

**ВЛИЯНИЕ ПЛОТНОСТИ ТОКА НА ШИРИНУ ОБЛАСТИ ОБЕДНЕНИЯ  
КОНТАКТОВ ШОТТКИ МЕТАЛЛ - АМОРФНЫЙ ПОЛУПРОВОДНИК**

© 2016 г. А.К. МАМЕДОВ

Азербайджанский технический университет, г. Баку  
e-mail: mamedov\_az50@mail.ru

Активный переход к субмикронной технологии и уменьшение размеров элементов микроэлектроники, и в частности, диодов Шоттки, делает необходимым создание модели контактов Шоттки металл - аморфный полупроводник для области больших плотностей тока.

В работе [1] описана модель p-n перехода при любом уровне инжекции, а в работе [2] - модель диода Шоттки с кристаллическим полупроводником для области больших плотностей тока.

Цель настоящей работы – изучение влияния заряда подвижных носителей тока на ширину области обеднения контакта Шоттки металл - аморфный полупроводник.

Качественная картина влияния заряда подвижных носителей тока на ширину области обеднения контакта Шоттки металл - аморфный полупроводник заключается в следующем. Через контакт металл - полупроводник протекает преимущественно ток основных носителей заряда. Так, в аморфном полупроводнике n - типа проводимости заряд в области пространственного заряда (ОПЗ) определяется ионизованными донорными примесями и локализованными состояниями донороподобного типа в запрещенной зоне (имеют заряд "+", если пусты, и нейтральны, когда заполнены), имеющими положительный заряд. При приложении внешнего напряжения U заряд основных носителей (электронов) будет частично компенсировать заряд в области пространственного заряда. В результате ширина области обеднения будет уменьшаться с ростом тока. Таким образом, ширина области обеднения контакта Шоттки металл - аморфный полупроводник, учитывающая влияние заряда подвижных носителей тока на электрическое поле в ОПЗ, будет меньше ширины, предсказываемой теорией.

Из качественного рассмотрения влияния заряда подвижных носителей тока на ширину области обеднения следует, что в аморфных материалах это влияние ниже, чем в кристаллических полупроводниках, что связано с равномерным распределением спектра локализованных состояний в аморфных материалах.

В работе [3] на основании решения уравнения Пуассона получены соотношения для заряда Q внутри области обеднения, а также ширины W области обеднения структур металл - аморфный полупроводник с учетом заряда подвижных носителей тока

$$Q = \frac{q(N_t + \Delta p)}{(q^2 g_o / \epsilon \epsilon_o)^{1/2}} \operatorname{sh} \left[ \left( \frac{q^2 g_o}{\epsilon \epsilon_o} \right)^{1/2} W \right], \quad (1)$$

$$W = \frac{1}{(q^2 g_o / \epsilon \epsilon_o)^{1/2}} \operatorname{arcch} \left[ \frac{\frac{q^2 g_o \phi_s}{\epsilon \epsilon_o} + \frac{q(\Delta p + N_t)}{\epsilon \epsilon_o}}{\frac{q(\Delta p + N_t)}{\epsilon \epsilon_o}} \right], \quad (2)$$

где  $q$  - заряд электрона;  $\varepsilon$  - диэлектрическая проницаемость материала;  $\varepsilon_0$  - диэлектрическая постоянная;  $g_0$  - плотность локализованных состояний;  $N_t$  - плотность состояний на моноэнергетическом уровне с энергией  $E_t$ ;  $\varphi_s$  - поверхностный потенциал;  $\Delta\rho$  - объемная плотность заряда подвижных носителей.

