

## Транспорт носителей заряда в контакте сверхпроводник—полупроводник

Г.В. Кузнецов

*Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко  
ул. Владимирская, 64, г. Киев, 01133, Украина  
E-mail: kuznetsov@uninet.kiev.ua*

Статья поступила в редакцию 30 декабря 2003 г., после переработки 16 апреля 2004 г.

Проанализировано влияние перехода металла в сверхпроводящее состояние на прохождение носителей заряда через контакт сверхпроводник — полупроводник с туннельно-прозрачным промежуточным диэлектрическим слоем. Переход металла в сверхпроводящее состояние приводит к уменьшению прямого и увеличению обратного тока термоэлектронной эмиссии в таком контакте. При туннельном механизме прохождения носителей заряда уменьшение толщины промежуточного диэлектрического слоя и степени легирования полупроводника обуславливает увеличение параметра нелинейности вольт-амперной характеристики.

Проаналізовано вплив переходу металу у надпровідний стан на проходження носіїв заряду через контакт надпровідник — напівпровідник з тунельно-прозорим проміжним діелектричним шаром. Перехід металу у надпровідний стан призводить до зменшення прямого і збільшення зворотного струму термоелектронної емісії через контакт. При тунельному механізмі проходження носіїв заряду зменшення товщини проміжного діелектричного шару і ступеню легування напівпровідника обумовлює збільшення параметра нелінійності вольт-амперної характеристики.

PACS: 71.30.+h, 73.50.Fq

### Введение

Контакт металл—полупроводник — один из базовых элементов современной интегральной электроники, и исследование влияния сверхпроводимости на прохождение тока в таких контактах достаточно актуально. Дополнительный интерес представляет возможность регулирования свойств потенциального барьера с помощью изменения степени легирования полупроводникового материала. Процессы электронного переноса в контактных структурах сверхпроводник — полупроводник обычно анализируются в рамках туннельного механизма, доминирующего в условиях низких температур и достаточно тонких потенциальных барьеров [1–3]. Вольт-амперные характеристики таких контактов подобны соответствующим характеристикам структур металл — изолятор — сверхпроводник (роль нормального металла выполняет сильно легированный полупроводник, роль изолятора — область пространственного заряда полупроводника). Отличия

обусловлены лишь формой потенциального барьера области пространственного заряда. Появление материалов со значительно более высокими температурами критического перехода в сверхпроводящее состояние привело к возрастанию роли надбарьерного механизма прохождения носителей заряда, что необходимо учитывать при определении общего тока через контакт [4,5]. Кроме того, для реальных контактов металл — полупроводник характерно существование промежуточного диэлектрического слоя на границе раздела металл — полупроводник, свойства которого определяются природой контактирующих материалов и технологией изготовления контакта [6]. Наличие такого промежуточного слоя определяет структуру потенциального барьера контакта и может приводить к существенному изменению как величины проходящего тока, так и его зависимости от приложенного напряжения. В большинстве случаев при изготовлении контакта металл — полупроводник толщина образующегося промежуточного слоя не превышает 1–10 нм, что позволяет рассмат-

ривать его как тонкий туннельно-прозрачный диэлектрический слой.

В работе рассмотрены процессы прохождения носителей заряда через контакт сверхпроводник – полупроводник с туннельно-прозрачным промежуточным диэлектрическим слоем для случая изотропного сверхпроводника с шириной энергетической щели в плотности состояний  $\Delta \neq 0$ . Зонная энергетическая диаграмма такого контакта показана на рис. 1, где  $\phi_b$  – высота потенциального барьера,  $eV_b$  – диффузионный потенциал,  $eV_n$  – разница энергий между уровнем Ферми и дном зоны проводимости (для вырожденного полупроводника  $eV_n > 0$ ),  $\Delta$  – параметр энергетической щели сверхпроводника,  $V = V_1 + V_2$  – приложенное к контакту напряжение ( $V_1, V_2$  – падения напряжения на промежуточном слое и области пространственного заряда соответственно). Прохождение носителей заряда проанализируем для полупроводника  $n$ -типа в приближениях диодной теории (отсчет энергии от дна зоны проводимости полупроводника  $E_c = 0$ ). Расчеты проведены для случая изотропного сверхпроводника, характеризующегося наличием энергетической щели в плотности состояний.

