

Прохождение носителей заряда в контакте металл–сверхпроводящий полупроводник

© Г.В. Кузнецов

Киевский национальный университет им. Т. Шевченко,
01033 Киев, Украина

(Получена 14 января 2002 г. Принята к печати 14 февраля 2002 г.)

Рассмотрены основные механизмы прохождения носителей заряда в контакте металл–сверхпроводящий полупроводник. Проведены расчеты вольт-амперной характеристики контакта для токов термоэлектронной, термополевой и туннельной эмиссии. Определены зависимости условий токопрохождения от значений параметров контакта и приложенного напряжения. Показано, что переход полупроводника в сверхпроводящее состояние приводит к уменьшению тока через контакт в интервале напряжений, определяемых высотой потенциального барьера и параметром энергетической щели сверхпроводника.

1. Введение

В традиционных контактных структурах металл–сверхпроводник в условиях низких температур и достаточно тонкого потенциального барьера доминирующим является туннельный механизм прохождения носителей заряда через границу раздела [1]. Роль надбарьерного прохождения носителей заряда при этих условиях незначительна и вследствие этого практически не исследовалась. В контактных структурах на основе сверхпроводящих материалов со сравнительно невысокой концентрацией носителей заряда (вырожденные полупроводники, оксидные высокотемпературные сверхпроводники) условия прохождения тока могут значительно отличаться [2–6]. Наличие широкого и невысокого потенциального барьера на границе раздела контакта обуславливает возможность существенного увеличения термоэлектронной составляющей тока. При дальнейшем снижении концентрации носителей и повышении критической температуры перехода T_c в сверхпроводящее состояние надбарьерный ток может стать доминирующим в такого типа контактных структурах. Дополнительный интерес представляют возможности регулирования свойств потенциального барьера и соответственно условий прохождения носителей заряда с помощью простого изменения уровня легирования полупроводника. Контакт металл–полупроводник является довольно изученной системой [7], тем не менее механизмы прохождения тока в контактах со сверхпроводящим полупроводником требуют дополнительного детального анализа.

Цель настоящей работы — теоретическое рассмотрение влияния перехода полупроводника в сверхпроводящее состояние на условия прохождения носителей заряда в контактной структуре металл–полупроводник. Проведены расчеты и предложены формулы для определения величины проходящего тока в зависимости от значений параметров контакта и приложенного напряжения.

2. Результаты и их обсуждение

2.1. Модель контакта металл–сверхпроводящий полупроводник

Ограничимся рассмотрением простой модели контакта металл–полупроводник, когда прохождение тока в контакте контролируется лишь потенциальным барьером области пространственного заряда полупроводника, а влияние промежуточного слоя на границе раздела несущественно. На рис. 1 показана зонная энергетическая диаграмма идеализированного контакта металла со сверхпроводящим полупроводником n -типа, где ϕ_b — высота потенциального барьера, eV_b — диффузионный потенциал, eV_n — энергия уровня Ферми относительно дна зоны проводимости полупроводника (положительная для вырожденного полупроводника), Δ — параметр энергетической щели сверхпроводника, V — приложенное к контакту напряжение. По сравнению с обыч-

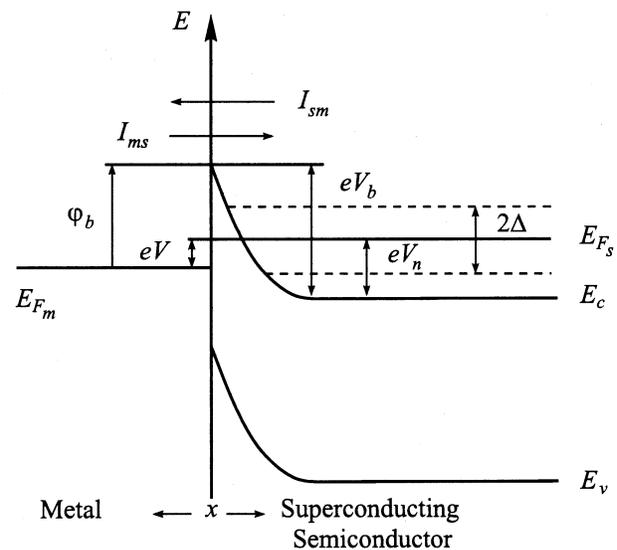


Рис. 1. Зонная энергетическая диаграмма контакта металл–сверхпроводящий полупроводник.

ным контактом металл–полупроводник модификация модели состоит в использовании плотностей состояний сверхпроводника в объеме полупроводникового материала при температуре $T < T_c$. В области пространственного заряда полупроводника свободные носители отсутствуют.

