

ЭЛЕКТРОННЫЕ СТРУКТУРА И СВОЙСТВА

PACS numbers: 74.20.Fg, 74.25.Kc, 74.40.Gh, 74.45.+c, 74.50.+r, 74.78.Fk

Блокировка туннельного тока в низкоомных структурах нормальный металл–изолятор–сверхпроводник

Э. М. Руденко, Д. А. Соломаха, А. А. Краковный

*Институт металлофизики им. Г. В. Курдюмова НАН Украины,
бульв. Акад. Вернадского, 36,
03680, ГСП, Киев, Украина*

На примере низкоомных туннельных контактов, образованных нормальным металлом и сверхпроводящим свинцом, обсуждается эффект блокировки туннельного тока избыточными неравновесными квазичастицами. Показано, что подавление туннельного тока определяется отношением времени рекомбинации квазичастиц ко времени туннелирования и зависит от приложенного к контакту напряжения.

Ключевые слова: неравновесная сверхпроводимость, фононы, туннельный контакт, сверхпроводники, гетероструктуры.

На прикладі низькоомних тунельних контактів, сформованих нормальним металом і надпровідним оловом, обговорюється ефект блокування тунельного струму надлишковими нерівноважними квазичастинками. Показано, що пригатовування тунельного струму визначається відношенням часу рекомбінації квазичастинок до часу тунелювання і залежить від прикладеної до контакту напруги.

Ключові слова: нерівноважна надпровідність, фонони, тунельний контакт, надпровідники, гетероструктури.

Effect of the tunnel-current blocking by excess nonequilibrium quasi-particles is discussed, as an example, for the low-resistance tunnel junctions

Corresponding author: Dmitrii Aleksandrovich Solomakha
E-mail: dasolomakha@gmail.com

*G. V. Kurdyumov Institute for Metal Physics, N.A.S. of Ukraine,
36 Academician Vernadsky Blvd., UA-03680 Kyiv, Ukraine*

Please cite this article as: E. M. Rudenko, D. A. Solomakha, and A. A. Krakovnij, Blocking of a Tunnel Current in Low-Resistance Normal Metal–Insulator–Superconductor Structures, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **38**, No. 6: 709–715 (2016) (in Russian), DOI: 10.15407/mfint.38.06.0709.

formed by normal metal and superconducting lead. As shown, the tunnel current suppression is determined by the ratio of a recombination time of quasi-particles to the tunnelling time and depends on the voltage applied to the junction.

Key words: nonequilibrium superconductivity, phonons, tunnel junction, superconductors, heterostructures.

(Получено 5 ноября 2014 г.; окончат. вариант — 29 июня 2016 г.)

1. ВВЕДЕНИЕ

При изучении электрофизических свойств туннельных контактов типа сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник, нормальный металл–изолятор–сверхпроводник часто наблюдается отклонение вольтамперных характеристик контактов от БКШ-модели (модели Бардина–Купера–Шриффера) в сторону уменьшения тока [1]. Это отклонение возрастает с увеличением приложенного напряжения и с уменьшением удельного сопротивления барьера. Поэтому возникает необходимость теоретического описания данного эффекта.

Ток I через туннельный контакт пропорционален вероятности туннелирования квазичастиц через барьер. В общем виде [2]:

$$I \propto \int \{\rho_2(E - V)f(E - V)\rho_1(E)[1 - f(E)] - \rho_2(E - V)[1 - f(E)]\rho_1(E)f(E)\}dE, \quad (1)$$

где $V = eU$, U — напряжение, приложенное к контакту, ρ_1 и ρ_2 — функции плотности состояний квазичастиц на уровне Ферми первого и второго металлов соответственно, и $f(E)$ — функция Ферми

$$f(E) = \left(1 + e^{\frac{E}{kT}}\right)^{-1}. \quad (2)$$

Уравнение (1) преобразуется к виду

$$I(V) = \frac{1}{eR_{NN}} \int \rho_2(E - V)\rho_1(E)\{f(E - V) - f(E)\}dE. \quad (3)$$

В случае контакта нормальный металл–изолятор–сверхпроводник плотность состояний в нормальном металле на уровне Ферми можно принять константой. Тогда выражение (3) упрощается

$$I(V) = \frac{1}{eR_{NN}} \int \rho(E)\{f(E - V) - f(E)\}dE, \quad (4)$$

где $\rho(E)$ — плотность состояний в сверхпроводнике.

