

Термоэлектронный ток в контакте металл – сверхпроводящий полупроводник

Г. В. Кузнецов

Киевский университет им. Тараса Шевченко, Киев, Украина

Поступила в редакцию 5 сентября 2001 г.

После переработки 22 октября 2001 г.

Переход полупроводника в сверхпроводящее состояние приводит к уменьшению термоэлектронного тока в контакте металл – сверхпроводящий полупроводник в интервале напряжений, близких к высоте потенциального барьера. Изменения вольт-амперной характеристики определяются температурой и параметром энергетической щели сверхпроводника.

PACS: 71.30.+h, 73.50.Fq

Для традиционных контактных структур металл – сверхпроводник в условиях низких температур и достаточно тонкого потенциального барьера на границе раздела доминирующим является туннельный механизм прохождения носителей заряда через барьер [1]. Роль надбарьерного переноса носителей заряда при этих условиях незначительна и вследствие этого практически не исследовалась. В то же время в сверхпроводящих полупроводниковых материалах со сравнительно широкими и невысокими потенциальными барьерами появляется возможность существенного роста термоэлектронной составляющей в общем токе через контакт. В частности, благоприятные условия для термоэлектронного механизма прохождения носителей заряда могут реализоваться в контактных структурах металл – высокотемпературный сверхпроводник (ВТСП). Увеличению термоэлектронной составляющей тока в контактах металл – ВТСП способствуют более высокие значения критической температуры перехода ВТСП в сверхпроводящее состояние T_c , а также характерные процессы обеднения поверхности носителями, в результате которых поверхностный слой оксидного сверхпроводника может приобретать полупроводниковые свойства [2, 3]. В современных ВТСП материалах при $T < T_c$ туннельная и надбарьерная составляющие достигают сравнимых значений и при дальнейшем повышении T_c и снижении концентрации носителей термоэлектронный механизм прохождения тока может стать преобладающим в такого типа контактных структурах.

На рис.1 показана зонная энергетическая диаграмма контакта металл – сверхпроводящий полупроводник п-типа, где φ_b – высота потенциального барьера, eV_b – диффузионный потенциал, eV_n – разность энергий между уровнем Ферми и дном зоны

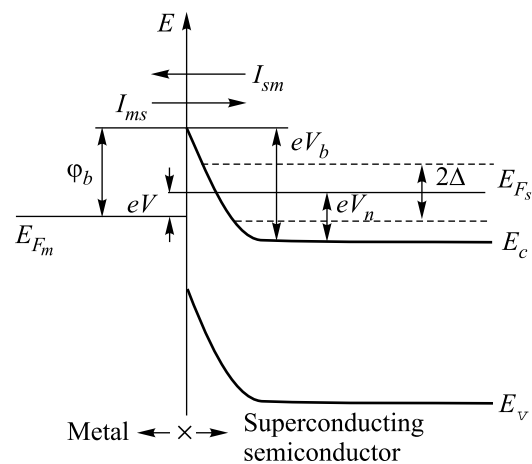


Рис. 1. Зонная энергетическая диаграмма контакта металл – сверхпроводящий полупроводник

проводимости (положительная в случае вырожденного полупроводника), Δ – параметр энергетической щели сверхпроводника, V – приложенное к контакту напряжение. В сравнении с обычным контактом металл – полупроводник модификация модели состоит в использовании плотности состояний для сверхпроводника в объеме полупроводникового материала при температуре $T < T_c$.

В теории термоэлектронной эмиссии предполагается, что высота потенциального барьера $\varphi_b \gg kT$ и протекание тока через контакт не нарушает термодинамического равновесия в области эмиссии [4]. При этих предположениях термоэлектронный ток I_{th} определяется разностью между потоком носителей из полупроводника в металл и противоположным ему потоком из металла в полупроводник и зависит только от высоты потенциального барьера, а не от его формы. При описании процессов переноса носителей в контакте будем основываться на обычных для

сверхпроводниковых контактов предположениях [1]. Вероятности прохождения носителей из сверхпроводящего полупроводника в металл и из металла в полупроводник будем считать равными между собой и не зависящими от энергии. Аналогично можно считать плотности состояний в металле и несверхпроводящем полупроводнике медленно меняющимися функциями и положить их равными своему значению на поверхности Ферми. Тогда при отсчете энергии от дна зоны проводимости полупроводника ($E_c = 0$, рис.1) и учете всех возможных энергий для максимально достижимой плотности полного тока I_n через контакт металл – сверхпроводящий полупроводник можно использовать выражение

$$I_n = \frac{G_n}{e} \left\{ \int_{eV_n + \Delta}^{\infty} n_s(E) [(f(E) - f(E - eV))] dE + \int_0^{eV_n - \Delta} n_s(E) [(f(E) - f(E - eV))] dE \right\}, \quad (1)$$