Процессы переноса основных носителей заряда проанализируем в приближениях диодной теории. Если высота потенциального барьера $\varphi_b \gg kT$ и прохождение тока не нарушает термодинамическое равновесие в области эмиссии, то полный ток I_n через контакт определяется разностью между током из полупроводника в металл J_{sm} и противоположным током из металла в полупроводник J_{ms} [7]. Количество электронов, переходящих из полупроводника в металл в интервале энергий от E к $E + dE$, пропорционально числу заполненных состояний в полупроводнике $N_s(E)f(E)dE$, числу свободных состояний в металле $N_m(E - eV)[1 - f(E - eV)]dE$ и вероятности перехода через потенциальный барьер $P_{sm}(E)$:

$$J_{sm} \propto P_{sm}(E)N_s(E)N_m(E - eV) \times f(E)[1 - f(E - eV)]dE. \quad (1)$$

Аналогичное выражение можно записать и для потока электронов из металла в полупроводник:

$$J_{ms} \propto P_{ms}(E)N_s(E)N_m(E - eV) \times f(E - eV)[1 - f(E)]dE. \quad (2)$$

В выражениях (1), (2) введены обозначения $N_s(E) = N_n(E)n_s(E)$, $N_n(E) = \frac{4\pi(2m^*)^{3/2}(E - E_c)^{1/2}}{h^3}$ — плотность состояний в зоне проводимости полупроводника в несверхпроводящем состоянии, $n_s(E) = \frac{|E - E_F|}{[(E - E_F)^2 - \Delta^2]^{1/2}}$ — сверхпроводящая структура плотности состояний, $N_m(E - eV)$ — плотность состояний в металле, $f(E) = [1 + \exp(\frac{E - eV_s}{kT})]^{-1}$, $f(E - eV) = [1 + \exp(\frac{E - eV_n + eV}{kT})]^{-1}$ — функции распределения Ферми в полупроводнике и металле соответственно. Отсчет энергии производится от дна зоны проводимости в полупроводнике $E_c = 0$. Далее обычно предполагают, что вероятность прохождения носителей заряда не зависит от направления движения: $P_{sm}(E) = P_{ms}(E) = P(E)$, а плотности состояний в металле и несверхпроводящем полупроводнике являются медленно меняющимися функциями и равны своему значению на поверхности Ферми: $N_n(E) = N_n(0)$ и $N_m(E - eV) = N_m(E) = N_m(0)$. Вводя обозначения $G_n = eAN_n(0)N_m(0)$ (G_n — проводимость контакта в несверхпроводящем состоянии) и интегрируя по всем возможным энергиям, можно записать для плотности

полного тока I_n в общем виде:

$$I_n = \frac{G_n}{e} \left\{ \int_{eV_n + \Delta}^{\infty} n_s(E)P(E)[f(E) - f(E - eV)]dE + \int_0^{eV_n - \Delta} n_s(E)P(E)[f(E) - f(E - eV)]dE \right\}. \quad (3)$$

Уравнение (3) определяет общее количество электронов, способных проходить через границу раздела в контакте металл–сверхпроводящий полупроводник при температурах $T < T_c$.

2.2. Термоэлектронная эмиссия

Задача определения термоэлектронной компоненты тока I_{th} в контакте металл–сверхпроводящий полупроводник сводится к нахождению числа электронов, проходящих над максимумом потенциального барьера: $eV_b = \varphi_b + eV_n - eV$. При принятых предположениях для надбарьерных электронов с энергией $E > eV_b$ можно считать $P(E) = 1$. В явном виде вольт-амперную характеристику контакта металл–сверхпроводящий полупроводник более подробно проанализируем в зависимости от интервала приложенного к контакту внешнего напряжения V .

Интервал напряжений $eV < \varphi_b - \Delta$. В интервале напряжений $eV < \varphi_b - \Delta$ надбарьерные электроны характеризуются значением минимальной энергии $eV_b > eV_n + \Delta$, и ток через контакт определяется лишь величиной первого слагаемого в уравнении (3). При $\Delta \gg kT$ для всего диапазона возможных энергий $E \geq eV_b$ выполняются соотношения: $\exp(\frac{E - eV_n}{kT}) \gg 1$, $\exp(\frac{E - eV_n + eV}{kT}) \gg 1$. Тогда для разности функций распределения Ферми $f(E) - f(E - eV) = [1 - \exp(-\frac{eV}{kT})] \exp(-\frac{E - eV_n}{kT})$. Влияние сверхпроводящего состояния на зависимость тока от приложенного напряжения учтем, ограничиваясь первым членом разложения в ряд вблизи максимума потенциального барьера $eV_b = \varphi_b + eV_n - eV$ функции: $n_s(E) \approx [1 - (\frac{\Delta}{\varphi_b - eV})]^{-1/2}$. После подстановки полученных значений в уравнение (3) и интегрирования в пределах от eV_b до ∞ для плотности термоэлектронного тока в интервале напряжений $eV < \varphi_b - \Delta$ находим

$$I_{th} = \frac{A^*T^2}{\sqrt{1 - (\frac{\Delta}{\varphi_b - eV})^2}} \exp\left(-\frac{\varphi_b}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right]. \quad (4)$$