Если высота потенциального барьера  $\phi_b \gg kT$  и прохождение тока не нарушает термодинамическое равновесие в области эмиссии, то полный ток  $I_t$  через контакт определяется разницей потоков носителей из полупроводника в металл  $J_{sm}$  и из металла в полупроводник  $J_{ms}$  [7]. Количество переходящих из полупроводника в металл электронов в интервале энергий от  $E$  до  $E + dE$  пропорционально числу заполненных состояний в полупроводнике  $N_s(E)f(E)dE$ , числу свободных состояний в металле  $N_{ms}(E - eV)[1 - f(E - eV)]dE$  и вероятности их прохождения через потенциальный барьер  $P_{sm}(E)$ :

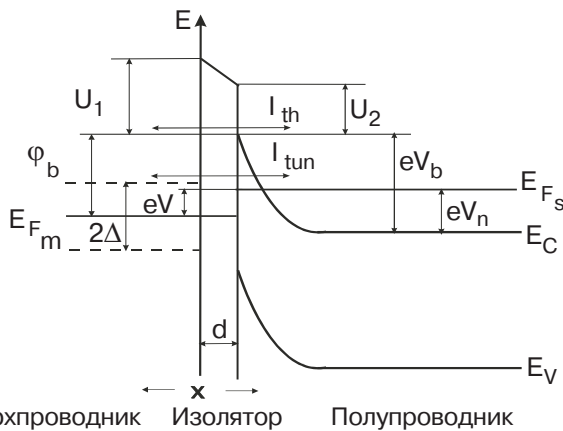


Рис. 1. Энергетическая диаграмма контакта сверхпроводник – полупроводник.

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

Аналогично можно записать и для потока электронов из металла в полупроводник:

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

В выражениях (1), (2) введены обозначения  $N_s(E) = [4\pi(2m^*)^{3/2}(E - E_c)^{1/2}]/h^3$  – плотность состояний в зоне проводимости полупроводника;  $N_{ms}(E - eV) = N_m(E - eV)n_s(E - eV)$  – плотность состояний в зоне проводимости сверхпроводящего металла;  $N_m(E - eV) = [4\pi(2m^*)^{3/2} \times (E - E_c + eV)^{1/2}]/h^3$  – плотность состояний в нормальном металле;  $n_s(E) = |E - eV_n + eV| \times [(E - eV_n + eV)^2 - \Delta^2]^{-1/2}$  – сверхпроводящая структура плотности состояний в металле;  $f(E) = [1 + \exp(\frac{E - eV_n}{kT})]^{-1}$ ;  $f(E - eV) = [1 + \exp(\frac{E - eV_n + eV}{kT})]^{-1}$  – функции распределения

Ферми в полупроводнике и металле соответственно. При вычислении тока обычно допускается, что вероятность прохождения носителей заряда не зависит от направления их движения:  $P_{sm}(E) = P_{ms}(E) = P(E)$ , а плотности состояний в полупроводнике и несверхпроводящем металле – медленно изменяющиеся функции, равные своему значению на поверхности Ферми:  $N_s(E) = N_s(0)$  и  $N_m(E - eV) = N_m(0)$ . Выражение для плотности полного тока  $I_t$  получим после интегрирования по всем возможным энергиям:

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

где  $G_n = eAN_n(0)N_m(0)$  – проводимость контакта в несверхпроводящем состоянии,  $A$  зависит от геометрии границы раздела. Уравнение (3) определяет общее количество носителей, способных пересечь границу раздела в контакте сверхпроводник – полупроводник при температуре  $T < T_c$ .