Формула (4) справедлива, если время туннелирования τ_T через

барьер гораздо больше времени рекомбинации τ_R квазичастиц. В этом случае квазичастицы успевают рекомбинировать в пару и «освободить» занятые ими состояния до того, как протуннелируют следующие.

При уменьшении сопротивления контакта прозрачность туннельного барьера растёт. Следовательно, уменьшается время туннелирования квазичастиц. При этом уже нужно учитывать процессы релаксации энергии квазичастиц, а также процессы перепоглощения релаксационных фононов и размножения квазичастиц [3]. Тогда реальный ток находится как

$$I^*(V) = I(V) - \frac{1}{eR_{NN}} \int \rho^*(E) \{f(E - V) - f(E)\} dE, \quad (5)$$

где $\rho^*(E)$ — плотность состояний, занятых неравновесными квазичастицами.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Туннельный ток состоит из токов электроноподобных квазичастиц (электронов) и дырочноподобных квазичастиц (дырок). Рассмотрим тот случай, когда напряжение с полярностью «+» приложено к сверхпроводнику и «-» к нормальному металлу. Тогда основной туннельный ток будет состоять из электронов, и блокировкой дырочного тока можно пренебречь. При смене полярности на противоположную, все рассуждения будут аналогичны, только для дырок.

Проведём простейшую оценку блокировки туннельного тока избыточными неравновесными квазичастицами в контакте Sn-I-Pb при температуре $T = 4,2$ К. Для свинца будет $T/T_c \cong 0,6$.

Согласно [4] при такой температуре для квазичастиц, которые протуннелировали с энергией больше 2Δ , время релаксации энергии становится меньше времени рекомбинации, т.е. процессу рекомбинации этих квазичастиц предшествует процесс релаксации энергии на уровень около Δ . Причём, если энергия квазичастицы больше 3Δ , то энергии образовавшегося при этом релаксационного фонона 2Δ достаточно для разрушения куперовской пары. При этом образуются ещё 2 квазичастицы, которые занимают свободные уровни в диапазоне от Δ до 2Δ , если их энергия меньше 2Δ , или тоже релаксируют на свободные уровни около Δ , если их энергия больше 2Δ . Таким образом, после прохождения через барьер одной квазичастицы с энергией больше 3Δ до рекомбинации в диапазоне от Δ до 2Δ появляются 3 квазичастицы. Если же энергия квазичастицы, прошедшей через туннельный барьер, больше 7Δ , энергия образовавшихся после релаксации квазичастиц больше 3Δ , каждая из которых в свою очередь рождает ещё 2 квазичастицы. Итого в диапа-

зоне $(\Delta, 2\Delta)$ появляются 7 квазичастиц и т.д.

Таким образом, при туннелировании квазичастицы с энергией в диапазоне $(\sum_{i=1}^n 2^i \Delta, \sum_{i=1}^{n+1} 2^i \Delta)$ ($n \geq 1$), в диапазоне энергий $(\Delta, 2\Delta)$ появляются $\sum_{i=1}^n 2^i$ квазичастиц. Временем релаксации для оценки можно пренебречь, поскольку оно очень быстро убывает с ростом энергии квазичастицы [4]. Тогда за время τ_T в диапазоне $(\Delta, 2\Delta)$ появляется количество неравновесных квазичастиц равное

$$N = \frac{\tau_T \Delta}{R_{NN} e^2} \left[\int_{2\Delta}^{3\Delta} \rho(E) \{f(E - V) - f(E)\} dE + \sum_{i=1}^{n+1} 2^i \int_{\sum_{j=1}^i 2^j \Delta} \rho(E) \{f(E - V) - f(E)\} dE \right]. \quad (6)$$

