

УДК 621.382

## ЗАВИСИМОСТЬ ТОКОВОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ КРЕМНИЕВЫХ ПОВЕРХНОСТНО-БАРЬЕРНЫХ ДЕТЕКТОРОВ ЯДЕРНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ ОТ ТОЛЩИНЫ ДЕТЕКТОРА

М. М. Салохина

*Показано, что с увеличением толщины детектора увеличивается по напряжению верхняя граница доминирующего действия термоэмиссионного механизма переноса носителей тока из-за уменьшения роли обратного контакта.*

Для объяснения неидеального поведения обратного тока в диодах Шоттки (ДШ) с естественным слоем окисла не могут быть использованы простые теории барьера [1 – 5], не учитывающие изменение заполнения поверхностных состояний при обратном смещении. Для интерпретации поведения высоты барьера и обратного тока в ДШ со структурой  $Au-nSi$  (на примере кремниевых поверхностно-барьерных детекторов ядерных излучений) предложена ранее модель изменения высоты барьера [6], учитывающая суммарное влияние различных поверхностных факторов. Данная работа представляет продолжение предшествующей [6]. Цель данной работы показать, что с изменением толщины детектора сохраняются термоэмиссионный механизм переноса носителей тока и влияние различных поверхностных факторов на высоту барьера и ток в соответствии с теорией [6].

Согласно диодно-диффузионной теории [7], в случае надбарьерного переноса плотность обратного термоэмиссионного тока  $I_R$  через барьер контакта металл – полупроводник высотой  $\varphi_{BR}$  в ДШ определяется двухступенчатым процессом: переходом электронов из металла в полупроводник через потенциальный барьер контакта и затем движением через обедненный слой (ОС) полупроводника за счет диффузии или дрейфа в электрическом поле барьера и описывается следующим уравнением:

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

где  $A^*$  – постоянная Ричардсона с учетом эффективной массы электрона в полупроводнике;  $v_{th}$  – тепловая скорость электронов;  $v_{dr}$  – скорость дрейфа электронов в ОС полупроводника;  $q$  – заряд электрона;  $k$  – постоянная Больцмана;  $T$  – абсолютная температура.

*Поведение высоты барьера при обратном смещении.* Изменение высоты барьера  $\varphi_{BR}$  при обратном смещении  $V_R$  из-за суммарного влияния различных поверхностных эффектов, согласно [6], имеет вид

$$\varphi_{BR}(V_R) = \varphi_0 - \Delta\varphi_i(V_R) - V_{isc}(V_R) - V_{it}(V_R) = \varphi_0 - \Delta\varphi_{eff}(V_R), \quad (2)$$

где

$$\varphi_0 = \varphi_{ms} - Q_{so}/C_i. \quad (3)$$

Здесь  $\varphi_0$  – постоянная высота барьера, не зависящая от обратного смещения,  $\varphi_{ms}$  – разность между работой выхода металла  $\varphi_m$  и электронным сродством полупроводника  $\chi_s$  в ДШ, сохраняющаяся при наличии тонкого окисного слоя, емкость которого  $C_i$ ;  $\Delta\varphi_i$  – снижение барьера из-за влияния сил изображения;  $V_{isc} = Q_{sc}/C_i$  – падение напряжения на слое окисла из-за действия заряда ОС  $Q_{sc}$ ;  $V_{it} = Q_{it}/C_i$  – падение напряжения на слое окисла из-за изменения заполнения поверхностных доушек с уровнем, расположенным вблизи уровня Ферми в равновесии;  $Q_{so}$  – постоянная составляющая заряда поверхностных состояний при обратном смещении. Различные электронные процессы, протекающие вблизи поверхности полупроводника в условиях прохождения обратного тока при наличии электрического поля, оказывают возмущающее действие на высоту барьера  $\varphi_{ms}$  и приводят к его снижению. В величине снижения барьера может быть выделена постоянная и переменная составляющие  $Q_{so}/C_i$  и  $\Delta\varphi_{eff}(V_R)$ . В случае слабого легирования полупроводника ( $10^{11} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ) все приложенное обратное напряжение практически полностью падает на ОС полупроводника, поэтому  $V_R \gg V_i, U_{bi}$ , где  $U_{bi}$  – изгиб зон на границе раздела окисел – полупроводник при нулевом смещении.

