2 . Таким образом, в (8) коэффициент усиления электронного тракта равен единице и учтен тот факт, что сигнал и шум не коррелированы друг с другом.

Из ПФР (8) можно найти среднее значение и дисперсию сигнала на выходе спектрометра, выраженные в системе единиц, в которых заряд электрона равен единице ($e = 1$):

$$Q = f' [1] = \bar{N}, k; \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \sigma_Q^2 &= f'' [1] + f' [1] - (f' [1])^2 = \\ &= (\sigma_N^2 - \bar{N}) \left[\sigma_k^2 + (\bar{k})^2 \right] + (\bar{N})^2 \sigma_k^2 + \bar{N}k + \sigma_{\text{noise}}^2; \end{aligned} \quad (10)$$

где $\bar{k} = \lim_{I \rightarrow \infty} \sum_{i=1}^I p_i k_i$ и $\sigma_k^2 = \bar{k}^2 - (\bar{k})^2 =$

$$= \lim_{I \rightarrow \infty} \sum_{i=1}^I p_i k_i^2 - (\bar{k})^2 \text{ — усредненные по функции рас-}$$

пределения точек взаимодействия рентгеновских квантов в объеме сверхпроводящего слоя вероятность и дисперсия вероятности туннелирования квазиэлектрона из одного слоя сверхпроводника в другой.

Для относительной дисперсии η^2 , связанной с энергетическим разрешением $\delta = \Delta E / E$ выражением:

$$\delta = 2,36 \eta, \quad (11)$$

учитывая соотношение (5), получаем

$$\eta^2 = \frac{\sigma_Q^2}{(\bar{Q})^2} = \eta_k^2 = \frac{1}{N} \left[(F_N - 1) (\eta_k^2 + 1) + \eta_{noise}^2 \right], \quad (12)$$

где $\eta_k^2 = \sigma_k^2 / (\bar{k})^2$ — относительная дисперсия вероятности туннелирования квазиэлектрона из одного слоя в другой, обусловленная пространственной зависимостью вероятности взаимодействия первичного рентгеновского кванта со слоем сверхпроводника; $\eta_{noise}^2 = \sigma_{noise}^2 / (\bar{Q})^2$.

Из выражения (12) следует, что энергетическое разрешение детектора определяется первым слагаемым η_k^2 , которое косвенно зависит от энергии через кривую поглощения рентгеновского излучения в сверхпроводящем материале. Вдали от краев фотопоглощения на атомных оболочках зависимостью η_k^2 от энергии можно пренебречь. Величины η_k^2 должны немного отличаться для различных направлений туннелирования из-за различного характера поведения кривой ослабления первичных рентгеновских квантов по отношению к барьеру.

Проанализируем, исходя из точного выражения (12), условия применимости приведенных в [1] и [3] выражений для энергетического разрешения (2) и (3). Если принять, что вероятность туннелирования k_i не зависит от точки взаимодействия первичного рентгеновского кванта, т. е. $k_i = k$, то в данном случае $\eta_k^2 = 0$. В этом случае, пренебрегая шумами электронного тракта, формулу (12) можно преобразовать к следующему виду:

$$\eta^2 = \frac{F_N}{N} + \frac{k(1-k)}{N k^2}. \quad (13)$$

В формуле (13) первое слагаемое обусловлено статистикой образования квазиэлектронов, а второе — флуктуациями туннелирования квазиэлектронов из одного слоя в другой. Если переобозначить вероятность туннелирования $k = P$, то, с учетом соотношения (11), формула (13) тождественна (3). Таким образом, полученная в работе [3] формула (3) не учитывает пространственных флуктуаций вероятности туннелирования из одного слоя в другой, обусловленных флуктуациями точек взаимодействия рентгеновских квантов с объемом сверхпроводящего слоя. Только в случае, когда $k = 1$, т. е. все образовавшиеся квазиэлектроны туннелируют из одного слоя в другой, формула (13) совпадает с (2).