Для определения энергетической зависимости вероятности перехода носителей заряда через изображенный на рис. 1 потенциальный барьер можно использовать полученное в ВКБ-приближении выражение для  $P(E)$  [6], которое при принятых обозначениях имеет вид

$$P(E) = P_0 \exp \{-\chi[(U_1 + eV_b - eV_1 - E)^{3/2} - (U_2 + eV_b - E)^{3/2}]\} \times \exp \left\{ -\frac{eV_b}{E_{00}} \left(1 - \frac{E}{eV_b}\right)^{1/2} - \frac{E}{eV_b} \ln \left[ \left(\frac{eV_b}{eV_n}\right)^{1/2} + \left(\frac{eV_b - E}{eV_n}\right)^{1/2} \right] \right\}, \quad (4)$$

где  $\chi = \frac{8\pi(2m^*)^{1/2}d}{3h(U_1 - U_2 - eV_1)}$ ;  $E_{00} = \frac{eh}{4\pi} \left( \frac{n_0}{\epsilon_0 \epsilon_2 m^*} \right)^{1/2}$ ;

$P_0 \sim 1$  – численный коэффициент.

Первый экспоненциальный множитель в выражении (4) определяет прозрачность трапецидального барьера промежуточного слоя, а второй – области пространственного заряда полупроводника в приближении равномерного распределения примесей.

### Надбарьерное прохождение носителей заряда

Определение термоэлектронной компоненты тока  $I_{th}$  через контакт сверхпроводник – полупроводник сводится к нахождению количества проходящих над максимумом потенциального барьера носителей:  $E \geq eV_b = \phi_b + eV_n - eV_2$ .

*Интервал напряжений  $eV < \phi_b$*

При  $\phi_b - eV \gg kT$  для всего диапазона возможных энергий надбарьерных электронов  $E \geq eV_b$  выполняются соотношения:

$$\exp\left(\frac{E - eV_n}{kT}\right) \gg 1, \quad \exp\left(\frac{E - eV_n + eV}{kT}\right) \gg 1,$$

тогда для разницы функций распределения Ферми имеем

$$f(E) - f(E - eV) = [1 - \exp(-\frac{eV}{kT})] \exp(-\frac{E - eV_n}{kT}).$$

При определении влияния сверхпроводящего состояния металла на вольт-амперную характеристику контакта будем учитывать носители заряда с энергией, близкой к максимуму потенциального барьера, которые дают основной вклад в термоэлектронную составляющую тока. Ограничиваясь первым членом разложения в ряд функции  $n_s(E)$  вблизи максимума потенциального барьера  $eV_b = \phi_b + eV_n - eV_2$ , получаем

$$n_s(V) \approx [1 - (\frac{\Delta}{\phi_b + eV_1})^2]^{-1/2}.$$

Коэффициент прозрачности для надбарьерных электронов определяется только вкладом промежуточного слоя, и в области энергий  $E \sim eV_b$ , согласно (4), имеем

$$P_n(V) = P_0 \exp \{-\chi[(U_1 - eV_1)^{3/2} - (U_2)^{3/2}]\}. \quad (5)$$

Как правило,  $\Delta < \phi_b$ , поэтому после интегрирования (3) в пределах от  $eV_b$  до  $\infty$  с учетом полученных значений  $P_n(V)$  и  $n_s(V)$  находим для плотности термоэлектронного тока:

$$I_{th} = A^* T^2 P_n(V) n_s(V) \exp(-\frac{\phi_b}{kT}) \times [\exp(\frac{eV_2}{kT}) - \exp(-\frac{eV_1}{kT})]. \quad (6)$$

В уравнении (6) использовано обозначение  $(kT/e)G_n = A^* T^2$ , что следует из преобразования выражения (6) при  $\Delta \rightarrow 0, d \rightarrow 0$  в известное выражение для тока термоэлектронной эмиссии в обычном контакте металл – полупроводник [7]:

$$I_{th} = I_s [\exp(\frac{eV}{kT}) - 1] = A^* T^2 \exp(-\frac{\phi_b}{kT}) [\exp(\frac{eV}{kT}) - 1], \quad (7)$$

где  $A^* = 4\pi e m^* k^2 / h^3$  – постоянная Ричардсона для термоэлектронной эмиссии.