В выражении (4) используется обозначение $\frac{kT}{e}G_n = A^*T^2$, что следует из преобразования (4) при $\Delta \rightarrow 0$ в известное выражение для плотности термоэлектронного тока в обычном контакте металл–

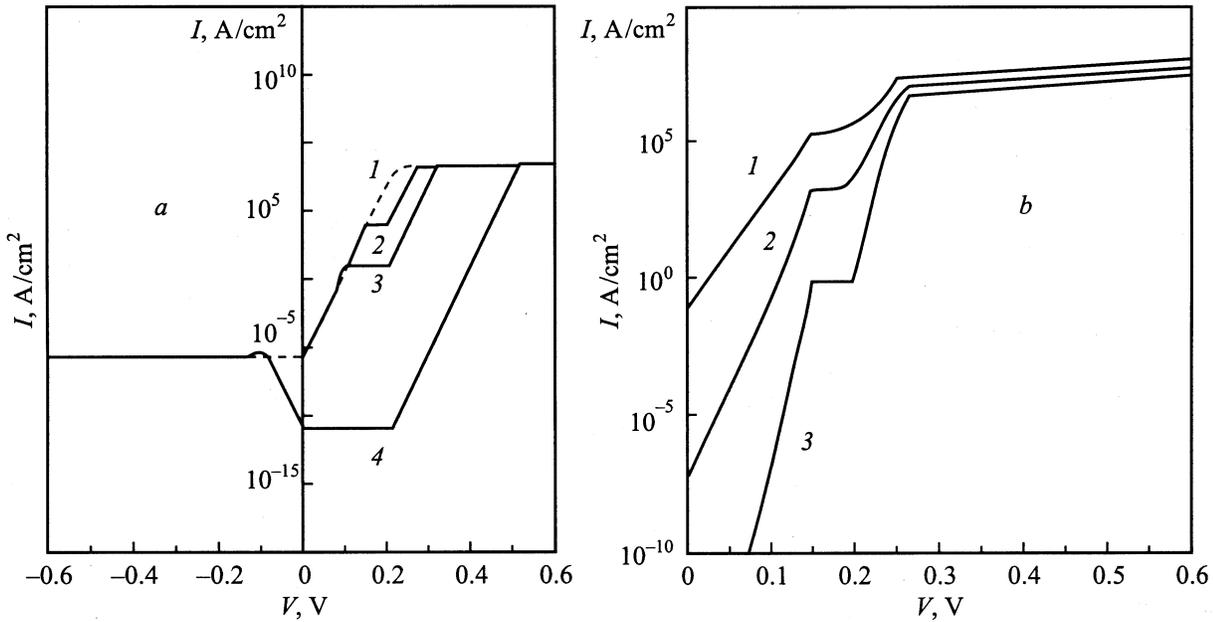


Рис. 2. Термоэлектронный ток в контакте металл–сверхпроводящий полупроводник, $\phi_b = 0.2$ эВ. *a* — $\phi_b = 0.2$ эВ, $T = 77$ К; Δ/ϕ_b : 1 — 0, 2 — 0.25, 3 — 0.5, 4 — 1.5. *b* — $\phi_b = 0.2$ эВ, $\Delta = 0.5$ эВ; T , К: 1 — 150, 2 — 77, 3 — 30.

полупроводник [7]:

$$I_{th} = I_s \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] = A^* T^2 \exp\left(-\frac{\phi_b}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right], \quad (5)$$

где $A^* = \frac{4\pi e m^* k^2}{h^3}$ — постоянная Ричардсона для термоэлектронной эмиссии.