Однако в этой формуле не учтён тот факт, что энергия релаксационного фонона не может быть больше чем $k\Theta_D$, где Θ_D — температура Дебая. Например, для свинца максимальная энергия релаксационного фонона чуть больше 6Δ [4]. То есть квазичастица с энергией больше 7Δ релаксирует поэтапно, в результате чего возникают релаксационные фононы различной энергии. Для оценки можно считать, что энергия каждого фонона, который разрушает одну пару, равна 2Δ . Тогда формула (5) преобразуется следующим образом:

$$N = \frac{\tau_T}{R_{NN} e^2} Z(V), \quad (7)$$

где

$$Z(V) = \int_{2\Delta}^{3\Delta} \rho(E) \{f(E - V) - f(E)\} dE + 3 \int_{3\Delta}^{7\Delta} \rho(E) \{f(E - V) - f(E)\} dE + \sum_{n=0}^{\infty} (7 + 2n) \int_{(7+2n)\Delta}^{(7+2(n+1))\Delta} \rho(E) \{f(E - V) - f(E)\} dE. \quad (8)$$

При наличии постоянного тока возникает динамическое равновесие, когда скорость накопления неравновесных квазичастиц равна скорости их рекомбинации:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{N}{\tau_T} = \frac{N^*}{\tau_R}, \quad (9)$$

где N^* — количество уровней в диапазоне $(\Delta, 2\Delta)$, занятых неравно-

весными квазичастицами,

$$N^* = \frac{\tau_R}{\tau_T} N. \quad (10)$$

Учитывая, что все эти состояния находятся в диапазоне $(\Delta, 2\Delta)$, причём большинство из них возле Δ , для расчёта интеграла в (5) можно принять $\rho^* = N^* \delta(E - \Delta)$, где $\delta(x)$ — дельта-функция. Тогда

$$I^*(V) = I(V) - \frac{1}{R_{NN}e} N^* \{f(\Delta - V) - f(\Delta)\}. \quad (11)$$

С учётом (4), (7) и (10) получим:

$$I^*(V) = \frac{\Delta}{R_{NN}e} \left(\int \rho(E) \{f(E - V) - f(E)\} dE - \frac{\tau_R \Delta}{R_{NN}e^2} Z(V) \{f(\Delta - V) - f(\Delta)\} \right). \quad (12)$$

В статье [5] показано, что при $V > \Delta$ справедливо соотношение $\tau_T = e^2 N_0 \nu R_{NN}$. Здесь плотность состояний на уровне Ферми N_0 и объём электрода ν — постоянные величины. Для наших расчётов можно принять $R_{NN} = \text{const} \cdot \tau_T$. Тогда (12) приобретает вид

$$I^*(V) = \frac{\Delta}{R_{NN}e} \left(\int \rho(E) \{f(E - V) - f(E)\} dE - \text{const} \cdot \frac{\tau_R}{\tau_T} Z(V) \{f(\Delta - V) - f(\Delta)\} \right). \quad (13)$$

Из (13) явно видна прямая зависимость отклонения вольт-амперной характеристики от отношения $\frac{\tau_R}{\tau_T}$ и от напряжения V .

На рисунке 1 представлены примеры расчёта вольтамперных характеристик с учётом блокировки туннельного тока для двух контактов, сопротивления которых отличаются примерно в 10 раз. Видно, что такая несложная оценка хорошо описывает отклонение реальной вольт-амперной характеристики от теории БКШ.

3. ВЫВОДЫ

На примере контакта Sn-I-Pb предложена модель расчёта вольт-амперной характеристики туннельного контакта нормальный металл-изолятор-сверхпроводник с высокой прозрачностью туннельного барьера с учётом блокировки туннельного тока избыточными неравновесными квазичастицами.

