

## МОДЕЛЬ ИЗМЕНЕНИЯ ВЫСОТЫ БАРЬЕРА В ДИОДАХ ШОТТКИ ПРИ ОБРАТНЫХ СМЕЩЕНИЯХ С УЧЕТОМ ИЗМЕНЕНИЯ ЗАРЯДА ПОВЕРХНОСТНЫХ СОСТОЯНИЙ

М.М. Салохина

*Предложена модель изменения высоты барьера при обратных смещениях при термоэмиссионно-диффузионном механизме переноса тока в диодах Шоттки.*

Среди различных теорий термоэмиссионно-диффузионного механизма переноса носителей тока в диодах Шоттки (ДШ) с учетом тонкого промежуточного слоя окисла /1–5/ некоторые объясняют отдельные особенности токопереноса: высоту барьера контакта металл–полупроводник (МП) ДШ в равновесии /2/, обратные вольтамперные характеристики (ВАХ) более крутые, чем обусловленные силами изображения /3–5/ и др. Однако в целом существует лишь качественное согласие эксперимента с теорией.

В данной работе рассмотрена модель изменения высоты барьера контакта в ДШ при обратных смещениях в условиях надбарьерного механизма переноса, полнее учитывающая факторы снижения барьера. Показано, что модель включает ранее предложенные теории /3–5/ и применима для описания обратного тока кремниевых детекторов.

При обратном смещении  $V_R$  плотность тока  $I_R$  через барьер контакта МП в ДШ определяется потоком электронов из металла в полупроводник и, согласно диодно-диффузионной теории /6/, описывается уравнением:

$$I_R(V_R) = A^* (1 + v_{th}/v_{dr})^{-1} T^2 \exp(-q\varphi_{BR}/kT), \quad (1)$$

где  $A^*$  – постоянная Ричардсона с учетом эффективной массы в полупроводнике;  $v_{th}$  – тепловая скорость электронов;  $v_{dr}$  – скорость дрейфа электронов в обедненном слое (ОС);  $q$  – заряд электрона;  $T$  – абсолютная температура;  $k$  – постоянная Больцмана;  $\varphi_{BR}$  – высота барьера при обратном смещении, получаемая из обратной ветви  $I_R(V_R)$  на основе соотношения (1)

$$\varphi_{BR}(V_R) = (kT/q) \ln [I_R(V_R)(1 + v_{th}/v_{dr})/A^*T^2]. \quad (2)$$

Изменение высоты барьера при обратном смещении с более полным учетом известных снижающих барьер факторов /1–5/ можно представить в виде

$$\varphi_{BR}(V_R) = \varphi_{ms} - \Delta\varphi_i(V_R) - V_i(V_R). \quad (3)$$

Здесь  $\varphi_{ms}$  – разность между работой выхода металла  $\varphi_m$  и электронным сродством полупроводника  $\chi_s$  в ДШ, сохраняющаяся при наличии тонкого окисного слоя;  $\Delta\varphi_i$  – снижение барьера из-за влияния сил изображения;  $V_i(V_R)$  – напряжение на тонком слое естественного окисла (промежуточном слое) на границе раздела (ГР) МП, туннельно прозрачном для носителей тока.

Напряжение  $V_i(V_R)$ , согласно теореме Гаусса, определим как напряжение на промежуточном слое, обусловленное плотностью заряда ОС полупроводника  $Q_{sc}(V_R)$ , плотностью поверхностного заряда на ГР  $Q_{ss}(V_R)$  и толщиной промежуточного слоя, имеющего емкость  $c_i$ :

$$V_i(V_R) = [Q_{sc}(V_R) + Q_{ss}(V_R)]/c_i. \quad (4)$$

К заряду  $Q_{ss}$  можно отнести фиксированный заряд  $Q_f$ , поверхностный приграничный заряд  $Q_{it}$  и заряд поверхностных ловушек  $Q_t$ , имеющих в запрещенной зоне полупроводника шириной  $E_G$  уровень  $E_t$

вблизи уровня Ферми  $E_F (E_t \cong E_F)$ . Заряд ловушек равен  $Q_t = q \int_{E_G - q\varphi_{BO}}^{E_G - q\varphi_{BR}} N_{ts} f_{it}(E, V_R) dE$ . Здесь  $N_{ts}$  — поверхностная энергетическая плотность ловушек, имеющих уровень  $E_t \cong E_F$  донорного или акцепторного типа, превышающая энергетическую плотность поверхностного приграничного заряда,  $f_{it}$  — функция заполнения ловушек,  $\varphi_{BO}$  — высота барьера  $\varphi_{BR}$  при нулевом смещении. Изменением поверхностного приграничного заряда, обусловленного структурными дефектами ГР, можно пренебречь из-за малого сдвига квази-уровня Ферми при обратном смещении и низкой энергетической плотности этого заряда (например,  $10^{11} \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}$  в кремнии с ориентацией (111)).