Интервал напряжений $\phi_b - \Delta \leq eV \leq \phi_b + \Delta$. При расчете в этом интервале напряжений следует учитывать вклад в общий ток обеих частей уравнения (3). После замены переменной $x = E - eV_n - \Delta$ в первом слагаемом и $x = -E - eV_n - \Delta$ во втором уравнение (3) принимает вид

$$I_{th} = \frac{G_n}{e} \left\{ \exp\left(-\frac{\Delta}{kT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{eV}{kT}\right) \right] + \exp\left(-\frac{\phi_b + \Delta}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \right\} \times \int_0^\infty \frac{x + \Delta}{\sqrt{x(x + 2\Delta)}} \exp\left(-\frac{x}{kT}\right) dx. \quad (6)$$

При этом во втором слагаемом (3) принимаем верхней границей интегрирования $x_m = eV_n - \Delta \rightarrow \infty$, что справедливо вследствие быстрого убывания функции Ферми в вырожденном полупроводнике при $E < eV_n$. Интеграл (6) можно найти в таблицах преобразований Лапласа [8]: $\int_0^\infty \frac{(x+\Delta) \exp(-\frac{x}{kT})}{\sqrt{x(x+2\Delta)}} dx = \Delta \exp\left(\frac{\Delta}{kT}\right) K_1\left(\frac{\Delta}{kT}\right)$, где

$K_1\left(\frac{\Delta}{kT}\right)$ — модифицированная функция Бесселя второго рода 1-го порядка. При $\Delta \gg kT$ для функции Бесселя можно воспользоваться асимптотическим выражением $K_1\left(\frac{\Delta}{kT}\right) \approx \left(\frac{\pi kT}{2\Delta}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{\Delta}{kT}\right)$ и после соответствующей подстановки получить для плотности тока в интервале напряжений $\phi_b - \Delta \leq eV \leq \phi_b + \Delta$:

$$I_{th} = A^* T^2 \left(\frac{\pi \Delta}{2kT}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{\Delta}{kT}\right) \left[1 + \exp\left(-\frac{\phi_b - eV}{eT}\right) - \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - \exp\left(-\frac{\phi_b}{kT}\right) \right]. \quad (7)$$

Минимальное значение отношения термоэлектронного тока в сверхпроводящем $I_{th}(S)$ к току в несверхпроводящем $I_{th}(N)$ состоянии достигается при напряжении $eV = \phi_b$. Сопоставляя выражения (5) и (7), находим, что отношение $I_{th}(S)/I_{th}(N)$ определяется величиной Δ/kT и не зависит от высоты потенциального барьера ϕ_b :

$$\left[\frac{I_{th}(S)}{I_{th}(N)} \right]_{\min} = \left(\frac{2\pi \Delta}{kT}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{\Delta}{kT}\right). \quad (8)$$

Интервал напряжений $eV > \phi_b + \Delta$. В интервале напряжений $eV > \phi_b + \Delta$ максимум потенциального барьера $eV_b = \phi_b + eV_n - eV$ находится ниже уровня Ферми eV_n в полупроводнике. Доминирующий вклад в надбарьерный ток вносят носители заряда в диапазоне энергий $0 \leq E \leq eV_n - \Delta$, поэтому ограничимся вычислением второго слагаемого в уравнении (3). При $\Delta \gg kT$ для этого диапазона энергий E выполняется: $\exp\left(\frac{E - eV_n}{kT}\right) \ll 1$, $\exp\left(\frac{E - eV_n + eV}{kT}\right) \gg 1$ и $f(E) - f(E - eV) = [1 - \exp\left(-\frac{eV}{kT}\right)]$. После интегрирования в пределах от $eV_b = \phi_b + eV_n - eV$ до