*Поведение обратного тока с учетом влияния поверхностных эффектов.* Поведение обратного тока  $I_R(V_R)$  с учетом изменения высоты барьера  $\varphi_{BR}$  в ДШ с естественным слоем окисла, согласно (1) – (3), имеет следующий вид

$$I_R(V_R) = I_0[1 + v_{th}/v_{dr}(V_R)]^{-1} \exp[q\Delta\varphi_{eff}(V_R)/kT], \quad (4)$$

где  $I_0 = A^*T^2 \exp(-q\varphi_0/kT)$  – ток насыщения, не зависящий от смещения.

Из уравнения (4) следует, что рост обратного тока из-за снижения барьера обусловлен совместным влиянием сил изображения и роста заряда ОС с ростом смещения. Изменение положения квазиуровня Ферми относительно уровня поверхностных ловушек из-за снижения барьера приводит к изменению величины заряда на этих ловушках и соответственно к изменению падения напряжения на окисле, что, в свою очередь, ведет к дополнительному изменению высоты барьера и обратного тока.

*Влияние изменения заполнения поверхностных ловушек при обратном смещении.* Практическое применение выражения (4) для описания экспериментальной токовой зависимости в ДШ с естественным слоем требует рассмотрения конкретной модели поверхностных ловушек. Для получения самых общих закономерностей токовой зависимости рассмотрим простую модель поверхностных ловушек одного типа с уровнем, расположенным вблизи равновесных уровней Ферми.

Рассмотрим случай, когда энергетический уровень ловушек располагается выше равновесного уровня Ферми. Ловушки находятся в равновесии с полупроводником и в условиях обеднения при обратном смещении обмениваются электронами с валентной зоной полупроводника. Это условие может быть выполнено при толщинах окисла более 2 нм [1].

*Обратный ток с учетом влияния заполнения ловушек.* Достаточно просто провести анализ токовой зависимости в случае, когда поверхностные ловушки опустошены в состоянии равновесия, а затем заполняются в результате изменения положения квазиуровня Ферми для неосновных носителей на поверхности полупроводника и остаются заполненными при дальнейшем увеличении смещения. Тогда изменение заряда на поверхностных ловушках и связанное с ним падение напряжения на окисле может быть описано функцией, близкой к ступенчатой, с промежуточной переходной областью. Следовательно, можно выделить три участка изменения поверхностного заряда при обратном смещении: начальный и конечный участки, где отсутствует изменение заряда на ловушках, и промежуточный, где заряд на ловушках меняется. Принято, что ловушки донорного (акцепторного) типа имеют положительный (нейтральный) заряд при опустошении и нейтральный (отрицательный) заряд при заполнении.

Влияние изменения заряда на поверхностных ловушках на токовую зависимость ДШ проявляется в усложнении характера вольт-амперной характеристики, которую также можно разделить на три области, каждая из которых описывается экспоненциальной зависимостью (4), но со своим набором постоянных параметров. Рассмотрим более детально влияние ловушек на ток в состоянии заполнения. Изменение заряда на ловушках

в этой области отсутствует, поэтому падение напряжения на окисле  $V_{it} = V_{ito}$  - величина постоянная (для ловушек донорного типа  $V_{ito} = 0$ , а для ловушек акцепторного типа  $V_{ito} = -V_{ito}$ ). Тогда рост тока в этой области определяется совместным действием сил изображения и падения напряжения на окисле  $V_{isc}$  из-за действия заряда ОС  $Q_{sc}$  и влияния емкости окисла  $C_i$ , зависимости которых от смещения известны. На этом участке ток  $I_R$  может быть описан зависимостью  $I_{RO} = f(\Delta\varphi_i, V_{isc}, V_{ito}) = I_R$ . Это позволяет вычислить при известной концентрации примесей в полупроводнике постоянные величины - высоту барьера  $\varphi_0 - V_{ito}$  и емкость окисла  $C_i$ , как параметры аппроксимации уравнения (4) экспоненциальной функцией. Далее можно рассчитать  $V_{isc} = Q_{sc}/C_i$  и соответственно  $I_{RO}(V_R)$  во всем диапазоне действия термоэмиссионного тока.