В отсутствие тока ( $\Delta\rho=0$ ,  $\varphi_s=\varphi_{s0}$ ) для заряда  $Q_0$  внутри области обеднения и ширины  $W_0$  области обеднения из соотношений (1) и (2) имеем

$$Q_0 = \frac{qN_t}{(q^2g_0/\varepsilon\varepsilon_0)^{1/2}} \operatorname{sh} \left[ \left( \frac{q^2g_0}{\varepsilon\varepsilon_0} \right)^{1/2} W_0 \right], \quad (3)$$

$$W_0 = \frac{1}{(q^2g_0/\varepsilon\varepsilon_0)^{1/2}} \operatorname{arsh} \left[ \frac{\frac{q^2g_0\varphi_{s0} + qN_t}{\varepsilon\varepsilon_0}}{\frac{qN_t}{\varepsilon\varepsilon_0}} \right]. \quad (4)$$

Знак заряда на локализованных состояниях в ОПЗ аморфного материала противоположен знаку заряда подвижных носителей. Поэтому при протекании тока суммарный заряд в области обеднения уменьшится на величину  $q\Delta\rho W_0$ . Учитывая последнее, из (1) и (3) получим соотношение, связывающее  $W$  и  $W_0$ ,

$$W = \frac{1}{(q^2g_0/\varepsilon\varepsilon_0)^{1/2}} \operatorname{arsh} \left[ \frac{qN_t \operatorname{sh} \left[ \left( \frac{q^2g_0}{\varepsilon\varepsilon_0} \right)^{1/2} W_0 \right] - \left( \frac{q^2g_0}{\varepsilon\varepsilon_0} \right)^{1/2} q\Delta\rho W_0}{q(N_t + \Delta\rho)} \right]. \quad (5)$$

Подставляя (4) в (5), найдем соотношение, связывающее  $W$  и  $\varphi_{s0}$

$$W = \frac{1}{\left( \frac{q^2g_0}{\varepsilon\varepsilon_0} \right)^{1/2}} \operatorname{arsh} \left[ \frac{qN_t \left[ \left( \frac{q^2g_0\varphi_{s0} + qN_t}{qN_t} \right)^2 - 1 \right]^{1/2} - q\Delta\rho \operatorname{arsh} \left( \frac{q^2g_0\varphi_{s0} + qN_t}{qN_t} \right)}{q(N_t + \Delta\rho)} \right]. \quad (6)$$

При определяющей роли энергетически распределенной плотности состояний

$$\left( \frac{q^2g_0\varphi_{s0}}{qN_t} \right) \gg 1,$$

проведя ряд преобразований, выражение (6) можно переписать в виде

$$W = \frac{1}{\left(q^2 g_o / \epsilon \epsilon_o\right)^{1/2}} \ln \frac{2q^2 g_o \phi_{so}}{q(\Delta\rho + N_t)}. \quad (7)$$

С учетом того, что начальный изгиб зон (при отсутствии тока) на границе раздела металл – полупроводник равен величине встроенного потенциала  $U_{bi}$  из уравнения вольтамперной характеристики [4] для идеализированного барьера Шоттки можно записать

$$\phi_{so} = U_{bi} - \frac{kT}{q} \ln \frac{J + J_s}{J_s}, \quad (8)$$

где  $J$  - плотность тока;  $J_s$  - плотность тока насыщения;  $k$  – постоянная Больцмана;  $T$  – абсолютная температура.

Подставляя (8) в (7), получим выражение для ширины области обеднения прямосмещенного барьера Шоттки металл – аморфный полупроводник при любой плотности тока

$$W = \frac{1}{\left(q^2 g_o / \epsilon \epsilon_o\right)^{1/2}} \ln \left[ \frac{2q^2 g_o \left( U_{bi} - \frac{kT}{q} \ln \frac{J + J_s}{J_s} \right)}{q \left( \left( \frac{J}{\vartheta_p q} \right) + N_t \right)} \right], \quad (9)$$

где  $\vartheta_p$  – скорость дырок.

