

УДК 53.13.3

М. С. СААКЯН

ШИРИНА ОБЛАСТИ ПОВЕРХНОСТНОГО ЗАРЯДА В КОНТАКТЕ  
 ДВУМЕРНЫЙ МЕТАЛЛ–ДВУМЕРНЫЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ ГАЗ ПРИ  
 ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ

Рассмотрена задача о равновесном распределении потенциала электрического поля в контакте двумерный металл–двумерный электронный газ при диэлектрической неоднородности окружающей среды. Показано, что учет такой неоднородности сводится к введению в окончательные уравнения эффективной диэлектрической проницаемости, равной среднему арифметическому диэлектрических проницаемостей нижней и верхней областей, окружающих двумерный электронный газ.

**Введение.** Обычно теория низкоразмерных контактов строится в предположении диэлектрической неоднородности окружающей среды [1, 2]. Однако во многих реальных наноструктурах слой узкозонного полупроводника, в котором реализована квантовая яма для электронов и дырок, окружен с двух сторон барьерными слоями с различной диэлектрической проницаемостью [3], что сказывается на распределении контактного электрического поля и толщине образовавшихся слоев обеднения. В данной работе выводится ширина слоя полного обеднения в Шоттки-контакте, образованном между двумерным электронным газом (ДЭГ) и тонким металлическим слоем, расположенным в плоскости ДЭГ.

**Постановка задачи и ход решения.** Схема рассматриваемого контакта

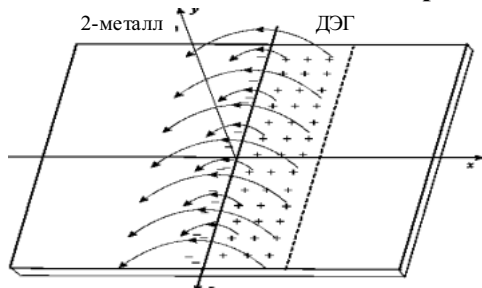


Рис. 1. Схема контакта двумерный металл–  
 –двумерный электронный газ

представлена на рис. 1, где плоскость  $x < 0$  занимает двумерный металл (2-металл), а плоскость  $x > 0$  – двумерный электронный газ. Если работа выхода электронов из полупроводника меньше, чем работа выхода из металла, то при образовании контакта часть электронов переходит из полупроводника в металл и вблизи линии контакта  $x = 0$  образуется слой поверхностного заряда, ширина которого в приближении полного обеднения в области ДЭГ обозначается через  $l$ .

В силу симметрии задачи относительно оси  $z$  (рис. 1), потенциал электрического поля  $\varphi(x, y)$  в пространстве, окружающем плоскость квантовой ямы, удовлетворяет двумерному уравнению Лапласа  $\Delta\varphi(x, y) = 0$  с граничными условиями, отражающими распределение заряда на плоскости ДЭГ. Обозначая через  $\varphi^{(1)}(x, y)$  и  $\varphi^{(2)}(x, y)$  потенциалы в верхней и нижней полуплоскостях соответственно, получаем систему дифференциальных уравнений, решения которых должны удовлетворять следующим граничным условиям:

$$\begin{cases} \varphi^{(1,2)}(x, y) \Big|_{\substack{x \leq 0 \\ y = \pm 0}} = V_k, \\ \varepsilon_1 \frac{\partial \varphi^{(1)}(x, y)}{\partial y} \Big|_{\substack{0 \leq x \leq l \\ y = \pm 0}} - \varepsilon_2 \frac{\partial \varphi^{(2)}(x, y)}{\partial y} \Big|_{\substack{0 \leq x \leq l \\ y = -0}} = 4\pi e N_{S0}, \\ \varphi^{(1,2)}(x, y) \Big|_{\substack{x > l \\ y = \pm 0}} = 0, \\ \varphi^{(1)}(x, 0) = \varphi^{(2)}(x, 0). \end{cases} \quad (1)$$

Здесь  $V_k$  есть контактная разность потенциалов, а  $N_{S0}$  – равновесная концентрация носителей. Поскольку в точке  $x = l, y = 0$  меняется вид граничного условия, то задачу удобно решать методом конформных отображений, причем отображение необходимо выбрать таким образом, чтобы оно сохраняло симметрию между верхней и нижней полуплоскостями. Такое конформное отображение можно осуществить с помощью функции

$$\begin{cases} w = \pi - \frac{2}{i} \ln \left( \frac{\sqrt{z} + \sqrt{z-l}}{\sqrt{l}} \right), \\ z = x + iy, \quad w = u + iv, \end{cases} \quad (2)$$