Таким образом, полученное выражение для относительной дисперсии сигнала на выходе сверхпроводящего туннельного диода (12) объясняет расхождение получаемых экспериментальных результатов с расчетами по формулам (2) и (3). Так, в работе [3] для СТД Nb/Al / AlO_x / Al / Nb площадью 178 × 178 мкм² при температуре 0,4 К измеренное значение для полной ширины на половине высоты (пшв) линии Mn K_α источника ⁵⁵Fe с энергией 5,89 кэВ составляет 88 эВ, что соответствует после вычитания шумов электроники вкладу процессов, происходящих в детекторе при регистрации рентгеновских

квантов, составляющему 56 эВ. Расчет полной ширины на половине ширины по (3), с учетом следующей из данных [3] вероятности туннелирования квазиэлектрона из слоя в слой $P = 0,136$, дает 23 эВ, а по (2) — лишь 4 эВ. Таким образом, выражения (2) и (3) не могут объяснить существующие расхождения между расчетными и экспериментальными данными. Полученное выражение (12) позволяет объяснить существующие расхождения наличием флуктуаций вероятности туннелирования квазиэлектрона из одного слоя в другой, обусловленных вариациями точки взаимодействия рентгеновского кванта с объемом сверхпроводящего слоя, и оценить их значения, которые из приведенных в [3] данных составляют 51 эВ. Следует отметить, что относительная дисперсия вероятности туннелирования квазиэлектрона из одного слоя в другой, обусловленная пространственной зависимостью вероятности взаимодействия первичного рентгеновского кванта со слоем сверхпроводника

$$\eta_k^2 = \left(\lim_{I \rightarrow \infty} \sum_{i=1}^I p_i k_i^2 \right) / \left(\lim_{I \rightarrow \infty} \sum_{i=1}^I p_i k_i \right)^2 - 1, \quad (14)$$

характеризует, по сути дела, однородность по объему сверхпроводящего слоя вероятности диффузии квазиэлектрона к изолирующему барьеру. Оценка по результатам работы [3] относительного среднеквадратического отклонения вероятности туннелирования из слоя в слой дало значение, равное 0,37 %, практически полностью определяющего относительное среднеквадратическое отклонение амплитуды сигнала на выходе спектрометра, составляющее 0,40 %. Проведенные оценки продемонстрировали, насколько критичной является однородность сверхпроводника при создании сверхпроводящих туннельных диодов для использования в качестве спектрометров мягкого рентгеновского излучения. По всей вероятности недостаточной чистотой материала сверхпроводника обусловлен большой вклад η_k^2 , проявившийся в спектрах, полученных в [8].

Таким образом, из полученной в данной работе формулы (12) следует, что улучшить энергетическое разрешение можно только уменьшив первое слагаемое η_k^2 , описывающее флуктуации вероятности туннелирования квазиэлектрона из одного слоя в другой, обусловленные вариациями точки взаимодействия рентгеновского кванта с объемом сверхпроводящего слоя. Это может быть достигнуто увеличением однородности вероятности туннелирования k_i , путем уменьшения концентрации ловушек, т. е. увеличением чистоты сверхпроводника, и созданием условий отражения квазиэлектронов на границах сверхпроводника, чтобы исключить их потери.

ЛИТЕРАТУРА

1. Mossbauer R/L. // Phys. G: Nucl. Part. Phys. — 1991. — V. 17. — P. S1.
2. Шпинель В. С., Андрианов В. А., Козин М. Г. // Изв. акад. наук. Сер. физ. — 1995. — Т. 59. — № 11. — С. 2.
3. Kurokado M. e. a. // J. Low Temp. Phys. — 1993. — V. 93. — P. 567.
4. Самедов В. В. // Измерительная техника. — 1985. — № 3. — С. 44.
5. Самедов В. В. // ПТЭ. — 1985. — № 3. — С. 74.
6. Самедов В. В. // ПТЭ. — 1985. — № 5. — С. 47.
7. Самедов В. В. // Измерительная техника. — 1989. — № 12. — С. 47.
8. Андрианов В. А. и др. // Изв. акад. наук. Сер. физ., в печати.
9. Kurokado M. // Nucl. Instr. Method. — 1982. — V. 196. — P. 275.
10. Rando N. e. a. // Nucl. Instr. Method. — 1992. — A. 313. — P. 173.