где I_n – максимальная плотность полного тока в контакте; G_n – проводимость контакта в несверхпроводящем состоянии; $f(E) = \{1 + \exp[(E - eV_n)/kT]\}^{-1}$, $f(E) = \{1 + \exp[(E - eV_n + eV)/kT]\}^{-1}$ – функции распределения Ферми в полупроводнике и металле; $n_s(E) = |E - eV_n| / [(E - eV_n)^2 - \Delta^2]^{1/2}$ – сверхпроводниковая структура плотности состояний.

В общем выражении (1) ток I_n определяется максимально возможным потоком носителей в рассматриваемой структуре. Задача вычисления термоэлектронного тока сводится к определению надбарьерной части этого потока и решается путем введения в одно из слагаемых уравнения (1) в качестве нижнего предела интегрирования соответствующего значения минимальной энергии проходящих носителей E_0 . В явном виде выражения для вольт-амперной характеристики контакта металл – сверхпроводящий полупроводник рассмотрим подробнее для различных интервалов приложенного внешнего напряжения V .

Интервал напряжений $eV < \varphi - \Delta$. В интервале напряжений $eV < \varphi_b - \Delta$ проходящие над потенциальным барьером носители характеризуются значением минимальной энергии $E_0 = eV_b = \varphi_b + eV_n - eV > eV_n + \Delta$ и ток через контакт зависит только от величины первого слагаемого в уравнении (1). Ограничимся рассмотрением случая $\Delta \gg \kappa T$. Тогда для всего диапазона возможных энергий E справедливо $\exp[(E - eV_n)/kT] \gg 1$, $\exp[(E - eV_n + eV)/kT] \gg 1$ и для разности функций распределения Ферми получим $f(E) - f(E - eV) = [1 - \exp(-eV/kT)] \exp[-(E - eV_n)/kT]$. Вли-

яние сверхпроводящего состояния на зависимость тока от приложенного напряжения учтем, ограничиваясь первым членом разложения в ряд вблизи энергии максимума потенциального барьера $eV_b = \varphi_b + eV_n - eV$ функции $n_s(E) \approx \{1 - [\Delta/(\varphi_b - eV)]\}^{-1/2}$. После подстановки полученных значений в уравнение (1) и интегрирования в пределах от $E_0 = \varphi_b + eV_n - eV$ до ∞ получим для плотности тока через контакт

$$I_{th} = \frac{A^* T^2}{\sqrt{1 - [\Delta/(\varphi_b - eV)]^2}} \times \exp\left(-\frac{\varphi_b}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right]. \quad (2)$$

В этом уравнении применяется обозначение $(kT/e)G_n = A^* T^2$, что следует из преобразования выражения (2) при $\Delta \rightarrow 0$ в известное выражение для плотности термоэлектронного тока в обычном контакте металл – полупроводник [4]: $I_{th} = A^* T^2 \exp(-\varphi_b/kT) [\exp(eV/kT) - 1]$, где $A^* = 4\pi e m^* k^2 / h^3$ – постоянная Ричардсона для термоэлектронной эмиссии.

Интервал напряжений $|\varphi_b - \Delta| \leq eV$. При вычислении тока в этом интервале напряжений необходимо учитывать значения обоих слагаемых уравнения (1). После замены переменной $x = E - eV_n - \Delta$ в первом слагаемом и $x = -E - eV_n - \Delta$ во втором уравнение (1) преобразуется к виду

$$I_{th} = \frac{G_n}{e} \left\{ \exp\left(-\frac{\Delta}{kT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{eV}{kT}\right) \right] + \exp\left(-\frac{\varphi_b + \Delta}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \right\} \times \int_0^{\infty} \frac{x + \Delta}{\sqrt{x(x + 2\Delta)}} \exp\left(-\frac{x}{kT}\right) dx.$$