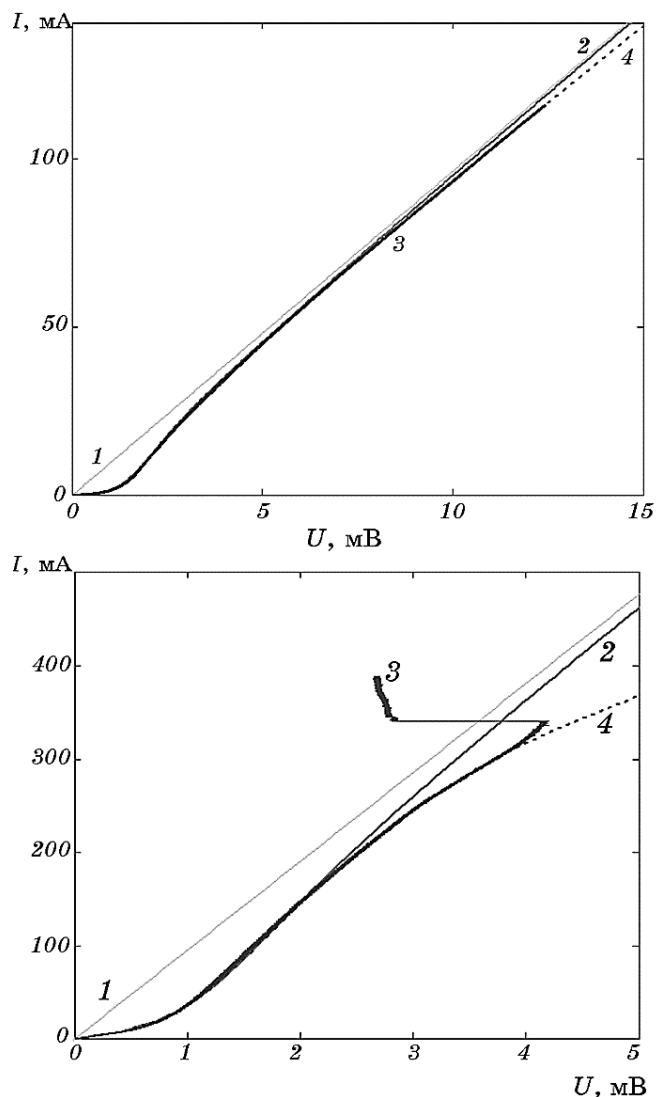


Рис. 1. Закон Ома (1). Расчёт вольт-амперной характеристики по теории БКШ (2). Реальная вольт-амперная характеристика туннельного контакта (3). Расчёт вольт-амперной характеристики с учётом блокировки тока (4).

Fig. 1. Ohm's law (1). The calculation of the current-voltage characteristics of the BCS theory (2). The experimental current-voltage characteristic of the tunnel junction (3). Calculation of the current-voltage characteristics taking into account the current blocking (4).

Показано, что величина блокировки туннельного тока зависит от двух основных факторов — отношения времени рекомбинации ква-

зичастиц к времени туннелирования и приложенного к контакту напряжения.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА—REFERENCES

1. E. M. Rudenko, I. V. Korotash, A. A. Krakovny, D. S. Dubyna, D. A. Solomakha, and D. S. Shchypstov, *J. Low Temp. Phys.*, **171**, Nos. 5–6: 779 (2013).
2. J. Nicol, S. Shapiro, and P. H. Smith, *Phys. Rev. Lett.*, **5**: 461 (1960).
3. K. V. Mitsen, *Trudy FIAN*, **174**: 124 (in Russian).
4. S. B. Kaplan, C. C. Chi, and D. N. Langenberg, *Phys. Rev. B*, **14**, No. 11: 4854 (1976).
5. A. A. Golubov, E. P. Houwman, V. M. Krasnov, G. J. Gijsbertsen, J. Flokstra, H. Rogalla, J. B. le Grand, and P. A. J. de Korte, *Journal de Physique IV*, **4**: C6-273 (1994).