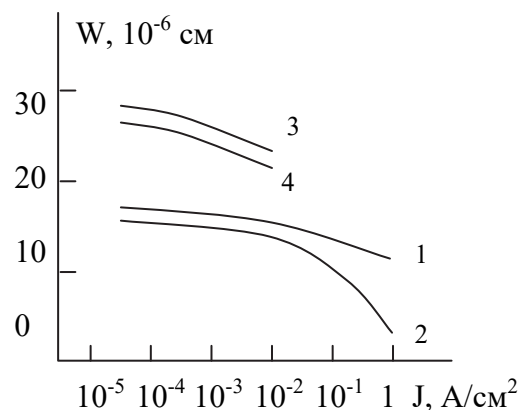


Рис. 1. Зависимость ширины области обеднения от величины плотности тока для двух значений подвижности носителей тока. Кривые 1, 3 не учитывают, а кривые 2, 4 учитывают влияние заряда  $\Delta\rho$ . Кривые 1,2 -  $\mu = 10^{-3} \text{ см}^2/\text{Вс}$ ; кривые 3, 4 -  $\mu = 10^{-1} \text{ см}^2/\text{Вс}$ .

На рис. 1 представлены зависимости ширины области обеднения от уровня плотности тока, построенные на основании полученного соотношения (9). При расчете принято:  $\epsilon=11,6$ ;  $\mu = 10^{-3} \text{ см}^2/\text{Вс}$  – подвижность носителей;  $\rho = 10^7 \text{ Ом}\cdot\text{см}$  – удельное со-

противление полупроводника;  $N_t=0,625 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ;  $U_{bi} = 0,416 \text{ В}$ ;  $n_i = 10^8 \text{ см}^{-3}$  – концентрация собственных носителей полупроводника.

Из приведенных кривых видно, что при малых плотностях тока, меньших  $10^{-2} \text{ А/см}^2$ , влияние подвижных носителей тока на ширину области обеднения мало и кривые 1 и 2 практически совпадают (при  $J = 10^{-2} \text{ А/см}^2$ ,  $W-W_0 \cong 1,73 \cdot 10^{-6} \text{ см}$ , что составляет 11,2% от  $W_0$ ). При больших плотностях тока наблюдается сильное расхождение кривых 1 и 2. Так, при  $J=10^{-1} \text{ А/см}^2$  величина расхождения составляет  $5,09 \cdot 10^{-6} \text{ см}$  (35,7%), а при  $J = 1 \text{ А/см}^2$  –  $8,67 \cdot 10^{-6} \text{ см}$  (74,4%).

Отметим также, что величина расхождения кривых зависимости  $W$  и  $W_0$  от уровня плотности тока зависит от величины подвижности носителей и увеличивается с уменьшением подвижности. Физически такое поведение нетрудно объяснить, если учесть, что при малых подвижностях носителей тока увеличивается объемная плотность подвижных носителей заряда в области обеднения и их влияние на ширину ОПЗ.

Таким образом, показано, что ширина области обеднения контакта Шоттки металл - аморфный полупроводник, учитывающая влияние заряда подвижных носителей тока на электрическое поле в ОПЗ, будет меньше ширины, предсказываемой теорией.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Гаряинов С.А., Горяинов А.С., Плешко Б.К.* Модель р-п перехода при любом уровне инжекции. // Электронная техника, Сер.3, Микроэлектроника, М., ЦНИИ Электроника. – 1988, вып.2, с.41-47.
2. *Малай А.И.* Модель диода Шоттки с низким барьером для области больших плотностей тока. // Электронная техника, Сер. 3, Микроэлектроника, М., ЦНИИ Электроника. – 1992, вып.2(147) - 3(148), с.40.
3. *Мамедов А.К.* Математическая модель тонкопленочных структур металл - органическая пленка с барьером Шоттки. // Фундаментальные проблемы радиоэлектронного приборостроения. – 2014, т.14, ч.3, с.40-42
4. *Зи С.* Физика полупроводниковых приборов. Кн.1. Пер. с англ. М., Мир, 1984. – 456 с.