которая переводит плоскость  $z(x, y)$  на вертикальную полосу в плоскости  $w(u, v)$  (рис. 2). Легко показать, что обратное преобразование имеет вид

$$\begin{cases} x = \frac{l}{2} (1 - \cos u \cosh v), \\ y = \frac{l}{2} \sin u \sinh v. \end{cases} \quad (3)$$

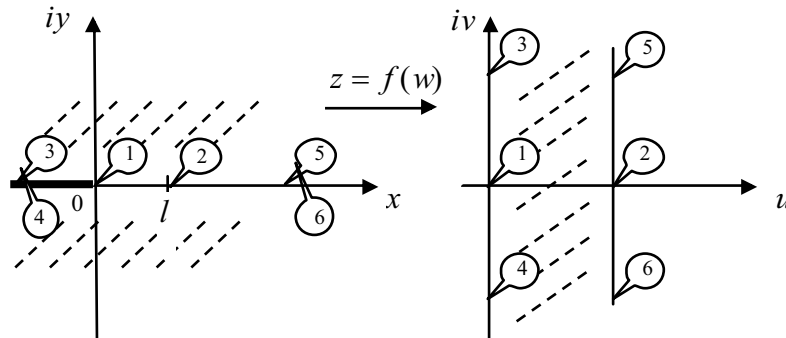


Рис. 2. Конформное преобразование, отображающее плоскость  $z(x, y)$  на вертикальную полосу в плоскости  $w(u, v)$ .

После конформного отображения система дифференциальных уравнений (1) в плоскости  $w(u, v)$  примет вид:

$$\begin{cases} \Delta\varphi^{(1,2)}(u, v) = 0, \\ \varphi^{(1,2)}(u, v)|_{u=0} = V_k, \\ \varepsilon_1 \frac{\partial\varphi^{(1)}(u, v)}{\partial v} \Big|_{\substack{0 \leq u \leq \pi \\ v=+0}} - \varepsilon_2 \frac{\partial\varphi^{(2)}(u, v)}{\partial v} \Big|_{\substack{0 \leq u \leq \pi \\ v=-0}} = 2\pi eN_{S0}l \sin u, \\ \varphi^{(1,2)}(u, v)|_{u=\pi} = 0, \\ \varphi^{(1)}(u, v)|_{v=0} = \varphi^{(2)}(u, v)|_{v=0}. \end{cases} \quad (4)$$

Решения этой системы можно представить в виде

$$\begin{cases} \varphi^{(1)}(u, v) = V_k \left(1 - \frac{u}{\pi}\right) + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \sin(nu) \exp(-nv), \\ \varphi^{(2)}(u, v) = V_k \left(1 - \frac{u}{\pi}\right) + \sum_{n=1}^{\infty} B_n \sin(nu) \exp(+nv), \end{cases} \quad (5)$$

откуда, исходя из граничных условий (4), для неизвестных коэффициентов  $A_n$  и  $B_n$  получаем

$$\begin{cases} A_1 = B_1 = -\frac{2\pi l e N_{S0}}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}, \\ A_n = B_n = 0, \quad n = 2, 3, \dots \end{cases} \quad (6)$$

Следовательно, общее решение системы уравнений (4) в плоскости  $w(u, v)$  имеет вид:

$$\varphi(u, v) = V_k \left(1 - \frac{u}{\pi}\right) - \frac{2\pi l e N_{S0}}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} \sin u \exp(\mp v), \quad (7)$$

где знак «плюс» берется для нижней, а знак «минус» для верхней полуплоскостей. Исходя из (7) и используя обратные преобразования  $u = u(x, y)$  и  $v = v(x, y)$ , для распределения потенциала  $\varphi(x, y)$  в области  $\{(x, y) : 0 \leq x \leq l; y = 0\}$  имеем:

$$\varphi(x, y) \Big|_{\substack{0 \leq x \leq l \\ y=0}} = V_k \left(1 - \frac{1}{\pi} \arccos\left(1 - \frac{2x}{l}\right)\right) - \frac{4\pi l e N_{S0}}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} \sqrt{x(l-x)}. \quad (8)$$