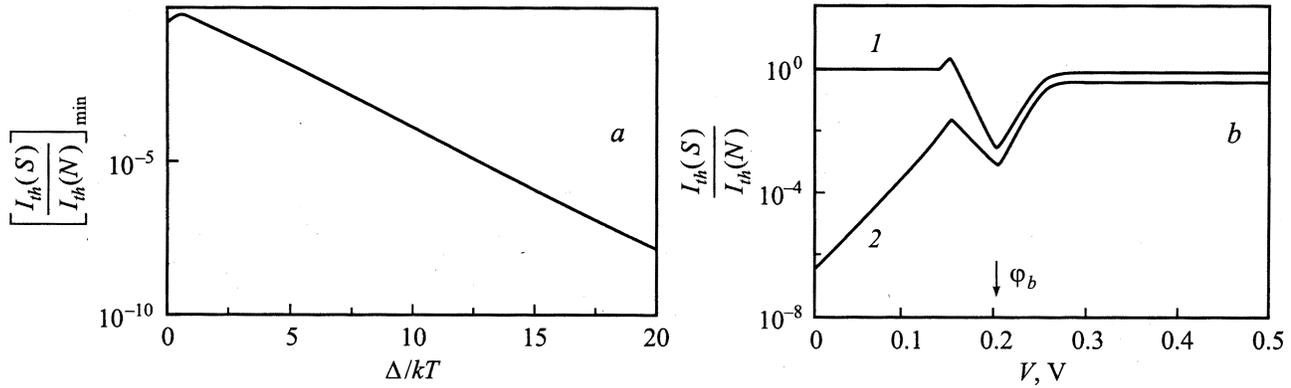


Рис. 3. *a* — зависимость отношения термоэлектронного тока в сверхпроводящем и несверхпроводящем состоянии $[I_{th}(S)/I_{th}(N)]_{\min}$ при $eV = \varphi_b$ от величины Δ/kT . *b* — зависимость отношения $I_{th}(S)/I_{th}(N)$ от приложенного напряжения. 1 — $I_{th}(S) — 77\text{ К}$, $I_{th}(N) — 77\text{ К}$; 2 — $I_{th}(S) — 77\text{ К}$, $I_{th}(N) — 150\text{ К}$.

$eV_n - \Delta$ в интервале напряжений $eV < \varphi_b + \Delta$ получим близкую к линейной зависимость тока от приложенного напряжения:

$$I_{th} = A^* T^2 \left[1 - \exp\left(-\frac{eV}{kT}\right) \right] \sqrt{\left(\frac{eV - \varphi_b}{kT}\right)^2 - \left(\frac{\Delta}{kT}\right)^2}. \quad (9)$$

Интервал напряжений $eV < 0$. Полученные зависимости (4, 7, 9) не зависят от знака приложенного напряжения и могут применяться для описания обратной ветви вольт-амперной характеристики контакта. Переход полупроводника в сверхпроводящее состояние влияет на зависимость термоэлектронного тока от приложенного в обратном направлении напряжения лишь при выполнении условия $\Delta > \varphi_b$.

На рис. 2, *a* представлены результаты расчета тока термоэлектронной эмиссии I_{th} в контакте металл-сверхпроводящий полупроводник при высоте потенциального барьера $\varphi_b = 0.2\text{ эВ}$ и разных значениях параметра энергетической щели сверхпроводника Δ . На рис. 2, *b* показаны температурные изменения вольт-амперной характеристики контакта металл-сверхпроводящий полупроводник при значениях $\varphi_b = 0.2\text{ эВ}$ и $\Delta = 0.05\text{ эВ}$.

Переход полупроводника в сверхпроводящее состояние приводит к появлению особенности в вольт-амперной характеристике, обусловленной наличием энергетической щели 2Δ в плотности состояний полупроводника. Изменения вольт-амперной характеристики происходят в близкой к высоте потенциального барьера области напряжений и при $\Delta < \varphi_b$ наблюдаются только в прямой ветви вольт-амперной характеристики. При $\Delta < \varphi_b$ изменения происходят как в прямой, так и в обратной ветвях вольт-амперной характеристики, при этом возможным становится эффект обратного выпрямления (в области напряжения $eV < \varphi_b$ прямой ток становится меньше обратного) (см. рис. 2, кривая 4). Характерное увеличение тока при напряжении $\varphi_b - \Delta$

обусловлено наличием особенности в зависимости плотности состояний $n_s(E)$ вблизи границы энергетической щели сверхпроводника.

На рис. 3, *a* представлены рассчитанные согласно (8) зависимости отношения термоэлектронной компоненты тока через контакт в сверхпроводящем и несверхпроводящем состоянии полупроводника $[I_{th}(S)/I_{th}(N)]_{\min}$ при $eV = \varphi_b$ от величины Δ/kT . Изменения тока становятся более существенными при увеличении параметра энергетической щели сверхпроводника Δ и снижении температуры T . На рис. 3, *b* показано влияние температуры измерений на зависимость отношения токов $J_{th}(S)/I_{th}(N)$ от приложенного напряжения. Минимум отношения наблюдается при соответствующем высоте потенциального барьера напряжении $eV = \varphi_b$. Положительные минимумы в отношении $[I_{th}(S)/I_{th}(N)]_{\min}$ позволяют по значению приложенного напряжения определить высоту потенциального барьера φ_b на границе раздела металл-сверхпроводящий полупроводник [9].

2.3. Туннелирование

При определении туннельной компоненты тока I_t через контакт металл-сверхпроводящий полупроводник в уравнении (3) необходимо учитывать энергетическую зависимость вероятности перехода носителей заряда через область потенциального барьера $P(E)$. Если область пространственного заряда полупроводника является слоем Шоттки с равномерным распределением примесей, то можно воспользоваться полученным в ВКБ приближении выражением для $P(E)$ [4]:

$$P(E) = P_0 \exp\left\{-\frac{eV_b}{E_{00}} \left[\sqrt{1 - \frac{E}{eV_b}} - \frac{E}{eV_b} \ln \left(\sqrt{\frac{eV_b}{eV_n}} + \sqrt{\frac{eV_b - E}{eV_n}} \right) \right] \right\}, \quad (10)$$

где $E_{00} = \frac{e\hbar}{4\pi} \sqrt{\frac{n_0}{\varepsilon_0 \varepsilon_2 m^*}}$, P_0 — близкий к 1 числовой коэффициент.