*Интервал напряжений  $eV > \phi_b$*

В этом интервале напряжений максимум потенциального барьера области Шоттки  $eV_b = \phi_b + eV_n - eV_2$  находится ниже уровня Ферми  $eV_n$  полупроводника. Для носителей с энергией  $E \sim eV_b$  при  $eV - \phi_b \gg kT$  имеем

$$\exp(\frac{E - eV_n}{kT}) \ll 1, \quad \exp(\frac{E - eV_n + eV}{kT}) \gg 1$$

и

$$f(E) - f(E - eV) = 1 - \exp(-\frac{eV}{kT}) \approx 1.$$

Учитывая полученное при  $E \sim eV_b$  значение  $P(E)$  (5), после вычисления интеграла (3) в пределах от  $eV_b$  до  $eV_n$  получим близкую к линейной зависимость тока от приложенного напряжения в интервале  $eV > \phi_b$ :

$$I_{th} = A^* T^2 P_n(V) [1 - \exp(-\frac{eV}{kT})] \times \frac{[(eV)^2 - \Delta^2]^{1/2} - [(\phi_b + eV_1)^2 - \Delta^2]^{1/2}}{kT}. \quad (8)$$

Влияние сверхпроводимости металла на ток термоэлектронной эмиссии при заданном значении напряжения на контакте  $V$  можно оценить по величине отношения тока в сверхпроводящем состоянии  $I_{th}(S)$  к току в нормальном состоянии  $I_{th}(N)$ . Для тесного контакта при  $d = 0$  отношение  $I_{th}(S)/I_{th}(N)$

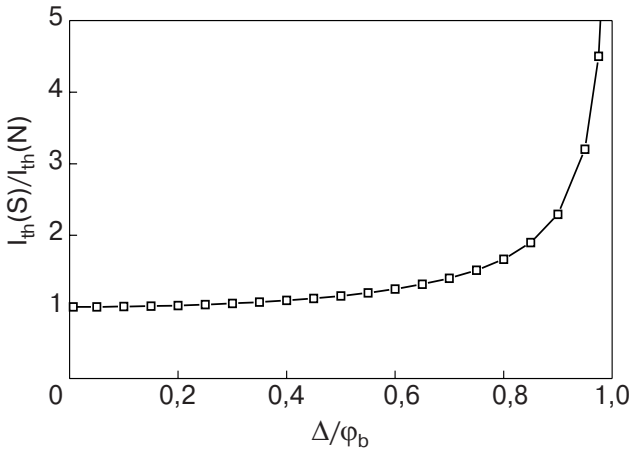


Рис. 2. Зависимость отношения токов  $I_{th}(S)/I_{th}(N)$  от соотношения параметров  $\Delta/\phi_b$  ( $d = 0$ ).

определяется величиной  $\Delta/\phi_b$  и не зависит от приложенного напряжения (рис. 2). В случае  $d \neq 0$  для определения параметров вольт-амперной характеристики следует использовать известные соотношения для перераспределения напряжения в контакте металл – полупроводник [3]:

$$eV_1 = 2(\phi_b + eV_n) \frac{\epsilon_2 d}{\epsilon_1 L_0} \left\{ 1 + \frac{\epsilon_2 d}{\epsilon_1 L_0} - \left[ \left( 1 + \frac{\epsilon_2 d}{\epsilon_1 L_0} \right)^2 - \frac{eV}{\phi_b + eV_n} \right]^{1/2} \right\}, \quad (9)$$

где

$$L = \left[ \frac{2\epsilon_0 \epsilon_2 (\phi_b + eV_n - eV_2)}{e^2 n_0} \right]^{1/2}$$

– толщина слоя Шоттки;  $L_0$  – значение  $L$  при  $eV = 0$ ;  $eV_n = (3n_0/8\pi)^{2/3} h^2/m^*$  – для вырожденного полупроводника;  $\epsilon_1, \epsilon_2$  – диэлектрические проницаемости промежуточного слоя и полупроводника соответственно;  $n_0, m^*$  – концентрация и эффективная масса носителей заряда в полупроводнике.

На рис. 3 показаны рассчитанные в соответствии с (6)–(9) зависимости соотношения токов  $I_{th}(S)/I_{th}(N)$  от приложенного к контакту напряжения  $V$  при разных значениях  $\epsilon_2 d/\epsilon_1 L_0$ . При увеличении толщины промежуточного слоя  $d$  отношение  $I_{th}(S)/I_{th}(N)$  уменьшается для прямых и увеличивается для обратных напряжений (рис. 3, кривые 2, 3). Зависимости  $I_{th}(S)/I_{th}(N)$  от  $V$  и  $d$  обусловлены зависимостью от приложенного напряжения вершины потенциального барьера Шоттки  $eV_b$ , которая определяет энергию надбарьерных носителей заряда. При увеличении прямого напряжения значение  $\phi_b + eV_1$  растет, ослабевает влияние сверхпроводящей структуры плотности состояний в металле и  $I_{th}(S)/I_{th}(N) \rightarrow 1$ .