При этом во втором слагаемом полагаем в качестве верхнего предела интегрирования $x_m = eV_n - \Delta \rightarrow \infty$, что справедливо вследствие быстрого убывания функции Ферми в вырожденном полупроводнике при $E < eV_n$. Последний интеграл можно найти в таблицах преобразований Лапласа [5]:

$$\int_0^{\infty} \frac{(x + \Delta) \exp(-x/kT)}{\sqrt{x(x + 2\Delta/kT)}} dx = \Delta \exp\left(\frac{\Delta}{kT}\right) K_1\left(\frac{\Delta}{kT}\right),$$

где $K_1(\Delta/kT)$ – модифицированная функция Бесселя второго рода первого порядка. При $\Delta \gg \kappa T$ для функции Бесселя можно воспользоваться асимптотическим выражением $K_1(\Delta/kT) \approx (\pi kT/2\Delta)^{1/2} \exp(-\Delta/kT)$ и после подстановки

получить окончательное выражение для плотности тока:

$$I_{th} = A^* T^2 \left(\frac{\pi \Delta}{2kT} \right)^{1/2} \exp \left(-\frac{\Delta}{kT} \right) \times \quad (3)$$

$$\times \left[1 + \exp \left(-\frac{\varphi_b - eV}{kT} \right) - \exp \left(-\frac{eV}{kT} \right) - \exp \left(-\frac{\varphi_b}{kT} \right) \right].$$

Максимальное значение отношения термоэлектронного тока в сверхпроводящем $I_{th}(S)$ и несверхпроводящем $I_{th}(N)$ состоянии достигается при напряжении $eV_{\max} = \varphi_b$. Используя выражение (3) и выражение для тока в обычном контакте металл – полупроводник, находим, что величина отношения $I_{th}(S)/I_{th}(N)$ определяется величиной $\Delta/\kappa T$ и не зависит от высоты потенциального барьера:

$$\frac{I_{th}(S)}{I_{th}(N)} = \left(\frac{2\pi \Delta}{kT} \right)^{1/2} \exp \left(-\frac{\Delta}{kT} \right). \quad (4)$$

Интервал напряжений $eV > \varphi_b + \Delta$. В интервале напряжений $eV > \varphi_b + \Delta$ возможные значения энергии носителей определяются соотношением $0 \leq E \leq eV_n - \Delta$. В этом случае ток через контакт определяется электронами, расположенными ниже уровня Ферми полупроводника, и вкладом первого слагаемого в выражении (1) можно пренебречь. При $\Delta \gg \kappa T$ для этого диапазона энергий E справедливо: $\exp[(E - eV_n)/kT] \ll 1$, $\exp[(E - eV_n + eV)/kT] \gg 1$ и тогда $f(E) - f(E - eV) = [1 - \exp(-eV/kT)]$. Интегрируя в пределах от $E_0 = \varphi_b + eV_n - eV$ до $eV_n - \Delta$, получим в интервале напряжений $eV > \varphi_b + \Delta$ близкую к линейной вольт-амперную характеристику:

$$I_{th} = A^* T^2 \left[1 - \exp \left(-\frac{eV}{kT} \right) \right] \times \sqrt{\left(\frac{eV - \varphi_b}{kT} \right)^2 - \left(\frac{\Delta}{kT} \right)^2}. \quad (5)$$

Интервал напряжений $eV < 0$. На зависимость термоэлектронного тока от обратного напряжения переход полупроводника в сверхпроводящее состояние оказывает влияние только при выполнении условия $\Delta > \varphi_b$. Полученные уравнения (2), (3) не зависят от знака приложенного напряжения и могут использоваться для описания обратной ветви вольт-амперной характеристики контакта. Характерное увеличение тока при напряжениях $\varphi_b - \Delta$ обусловлено наличием особенностей в плотности состояний вблизи границы энергетической щели сверхпроводника.

Результаты расчета вольт-амперной характеристики контакта металл – сверхпроводящий полупроводник при $\varphi_b = 0.2$ эВ для различных значений параметра Δ представлены на рис.2а. На рис.2б показаны температурные изменения вольт-амперной харак-

