

ВЛИЯНИЕ ПРОМЕЖУТОЧНОГО СЛОЯ НА ПАРАМЕТР НЕЛИНЕЙНОСТИ ВАХ КОНТАКТА СВЕРХПРОВОДНИК - ПОЛУПРОВОДНИК

Белоусов И.В., Кузнецов Г.В.
Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко,
ул. Владимирская, 64, 01033, Киев, Украина,
E-mail: kuznetsov@uninet.kiev.ua

Параметр нелинейности вольт-амперной характеристики (ВАХ) $\alpha = d \ln I / dV$ характеризует степень роста тока с приложенным напряжением и является одним из основных параметров контакта металл-полупроводник. В работе анализируется зависимость параметра α от условий прохождения носителей заряда через контакт сверхпроводник – полупроводник с туннельно – прозрачным промежуточным диэлектрическим слоем. Зонная энергетическая диаграмма такого контакта показана на рис.1. Прохождение носителей заряда

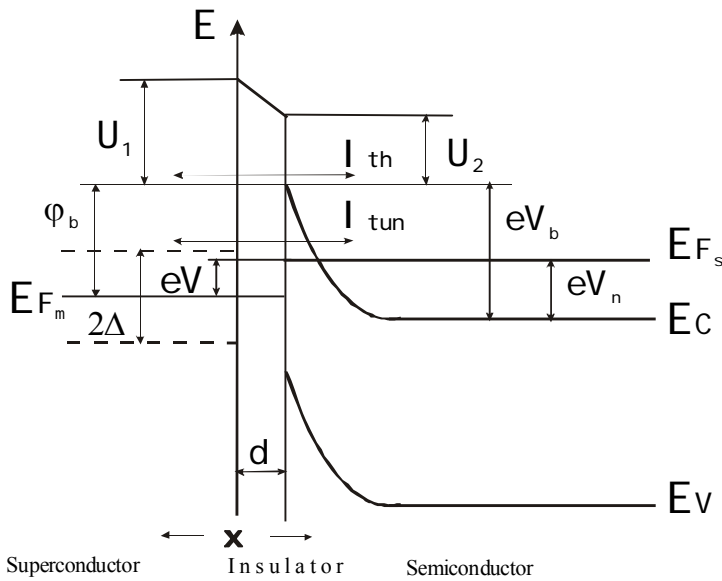


Рис.1. Энергетическая диаграмма контакта сверхпроводник - полупроводник

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

где $G_n = eAN_n(0)N_m(0)$ – проводимость контакта в несверхпроводящем состоянии, A – определяется геометрией границы раздела. $n_s(E)$ – сверхпроводящая структура плотности состояний в металле, $f(E)$, $f(E - eV)$ – функции распределения Ферми в полупроводнике и металле, соответственно, $V = V_1 + V_2$ (V_1 , V_2 – падения напряжения на промежуточном слое и области пространственного заряда, соответственно). Уравнение (1) 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 $P(E)$.

Надбарьерное прохождение носителей заряда. Определение термоэлектронной компоненты тока I_{th} через контакт сверхпроводник - полупроводник сводится к нахождению количества носителей, проходящих над максимумом потенциального барьера области пространственного заряда полупроводника: $E \geq eV_b = \phi_b + eV_n - eV_2$. Основной вклад в термоэлектронную составляющую тока дают носители заряда с близкой к максимуму

рассматривается в приближениях диодной теории для полупроводника p-типа и изотропного сверхпроводника, характеризующегося наличием энергетической щели $\Delta \neq 0$ в плотности состояний. При вычислении тока предполагается, что вероятность прохождения носителей заряда не зависит от направления движения: $P_{sm}(E) = P_{ms}(E) = P(E)$, а плотности состояний в полупроводнике и несверхпроводящем металле равны своему значению на поверхности Ферми, соответственно: $N_s(E) = N_s(0)$ и $N_m(E - eV) = N_m(0)$. Выражение для плотности полного тока I_t получим после интегрирования по всем возможным энергиям:

потенциального барьера энергией, что позволяет рассчитать вольт-амперную характеристику контакта. После дифференцирования полученного выражения для параметра нелинейности α при $eV \gg kT$ получим:

$$\alpha = \frac{e}{kT} \left[1 - \frac{dV_1}{dV} \left(1 - a_i \frac{kT}{e} - a_\Delta \frac{kT}{e} \right) \right] \quad (2)$$