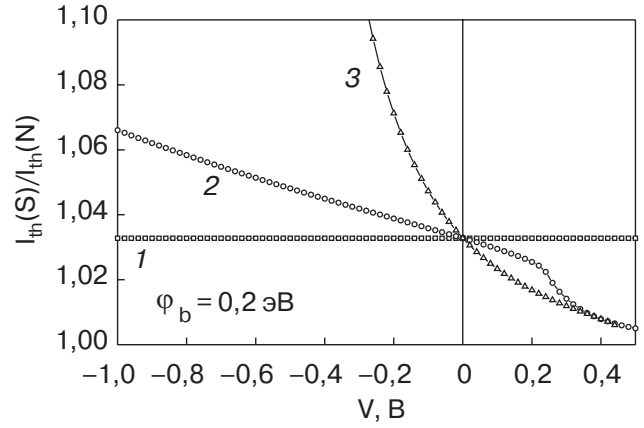


Рис. 3. Зависимость отношения токов  $I_{th}(S)/I_{th}(N)$  от приложенного напряжения ( $\Delta/\phi_b = 0,25$ ) при различных значениях  $\epsilon_2 d/\epsilon_1 L_0$ : 0 (1); 0,1 (2); 0,5 (3).

Различие в изменениях прямого и обратного токов при переходе металла в сверхпроводящее состояние может приводить даже к изменению знака выпрямления в контакте металл – полупроводник при больших значениях соотношения  $\epsilon_2 d/\epsilon_1 L_0$ . Экспериментально изменение знака выпрямления в контактах металл – полупроводник наблюдалось для структур  $YBa_2Cu_3O_{7-x} - Si$  при высокой степени легирования кремния (малые значения  $L_0$ ) [8], а также для структур  $YBa_2Cu_3O_{7-x} - NdGaO_3 - SrTiO_3$  (большие значения  $\epsilon_2$ ) [9].

#### Параметр нелинейности ВАХ

Параметр нелинейности  $\alpha = d \ln I/dV$  характеризует степень роста тока с увеличением приложенного прямого напряжения и является одним из основных параметров контакта металл – полупроводник. Для контакта металл – полупроводник при  $eV \gg kT$  после дифференцирования (6) получим

$$\alpha = \frac{e}{kT} \frac{dV_2}{dV} + \frac{d \ln P_n(V)}{dV} + \frac{d \ln n_s(V)}{dV} = \frac{e}{kT} \left[ 1 - \frac{dV_1}{dV} \left( 1 - a_t \frac{kT}{e} - a_\Delta \frac{kT}{e} \right) \right], \quad (10)$$

где

$$\begin{aligned} \frac{dV_2}{dV} &= \left( 1 + \frac{\epsilon_2 d}{\epsilon_1 L} \right)^{-1}; \quad \frac{dV_1}{dV} = \frac{\epsilon_2 d}{\epsilon_1 L} \left( 1 + \frac{\epsilon_2 d}{\epsilon_1 L} \right)^{-1}; \\ \frac{d \ln P_n(V)}{dV} &= a_t \frac{dV_1}{dV}; \quad \frac{d \ln n_s(V)}{dV} = a_\Delta \frac{dV_1}{dV}; \\ a_t &= e\chi \left[ \frac{3}{2} (U_1 - eV_1)^{1/2} - \frac{(U_1 - eV_1)^{3/2} - U_2^{3/2}}{U_1 - U_2 - eV_1} \right]; \\ a_\Delta &= -e \left\{ (\phi_b + eV_1) \left[ \left( \frac{\phi_b + eV_1}{\Delta} \right)^2 - 1 \right]^{-1} \right\}. \end{aligned}$$