Для сильно легированных полупроводников при достаточно низких температурах $E_{00} \gg kT$ ток через контакт определяется туннелированием электронов с энергиями, близкими к уровню Ферми (полевая эмиссия). Если энергия Ферми мала по сравнению с эффективной высотой барьера, т.е. $eV_b \gg eV_n$, то при $E \approx eV_n$ выражение (10) можно записать в следующем виде:

$$P(eV_n) = P_0 \exp\left(-\frac{\varphi_b + eV_n - eV}{E_{00}}\right).$$

Интервал напряжений $-\Delta \leq eV \leq \Delta$. Вынесение коэффициента прозрачности из-под знака интеграла в уравнении (3) позволяет легко определить вольт-амперную характеристику контакта в интервале напряжений $-\Delta \leq eV \leq \Delta$, где влияние сверхпроводящего состояния на туннельный ток является наиболее существенным. Как и в случае термоэлектронного тока, вычисление интегралов в уравнении (3) осуществляется путем введения переменных $x = E - eV_n - \Delta$ в первом и $x = -E - eV_n - \Delta$ во втором слагаемом и интегрировании в пределах от 0 до ∞ . После подстановки и соответствующих вычислений получим окончательное выражение для плотности туннельного тока:

$$I_t = A^* T^2 P_0 \left(\frac{\pi \Delta}{2kT}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{\Delta}{kT}\right) \exp\left(-\frac{\varphi_b + eV_n - eV}{E_{00}}\right) \times \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - \exp\left(-\frac{eV}{kT}\right) \right]. \quad (11)$$

Интервал напряжений $eV > \Delta$. В этом интервале напряжений доминирующий вклад в туннельный ток вносят носители заряда с энергией $0 < E < eV_n - \Delta$, и туннельный ток определяется значением второго слагаемого уравнения (3). При $\Delta \gg kT$ можно считать: $\exp\left(\frac{E - eV_n}{kT}\right) \ll 1$, $\exp\left(\frac{E - eV_n + eV}{kT}\right) \gg 1$ и $f(E) - f(E - eV) = [1 - \exp(-\frac{eV}{kT})]$. После интегрирования в пределах от $eV_n - eV$ до $eV_n - \Delta$ для туннельного тока в интервале напряжений $eV > \Delta$ получим

$$I_t = A^* T^2 P_0 \exp\left(-\frac{\varphi_b + eV_n - eV}{E_{00}}\right) \times \left[1 - \exp\left(-\frac{eV}{kT}\right) \right] \sqrt{\left(\frac{eV}{kT}\right)^2 - \left(\frac{\Delta}{kT}\right)^2}. \quad (12)$$

При $\Delta \rightarrow 0$ зависимость (12) с точностью до предэкспоненциального множителя преобразуется в известное выражение для туннельного тока в обычном контакте металл–полупроводник [7]:

$$I_t = I_{st} \exp\left(\frac{eV}{E_{00}}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{eV}{kT}\right) \right]. \quad (13)$$

Зависимость коэффициента прозрачности потенциального барьера от приложенного напряжения обуславливает асимметрию вольт-амперной характеристики контакта металл–сверхпроводящий полупроводник. На рис. 4

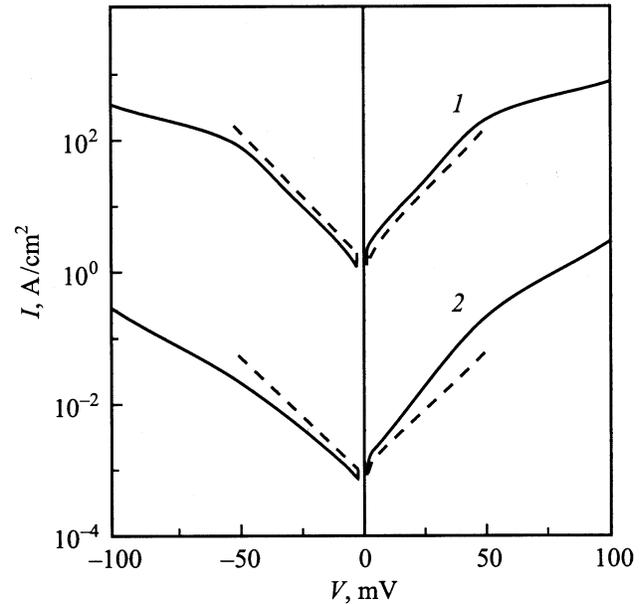


Рис. 4. Туннельный ток в контакте металл–сверхпроводящий полупроводник (штрихами показана зависимость для прямоугольного барьера), E_{00}/kT : 1 — 10, 2 — 3.