Тогда в плотности поверхностного заряда  $Q_{ss}$  можно выделить постоянную компоненту  $Q_{so}$ , равную сумме  $Q_f + Q_{it}$ , и связанную со смещением  $Q_t(V_R)$ , т.е.

$$Q_{ss}(V_R) = Q_{so} + Q_t(V_R). \quad (5)$$

Общее выражение для изменения высоты барьера при обратном смещении получается из (3) — (5):

$$\varphi_{BR}(V_R) = \varphi_0 - \Delta\varphi_i(V_R) - U_{sc}(V_R) - U_t(V_R) = \varphi_0 - \Delta\varphi_{eff}, \quad (6)$$

где  $U_{sc} = Q_{sc}/c_i$ ,  $U_t = Q_t/c_i$  и

$$\varphi_0 = \varphi_{ms} - Q_{so}/c_i. \quad (7)$$

Важно отметить, что вместо общепринятой величины  $\varphi_{BO}$  введен параметр  $\varphi_0$ , не зависящий от смещения.

Окончательное выражение для обратного тока получается из (1), (6) и (7):

$$I_R(V_R) = I_0 (1 + v_{th}/v_{dr})^{-1} \exp(q\Delta\varphi_{eff}/kT), \quad (8)$$

где  $I_0 = A^* T^2 \exp(-q\varphi_0/kT)$  — ток насыщения, не зависящий от смещения, который определяется высотой барьера  $\varphi_{ms}$ , уменьшенной на  $Q_{so}/c_i$ .

Рост обратного тока, согласно (8), обусловлен понижением барьера ДШ из-за совместного действия сил изображения и роста заряда ОС с ростом смещения. Изменение заряда поверхностных ловушек  $Q_t$ , имеющих уровень  $E_t \cong E_F$ , из-за сдвига квази-уровня Ферми приводит к изменению падения напряжения на промежуточном слое окисла и дополнительному изменению тока.

Форма обратной ВАХ ДШ зависит от соотношения между величинами в уравнении (6). При  $\Delta\varphi_i \geq U_{sc}$ ,  $U_t$  рост тока определяется главным образом силами изображения, например, как в кремниевых детекторах /7/. При  $U_{sc} \gg \Delta\varphi_i + U_t$  получим модель роста обратного тока, предложенную в /3/, а при  $U_t + U_{sc} \gg \Delta\varphi_i$  — модель /4, 5/.

Из равенства  $\Delta(q\Delta\varphi_{eff}) = kT(\Delta I_R/I_R)$  ( $v_{th} \ll v_{dr}$ ), получаемого из (8), следует, что изменение барьера определяется изменением тока независимо от  $\varphi_0$ ,  $A^*$  и площади контакта  $S$ . Видно, что можно измерять малые сдвиги квази-уровня Ферми, например,  $2,5 \cdot 10^{-4}$  эВ при комнатной температуре, если фиксировать изменения тока, равные 1%.

Рассмотрим вклад заряда поверхностных ловушек  $Q_t$  в обратный ток. Если в некоторой области смещений поверхностные ловушки заполнены или опустошены, то изменение заряда отсутствует и  $U_t = U_{to}$  — постоянная величина. Тогда на этом участке ток определяется только значениями  $\Delta\varphi_i$  и  $U_{sc}$ , зависимости которых от смещения известны, и должен описываться кривой  $I_{RO} = f(\Delta\varphi_i, U_{sc}, U_{to}) = I_R$ . Это позволяет вычислить при известной концентрации доноров в полупроводнике  $N_D$  постоянные величины  $c_i$  и  $\varphi_0 - U_{to}$ , как параметры аппроксимации уравнения (8) экспоненциальной функцией, и далее рассчитать  $U_{sc} = Q_{sc}/c_i$  и  $I_{RO}(V_R)$  во всем диапазоне смещений.