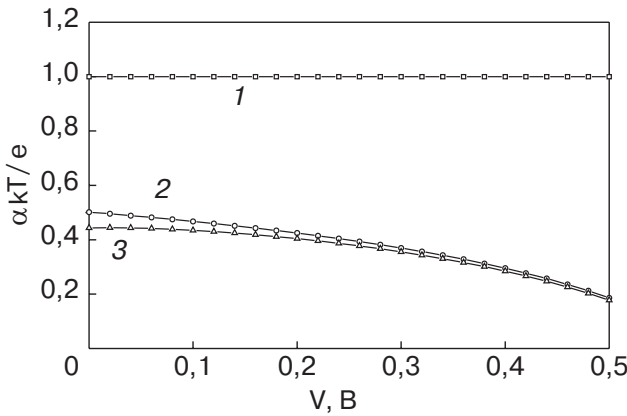


Рис. 4. Влияние сверхпроводимости металла на параметр нелинейности  $\alpha$  для термоэлектронной компоненты тока: 1 —  $d = 0$ ; 2 —  $\varepsilon_2 d / \varepsilon_1 L_0 = 1$ ;  $\Delta = 0$ ; 3 —  $\varepsilon_2 d / \varepsilon_1 L_0 = 1$ ;  $\Delta / \varphi_b = 0,25$ .

На рис. 4 показаны зависимости параметра  $\alpha$  от приложенного напряжения. Расчет проведен для интервала напряжений  $U_1 \gg eV_1$  при  $a_t = 0,5$ ;  $\varphi_b = 0,2$  эВ;  $\Delta / \varphi_b = 0,25$ ;  $\varepsilon_2 d / \varepsilon_1 L_0 = 1$ . При  $d = 0$  переход металла в сверхпроводящее состояние не приводит к изменениям параметра  $\alpha$ . При увеличении  $d$  влияние сверхпроводимости растет, обуславливая незначительное уменьшение параметра  $\alpha$  (рис. 4, кривая 3).

### Туннелирование через область потенциального барьера

При определении туннельной компоненты тока через контакт сверхпроводник — полупроводник в уравнении (3) необходимо учесть зависимость от энергии вероятности перехода носителей заряда через область потенциального барьера. 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, то есть  $eV_b \gg eV_n$ , то в области энергий  $E \sim eV_n$  после соответствующих преобразований для коэффициента прозрачности барьера (4) можно получить

$$P(V) = P_0 \exp \left\{ -\chi \left[ (U_1 + \varphi_b - eV)^{3/2} - (U_2 + \varphi_b - eV_2)^{3/2} \right] \right\} \exp \left( -\frac{\varphi_b + eV_n - eV_2}{E_{00}} \right). \quad (11)$$

Интервал напряжений  $-\Delta \leq eV \leq \Delta$

Вынесение коэффициента прозрачности  $P_n(V)$  из-под знака интеграла в (3) позволяет определить

вольт-амперную характеристику контакта для интервала напряжений  $-\Delta \leq eV \leq \Delta$ , где влияние сверхпроводящего состояния на туннельный ток наиболее существенно. Расчет осуществляется путем подстановки переменных  $x = E - eV_n - \Delta + eV$  в первом и  $x = -E + eV_n - \Delta - eV$  во втором интегралах формулы (3). При  $\Delta \gg kT$  выполняется

$$f(E) - f(E - eV) = \exp\left(-\frac{x + \Delta}{kT}\right) \left[ \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right]$$

для первого и

$$f(E) - f(E - eV) = \exp\left(-\frac{x + \Delta}{kT}\right) \left[ 1 - \exp\left(-\frac{eV}{kT}\right) \right]$$

для второго слагаемого (3), и после соответствующих преобразований получим

$$I_{\text{tun}} = \frac{G_n}{e} P(V) \exp\left(-\frac{\Delta}{kT}\right) \left[ \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - \exp\left(-\frac{eV}{kT}\right) \right] \times \int_0^\infty \frac{x + \Delta}{\sqrt{x(x + 2\Delta)}} \exp\left(-\frac{x}{kT}\right) dx. \quad (12)$$

Интеграл (12) находится в таблицах преобразований Лапласа [10]:

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

где  $K_1(\Delta/kT)$  — модифицированная функция Бесселя второго рода первого порядка. При  $\Delta \gg kT$  для функции Бесселя можно применить асимптотическое выражение:

$$K_1\left(\frac{\Delta}{kT}\right) \approx \left(\frac{\pi kT}{2\Delta}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{\Delta}{kT}\right)$$

и после подстановки получить для плотности тока  $I_{\text{tun}}$ :

$$I_{\text{tun}} = A^* T^2 P(V) \left(\frac{\pi \Delta}{2kT}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{\Delta}{kT}\right) \times \left[ \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - \exp\left(-\frac{eV}{kT}\right) \right]. \quad (13)$$

Интервал напряжений  $eV > \Delta$

В интервале напряжений  $eV > \Delta$  туннельный ток определяется носителями заряда с энергией  $E \leq eV_n$ , для которых при  $\Delta \gg kT$  выполняется

$$\exp\left(\frac{E - eV_n}{kT}\right) \ll 1, \quad \exp\left(\frac{E - eV_n + eV}{kT}\right) \gg 1 \text{ и}$$

$$f(E) - f(E - eV) = \left[ 1 - \exp\left(-\frac{eV}{kT}\right) \right].$$

После вычисления интеграла (3) в пределах от  $eV_n + \Delta - eV$  до  $eV_n$  для туннельной компоненты тока  $I_{\text{tun}}$  получим близкую к линейной зависимость тока от приложенного напряжения:

$$I_{\text{tun}} = A^* T^2 P(V) [1 - \exp(-\frac{eV}{kT})] \frac{[(eV)^2 - \Delta^2]^{1/2}}{kT}. \quad (14)$$

Асимметричность туннельной вольт-амперной характеристики контакта сверхпроводник – полупроводник обусловлена зависимостью коэффициента прозрачности  $P(V)$  от приложенного напряжения. При  $\Delta \rightarrow 0, d \rightarrow 0$  зависимость (14) с точностью до предэкспоненциального множителя сводится к известному выражению для туннельного тока в обычном контакте металл – полупроводник [7]:

$$I_{\text{tun}} = I_{\text{st}} \exp(\frac{eV}{E_{00}}) [1 - \exp(-\frac{eV}{kT})]. \quad (15)$$

#### Параметр нелинейности ВАХ

Для туннелирующих носителей заряда с энергией  $E \sim eV_n$  в интервале напряжений  $-\Delta \leq eV \leq \Delta$  можно пренебречь зависимостью коэффициента прозрачности диэлектрического слоя от приложенного напряжения. При  $eV \gg kT$  параметр нелинейности  $\alpha = d \ln I / dV$  можно записать в следующем виде:

$$\alpha = \frac{e}{kT} + \frac{d \ln P(V)}{dV} \approx \frac{e}{kT} [1 + \frac{kT}{E_{00}} \frac{dV_2}{dV}]. \quad (16)$$

На рис. 5 показаны рассчитанные в соответствии с (16) зависимости параметра  $\alpha$  от соотношения  $\epsilon_2 d / \epsilon_1 L$  для туннельной компоненты тока. Характерным является рост значений параметра  $\alpha$  при уменьшении толщины промежуточного слоя  $d$ , при-

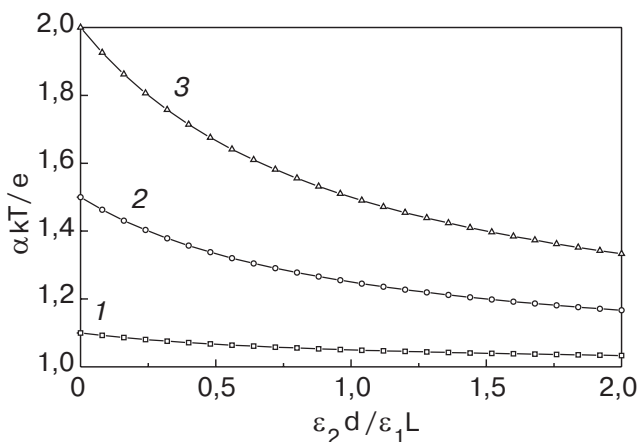


Рис. 5. Зависимость параметра  $\alpha$  для туннельного контакта сверхпроводник – полупроводник при различных соотношениях  $kT/E_{00}$ : 0,1 (1); 0,5 (2); 1 (3).