где; $\frac{dV_1}{dV} = \frac{\varepsilon_2 d}{\varepsilon_1 L} \left(1 + \frac{\varepsilon_2 d}{\varepsilon_1 L} \right)^{-1}$; $a_i = e\chi \left[\frac{3}{2} (U_1 - eV_1)^{\frac{1}{2}} - \frac{(U_1 - eV_1)^{\frac{3}{2}} - U_2^{\frac{3}{2}}}{U_1 - U_2 - eV_1} \right]$; $a_\Delta = -e \{ (\varphi_b + eV_1) \left[\left(\frac{\varphi_b + eV_1}{\Delta} \right)^2 - 1 \right] \}^{-1}$.

На рис.2 показаны зависимости параметра α от приложенного напряжения V . Расчёт проведен при значениях: $a_i=0,5$; $\varphi_b=0,2$ эВ; $\Delta/\varphi_b=0,25$; $\varepsilon_2 d / \varepsilon_1 L_0 = 1$ (L_0 – ширина области пространственного заряда при $V=0$). При $d=0$ переход металла в сверхпроводящее состояние не приводит к изменениям параметра α . При увеличении d влияние сверхпроводимости растёт, обуславливая уменьшение параметра α .

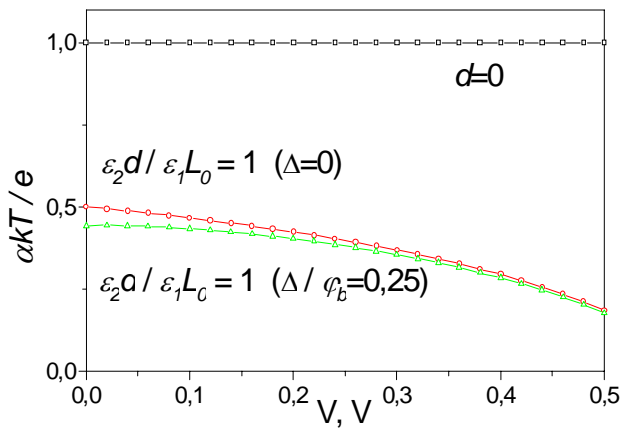


Рис.2.

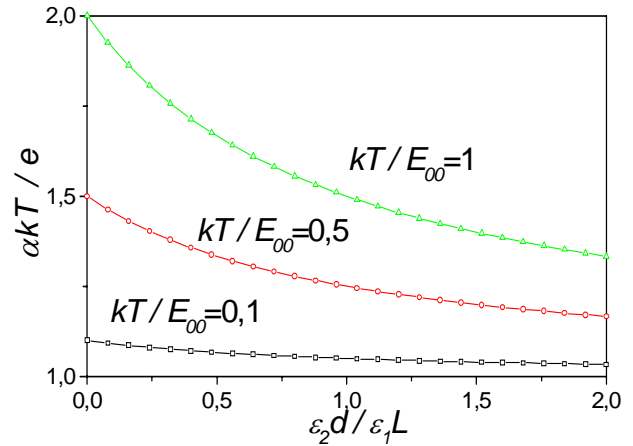


Рис.3.

Туннелирование носителей через область пространственного заряда полупроводника. 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 $\alpha = \frac{d \ln I}{dV}$ можно записать с учетом величины $E_{00} = \frac{eh}{4\pi \varepsilon_0 \varepsilon_2 m^*} \left(\frac{n_0}{\varepsilon_0 \varepsilon_2 m^*} \right)^{\frac{1}{2}}$ в следующем виде:

$$\alpha \approx \frac{e}{kT} \left[1 + \frac{kT}{E_{00}} \frac{dV_2}{dV} \right] \quad (3)$$

На рис. 3 показаны рассчитанные в соответствии с (3) зависимости параметра α для туннельной компоненты тока от соотношения $\varepsilon_2 d / \varepsilon_1 L$ при разных значениях kT/E_{00} . Характерным является рост значений параметра α при уменьшении толщины промежуточного слоя d , причём этот рост является более существенным при больших значениях kT/E_{00} , то есть, при более высоких температурах и меньших концентрациях носителей заряда в полупроводнике. 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.