Сравнение кривых  $I_R$  и  $I_{RO}$  в логарифмическом масштабе на основе уравнения (8) приводит к выражению  $\ln I_R - \ln I_{RO} = (q/kT)(U_t - U_{to})$ , позволяющему получить изменение поверхностного заряда  $Q_t$  относительно состояния заполнения или опустошения. На рис. 1 представлены ВАХ кремниевых детекторов

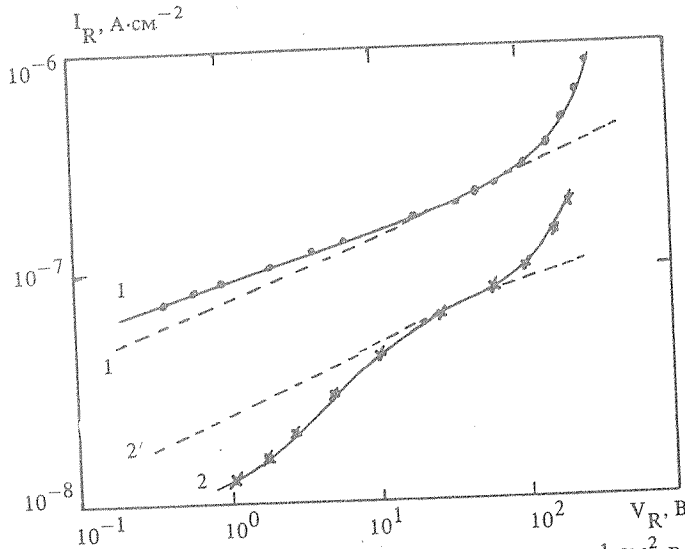


Рис. 1. Зависимость обратного тока кремниевых детекторов от смещения, описываемая уравнением (8) с параметрами  $c_i$  и  $\varphi_0 - U_{to}$  (1 и 2 — эксперимент, 1' и 2' — расчет при постоянном значении  $U_{to}$ ):  
 1 и 1' —  $N_D = 9,22 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ ,  $c_i = 0,785 \text{ мкФ}$ ,  
 $\varphi_0 - U_{to} = 0,7951 \text{ В}$ ; 2 и 2' —  $N_D = 4,96 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ ,  
 $c_i = 5,47 \text{ мкФ}$ ,  $\varphi_0 - U_{to} = 0,8198 \text{ В}$ .

со структурой Au — n-Si — Al, площадью порядка  $1 \text{ см}^2$  в условиях преобладания надбарьерного механизма переноса. Видно, что существует диапазон смещений, где ток не зависит от изменения поверхностного заряда  $Q_t$ . Количественное согласие экспериментальных данных с теоретическими на этом участке служит доказательством справедливости данной модели изменения барьера ДШ. Расхождение между кривыми справа от области  $U_{to}$  связано с инжекцией из обратного контакта и определяет верхнюю границу доминирования надбарьерного механизма переноса при больших смещениях. Поскольку нижняя граница по смещению  $V_R \cong 3kT/q$ , то расхождение кривых слева от  $U_{to}$  определяется только изменением заряда  $Q_t$  и толщиной промежуточного слоя.

Экспериментальная кривая  $I_R(V_R)$  будет располагаться выше или ниже кривой  $I_{RO}(V_R)$  в зависимости от того, больше или меньше заряд  $Q_t$  при данном смещении по сравнению с  $Q_{to}$ .

Формулу для экспериментального определения постоянного параметра  $\varphi_0$  можно получить из (2), (6) и (7):

$$\varphi_0 = \varphi_{BR}(V_R) + \Delta\varphi_i(V_R) + U_{sc}(V_R) + U_t(V_R). \quad (9)$$

Из (9) видно, что удобно определять высоту барьера  $\varphi_0$  и погрешность  $\sigma_{\varphi_0}$  в области смещений, где  $U_t = U_{to}$ :

$$\varphi_0 - U_{to} = \varphi_{BR}(V_R) + \Delta\varphi_i(V_R) + U_{sc}(V_R). \quad (10)$$

Расчеты по формуле (10) показывают, что для кремниевых детекторов основной вклад в погрешность  $\sigma_{\varphi_0}$  вносят погрешности измерения площади  $S$  ( $\sim 1\%$ ) и определения  $A^*$  ( $\sim 1\%$ ). В этом случае  $\sigma_{\varphi_0} \approx \frac{(kT/q)\sqrt{(\sigma_S/S)^2 + (\sigma_{A^*}/A^*)^2}}{A^*} \approx 3,5 \cdot 10^{-4}$  В при комнатной температуре.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Родерик Э. Х. Контакты металл-полупроводник. М., Радио и связь, 1982.
2. Cowley A. M., Sze S. M. J. Appl. Phys., 36, 3212 (1965).
3. Guo S. F. Solid-State Electron., 27, 537 (1984).
4. Tseng H.-H., Wu C.-Y. J. Appl. Phys., 61, 299 (1987).
5. Tseng H.-H., Wu C.-Y. Solid-State Electron., 30, 383 (1987).
6. Crowell C. R., Sze S. M. Solid-State Electron., 9, 1035 (1966).
7. Berg S., Andersson L. P. Solid-State Electron., 114, 241 (1974).

Поступила в редакцию 20 апреля 1989 г.