показаны зависимости туннельного тока от приложенного напряжения для барьера Шоттки (сплошная линия) и симметричного прямоугольного барьера (штриховая линия), коэффициент прозрачности которого не зависит от приложенного напряжения. Уменьшение отношения E_{00}/kT обуславливает уменьшение туннельного тока и возрастание асимметрии вольт-амперной характеристики контакта металл–сверхпроводящий полупроводник.

2.4. Термополевая эмиссия

В области промежуточных температур и толщин барьера $E_{00} \approx kT$ доминирующим является механизм туннелирования термически возбужденных носителей заряда (термополевая эмиссия). Вероятность туннелирования термически возбужденных электронов с ростом энергии возрастает быстрее, чем убывание их числа. Энергия, при которой поток туннелирующих сквозь барьер электронов является максимальным, расположена выше уровня Ферми и определяется соотношением

$$E_m = (\varphi_b + eV_n) \operatorname{ch}^{-2}\left(\frac{E_{00}}{kT}\right).$$

Выражение (10) для коэффициента прозрачности $P(E)$ при энергии E_{00} записывается в виде $P(E_m) = P_0 \exp(-\frac{eV_b}{E_0})$, где $E_0 = E_{00} \operatorname{cth} \frac{E_{00}}{kT}$. Если пренебречь вкладом в ток электронов с энергией $E < E_m$, то зависимости тока термополевой эмиссии I_{tf} от приложенного напряжения определяются аналогично рассмотренным выше зависимостям для тока термоэлектронной эмиссии I_{th} . При этом при расчете

тока для любого из соответствующих интервалов приложенного напряжения необходимо использовать замену диффузионного потенциала eV_b на энергию $E_m - eV$ максимального потока туннелирующих электронов.

Интервал напряжений $eV < E_m - eV_n - \Delta$. В интервале напряжений $eV < E_m - eV_n - \Delta$ выражение для плотности термополевого тока I_{tf} находим, используя значения коэффициента прозрачности $P(E_m)$ и ограничиваясь первым членом разложения в ряд вблизи энергии максимума E_m функции $n_s(E) \approx \left[1 - \left(\frac{\Delta}{E_m - eV_n - eV}\right)^2\right]^{-1/2}$:

$$I_{tf} = \frac{A^* T^2 P_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{\Delta}{E_m - eV_n - eV}\right)^2}} \exp\left(-\frac{\phi_b + eV_n - eV}{E_0}\right) \times \exp\left(-\frac{E_m - eV_n}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1\right]. \quad (14)$$

Интервал напряжений $E_m - eV_n - \Delta \leq eV \leq E_m - eV_n + \Delta$. Ток в этом интервале напряжений рассчитывается с учетом значений обеих частей уравнения (3). Как и в случае расчета термоэлектронного тока, в первом слагаемом (3) делаем замену $x = E - eV_n - \Delta$. Во втором слагаемом (3) вводим переменную $x = -E - eV_n - \Delta$ и принимаем верхней границей интегрирования $x_m = eV_n - \Delta \rightarrow \infty$. После вычисления интеграла, аналогичного (6), находим для плотности тока термополевой эмиссии в этом интервале напряжений

$$I_{tf} = A^* T^2 P_0 \left(\frac{\pi \Delta}{2kT}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{\Delta}{kT}\right) \times \exp\left(-\frac{\phi_b + eV_n - eV}{E_0}\right) \left\{1 - \exp\left(-\frac{eV}{kT}\right) + \exp\left(-\frac{E_m - eV_n}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1\right]\right\}. \quad (15)$$

Интервал напряжений $eV > E_m - eV_n + \Delta$. В интервале $eV > E_m - eV_n + \Delta$ преобладающим является вклад в ток носителей заряда с энергией $0 < E < eV_n - \Delta$. Интегрируя во втором слагаемом (3) в границах от E_m к $eV_n - \Delta$, получим для плотности тока

$$I_{tf} = A^* T^2 P_0 \exp\left(-\frac{\phi_b + eV_n - eV}{E_0}\right) \times \left[1 - \exp\left(-\frac{eV}{kT}\right)\right] \sqrt{\left(\frac{E_m - eV_n}{kT}\right)^2 - \left(\frac{\Delta}{kT}\right)^2}. \quad (16)$$

При $E_0 \ll kT$ и $P(E) = 1$ зависимости (14), (15), (16) трансформируются соответственно в зависимости (4), (7), (9).