Отсюда можем найти ширину слоя полного обеднения в ДЭГ, требуя непрерывности горизонтальной составляющей электрического поля  $E_x$  в точке  $x = l, y = 0$ :

$$l = \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{2} \frac{V_k}{\pi^2 e N_{S0}} \equiv \varepsilon_{y0} \frac{V_k}{\pi^2 e N_{S0}}. \quad (9)$$

**Заключение.** Анализируя полученный результат, приходим к выводу, что в случае неоднородной среды в качестве диэлектрической проницаемости можно взять  $\varepsilon_{y0} = \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{2}$ , при этом все полученные результаты тождествен-

но совпадают с таковыми для однородной среды. Это естественно, так как известно, что потенциал точечного заряда, находящегося на границе раздела двух полупространств с различными значениями диэлектрической проницаемости [4], можно получить, подставляя в его выражение эффективную диэлектрическую проницаемость. Заметим также, что аналогичную задачу можно решить и для других двумерных контактов, в частности для двумерного  $p-n$ -перехода. Например, в [3] получается не только линейная зависимость ширины области полного обеднения от внешнего напряжения, что является характерной чертой всех двумерных контактов, но и совпадение величины  $l$  с теоретически рассчитанной шириной при подстановке в формулу эффективной диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_{\text{eff}} = \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{2}$ .

Автор выражает благодарность проф. С.Г. Петросяну за обсуждение результатов работы.

*Работа выполнена в рамках целевой научной программы РА «Полупроводниковая наноэлектроника».*

*Кафедра физики полупроводников  
и микроэлектроники*

*Поступила 16.10.2006*

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Петросян С.Г., Шик А.Я. – ЖЭТФ, 1989, т. 96, с. 2229.
2. Achoyan A.Sh., Esayan A.E., Kazaryan E.M., Petrosyan S.G. – Semiconductors, 2002, v. 36, p. 903.
3. Reuther D., Werner C., Wieck A.D., Petrosyan S. – Appl. Phys. Lett., 2005, v. 86, p. 162110.
4. Батыгин В.В., Топтыгин И.Н. Сборник задач по электродинамике. М., 1970

#### Մ. Ս. ՍԱՀԱԿՅԱՆ

ԵՐԿՉԱՓ ՄԵՏԱՂ-ԵՐԿՉԱՓ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ԳԱԶ ԿՈՆՏԱԿՏՈՒՄ  
ՄԱԿԵՐԵՎՈՒԹԱՅԻՆ ԼԻՑՔԻ ՇԵՐՏԻ ԼԱՅՆՈՒԹՅՈՒՆԸ ՇՐՋԱՊԱՏՈՂ  
ՄԻՋԱՎԱՅՐԻ ԴԻԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԱՆՀԱՄԱՍԵՈՒԹՅԱՆ ԴԵՊՐՈՒՄ

#### Ա ն փ ո փ ու մ

Դիտարկվել է երկչափ մետաղ-երկչափ էլեկտրոնային գազ կոնտակտում էլեկտրական դաշտի պոտենցիալի բաշխումը հավասարակշռության պայմաններում շրջապատող միջավայրի դիէլեկտրական անհամասեռության դեպքում: Ցույց է տրված, որ այդ անհամասեռությունը հաշվի առնելիս վերջնական հավասարումներում կարելի է կիրառել որոշակի էֆեկտիվ

դիէլեկտրական թափանցելիություն, որը հավասար է երկչափ էլեկտրոնային գազը շրջապատող վերին և ստորին կիսատարածությունների դիէլեկտրական թափանցելիությունների միջին թվաբանականին:

M. S. SAHAKYAN

WIDTH OF AREA OF THE SURFACE CHARGE IN TWO  
DIMENSIONAL METAL-TWO DIMENSIONAL ELECTRON GAS AT  
DIELECTRIC HETEROGENEITY OF THE ENVIRONMENT

Summary

The problem of the equilibrium distribution of potential in the contact two dimensional electron gas-two dimensional metal in the presence of dielectric inhomogeneity of surrounding medium has been considered. It is shown that such inhomogeneity can be taken into account by introducing in the final expressions the effective dielectric constant, equal to the arithmetic average of the dielectric constants of upper and lower mediums surrounding the plane of two dimensional gas.