чем этот рост более существен при больших значениях  $kT/E_{00}$ , т.е. при более высоких температурах и меньших концентрациях носителей заряда в полупроводнике. Описываемую формулой (16) зависимость параметра  $\alpha$  можно сопоставить с известными экспериментальными результатами исследования «супер-Шоттки диодов» [11]. Очевидно, что наличие промежуточного диэлектрического слоя на границе раздела сверхпроводник – полупроводник является одной из основных причин, препятствующих достижению максимальных значений параметра нелинейности вольт-амперной характеристики в таких диодах. В то же время для контактов сверхпроводник – полупроводник на основе купратных металлооксидов процессы туннелирования в значительной степени усложняются анизотропией свойств высокотемпературного сверхпроводника [12,13].

#### Выводы

Проанализировано влияние промежуточного диэлектрического слоя на термоэлектронную и туннельную компоненты тока в контакте сверхпроводник – полупроводник. Переход металла в сверхпроводящее состояние обуславливает уменьшение прямого и увеличение обратного тока термоэлектронной эмиссии в контакте сверхпроводник – полупроводник. В случае «тесного» контакта при толщине промежуточного слоя  $d = 0$  отношение надбарьерного тока в сверхпроводящем и несверхпроводящем состояниях не зависит от приложенного напряжения и возрастает при увеличении отношения  $\Delta/\phi_b$ . В туннельном контакте сверхпроводник – полупроводник параметр нелинейности вольт-амперной характеристики  $\alpha = d \ln I / dV$  уменьшается при увеличении относительной толщины промежуточного диэлектрического слоя и степени легирования полупроводника.

1. Е.Л. Вольф, *Принципы электронной туннельной спектроскопии*, Наукова думка, Киев (1990).
2. A.W. Kleinsasser, T.N. Jackson, D. McInfurt, F. Rammo, G.D. Pettit, and J.M. Woodall, *Appl. Phys. Lett.* **57**, 1811 (1990).
3. B.J. Van Wees, P. de Vries, P. Magnee, and T.M. Klapwijk, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 510 (1992).
4. R. Kummel, H. Plehn, and U. Schussler, *Proc. 23rd Intern. Conf. Physics Semicond*, Berlin, **11.E.2**, 3387 (1996).
5. Г.В. Кузнецов, *Письма в ЖЭТФ* **74**, 556 (2001).
6. В.И. Стриха, *Контактные явления в полупроводниках*, Вища школа, Киев (1982).
7. С. Зи, *Физика полупроводниковых приборов*, Мир, Москва (1984).
8. В.И. Стриха, В.В. Ильченко, В.С. Неволин, *2-я Всесоюз. конф. по высокотемпературной сверх-*

- проводимости. Тезисы докладов, Киев (1989), с. 214.
9. H. Takauchi, A. Yoshida, H. Tamura, T. Imamura, and S. Hasuo, *Appl. Phys. Lett.* **61**, 1462 (1992).
  10. Г. Бейтмен, А. Эрдейи, *Таблицы интегральных преобразований*, Наука, Москва (1969), т. 1.
  11. R.I. Pedersen and M. McColl, *IEEE Trans. Microwave Theory Technol.* **25**, 286 (1977).
  12. C. Bruder, *Phys. Rev.* **B41**, 4017 (1990).
  13. Ф.В. Комиссинский, Г.А. Овсянников, З.Г. Иванов, *Физика и техника полупроводников*, **43**, 769 (2001).

Transport of charge carriers through  
superconductor—semiconductor contact

G.V. Kuznetsov

The effect of the superconducting transition  
in the metal upon the transport of charge carri-

ers through a superconductor—semiconductor contact with an intermediate tunnel—transparent insulating layer has been analyzed. The superconducting transition of the metal decreases the direct current and increases the reverse current of thermionic emission in the contact. On operation of the tunnel mechanism of transport of charge carriers, the decrease in the thickness of the intermediate insulating layer and in the degree of the doping of the semiconductor causes an increase in the non-linearity parameter of the current—voltage characteristic.