На рис. 5 показаны вольт-амперные характеристики для основных механизмов прохождения тока в контакте металл-сверхпроводящий полупроводник (a) и распределение энергий в контакте в режиме прямого

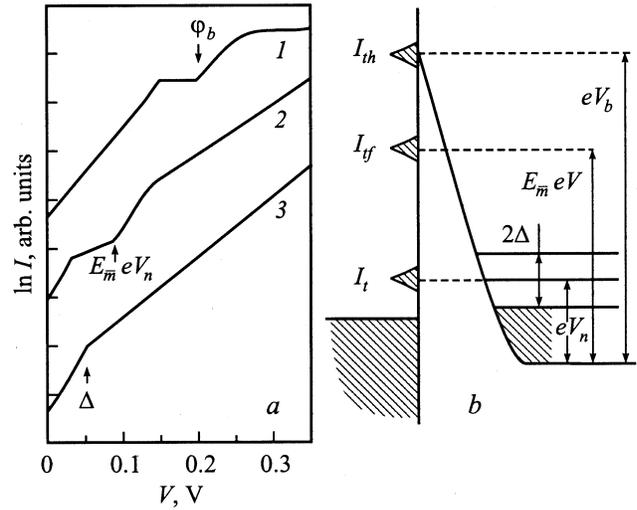


Рис. 5. Вольт-амперные характеристики (a) и распределение энергии (b) в контакте металл-сверхпроводящий полупроводник. 1 — термоэлектронная эмиссия (I_{th}), 2 — термополевая эмиссия (I_{tf}), 3 — полевая эмиссия (I_t).

смещения (b) в случае термоэлектронной ($E_0 \ll kT$), термополевой ($E_0 \approx kT$) и полевой ($E_0 \gg kT$) эмиссии.

3. Заключение

Переход объема полупроводника в сверхпроводящее состояние приводит к существенным изменениям вольт-амперной характеристики контакта металл-полупроводник, определяемых высотой потенциального барьера и параметром энергетического сверхпроводника. Для основных механизмов прохождения носителей заряда проведены расчеты и предложены формулы для определения величины проходящего тока в зависимости от значений параметров контакта и приложенного напряжения. Термоэлектронный механизм прохождения носителей заряда может использоваться для создания сверхпроводящих полупроводниковых гетероструктур с выпрямляющими характеристиками и нулевым сопротивлением базовой области.

Список литературы

- [1] Е.Л. Вольф. *Принципы электронной туннельной спектроскопии* (Киев, Наук. думка, 1990). [Пер. с англ.: E.L. Wolf. *Principles of electron tunneling spectroscopy* (N.-Y., Clarendon Press, 1985)].
- [2] J. Lesueur, L.H. Greene, W.L. Fieldmann, A. Inam. *Physica C*, **191**, 325 (1991).
- [3] B.J. van Wees, P. de Vries, P. Magnee, T.M. Klapwijk. *Phys. Rev. Lett.*, **69**, 510 (1992).
- [4] R. Kummel, H. Plehn, U. Schussler. *Proc. 23rd Int. Conf. Phys. Semicond.* (Berlin, 1996) **V11.E2**, p. 3387.
- [5] M. Belogolovskii, M. Grajcar, P. Kus, A. Plecenik, S. Benaska, P. Seidel. *Phys. Rev. B*, **59**, 9617 (1999).

- [6] Ф.В. Комиссинский, Г.А. Овсянников, З.Г. Иванов. ФТТ, **43**, 769 (2001).
- [7] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984) ч. 1. [Пер. с англ.: S.M. Sze. *Physics of semiconductor devices* (N.-Y., Wiley, 1981)].
- [8] Г. Бейтмен, А. Эрдейн. *Таблицы интегральных преобразований* (М., Наука, 1969). т. 1.
- [9] Г.В. Кузнецов. Письма ЖЭТФ, **74**, 556 (2001).

Редактор Л.В. Беляков

Charge carrier passing through the metal-superconducting semiconductor contact

G.V. Kuznetsov

Kiev T. Shevchenko University,
01033 Kiev, Ukraine

Abstract Mechanisms controlling the charge carrier passing through the metal-superconducting semiconductor contact have been investigated. The dependence of current variations on parameters of the contact and applied voltage is found. The transition of a semiconductor into the superconducting state leads to a decrease in the current in the metal-superconducting semiconductor junction within a certain range of voltages, which is determined by the potential barrier height and the energy gap parameters of the superconductor.