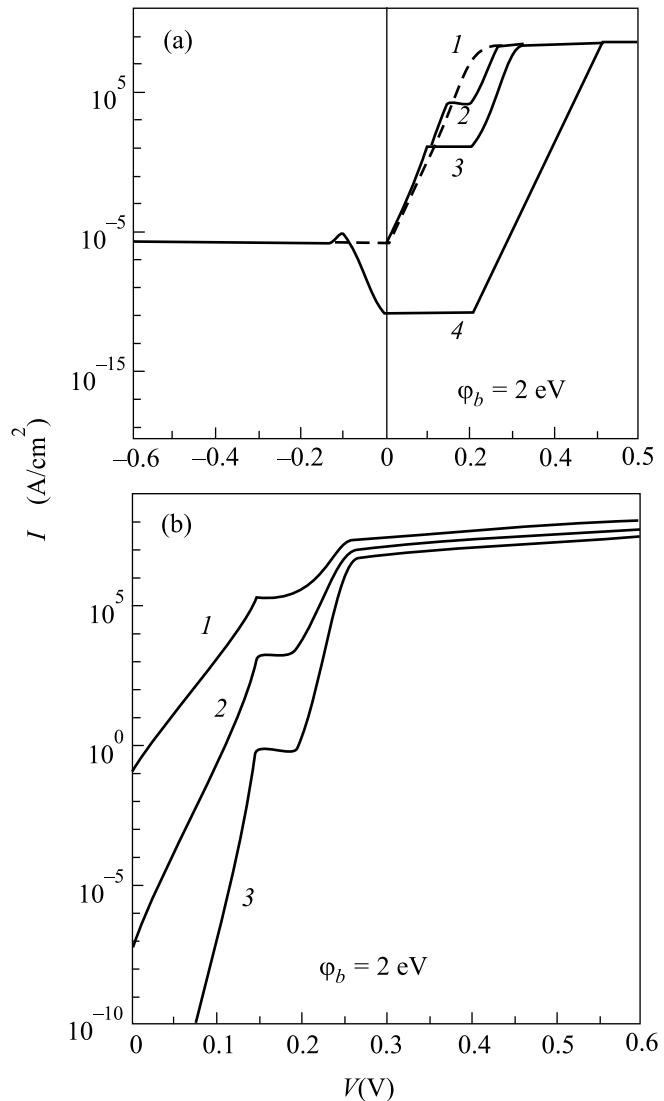


Рис.2. Термоэлектронный ток в контакте металл – сверхпроводящий полупроводник: (а) $\varphi_b = 0.2$ эВ, $T = 77$ К, 1 – $\Delta/\varphi_b = 0$ (штриховая линия), 2 – $\Delta/\varphi_b = 0.25$, 3 – $\Delta/\varphi_b = 0.5$, 4 – $\Delta/\varphi_b = 1.5$, (б) $\varphi_b = 0.2$ эВ, $\Delta = 0.05$ эВ, 1 – $T = 150$ К, 2 – $T = 77$ К, 3 – $T = 30$ К

теристики контакта металл – сверхпроводящий полупроводник при значениях $\varphi_b = 0.2$ эВ и $\Delta = 0.05$ эВ.

Переход полупроводника в сверхпроводящее состояние приводит к появлению особенности в вольт-амперной характеристике, обусловленной отсутствием носителей заряда в интервале энергий 2Δ . При $\Delta < \varphi_b$ изменения происходят только в прямой ветви вольт-амперной характеристики в близкой к высоте потенциального барьера области напряжений, а при $\Delta > \varphi_b$ как в прямой, так и в обратной. Уменьшение тока становится более существенным при увеличении параметра энергетической щели Δ и понижении температуры T . Напряжение максимального измене-

ния термоэлектронного тока при переходе полупроводника в сверхпроводящее состояние характеризует высоту потенциального барьера на границе раздела металл – полупроводник $eV_{\max} = \varphi_b$.

Рассмотренный термоэлектронный механизм прохождения носителей может использоваться для создания сверхпроводниковых гетероструктур с выпрямляющими вольт-амперными характеристиками и нулевым сопротивлением базовой области.

1. Е.Л. Вольф, *Принципы электронной туннельной спектроскопии*, Киев: Наук. думка, 1990. [E. L. Wolf,

Principles of electron tunneling spectroscopy, N.-Y.: Clarendon press, 1985].

2. Ф.В. Комиссинский, Г.А. Овсянников, З.Г. Иванов, *Физика твердого тела* **43**, 769 (2001).
3. S. G. Lachenmann, I. Friedrich, A. Forster et al., *Phys. Rev.* **B56**, 14108 (1997).
4. С. Зи, *Физика полупроводниковых приборов*, ч. 1. М.: Мир, 1984. [S. M. Sze, *Physics of semiconductor devices*, N.-Y.: Wiley, 1981].
5. Г. Корн, Т. Корн, *Справочник по математике*, М.: Наука, 1974. [G. A. Korn and T. M. Korn, *Mathematical handbook*, N.-Y.: McGraw Hill, 1968].