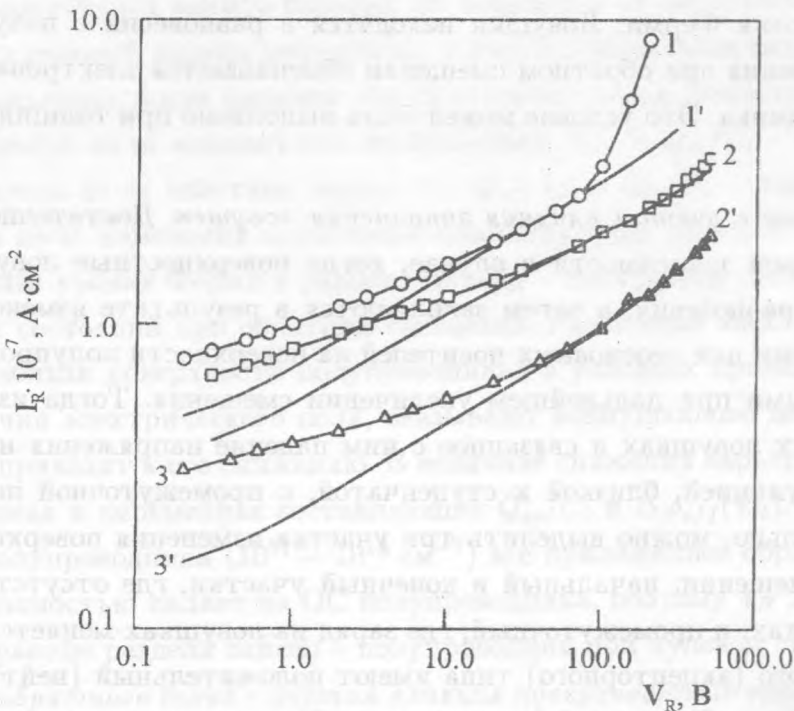


Рис. 1. Зависимость обратного тока кремниевых детекторов от смещения, описываемая уравнением (4) с параметрами  $C_i$  и  $\varphi_0 - V_{ito}$ , для разных толщин  $L$  приборов (1 - 3 - эксперимент, 1' - 3' - расчет при постоянном значении  $V_{ito}$ ): 1 и 1' -  $L = 0,28$  мм,  $\varphi_0 - V_{ito} = 0,7994$  В,  $C_i = 0,935$  мкФ; 2 и 2' -  $L = 1,5$  мм,  $\varphi_0 - V_{ito} = 0,8046$  В,  $C_i = 1,67$  мкФ; 3 и 3' -  $L = 3,4$  мм,  $\varphi_0 - V_{ito} = 0,8236$  В,  $C_i = 0,840$  мкФ.



Сравнение кривых  $I_R$  и  $I_{RO}$  в логарифмическом масштабе на основе уравнения (4) приводит к выражению  $I_R - I_{RO} = (q/kT)(V_{it} - V_{ito})$ , позволяющему получить величину изменения поверхностного заряда относительно начального состояния опустошения. На рис. 1 представлены вольт-амперные характеристики кремниевых поверхностно-барьерных детекторов со структурой контакта  $Au-nSi$  площадью порядка  $1 \text{ см}^2$  в условиях преобладания термоэмиссионного тока. Видно, что существует диапазон смещений, где ток не зависит от изменения поверхностного заряда  $Q_s$ . Количественное согласие экспериментальных данных с теоретическими на этом участке служит доказательством справедливости рассмотренной ранее теории [7], описывающей поведение высоты барьера и обратного тока с учетом суммарного влияния поверхностных эффектов.

*Влияние толщины детектора на токовую зависимость.* Расхождение между расчетными и экспериментальными кривыми справа от  $V_{it} = V_{ito}$  связано с инжекцией из обратного контакта и определяет верхнюю границу доминирования термоэмиссионного тока при больших смещениях.

С увеличением толщины прибора ОС полупроводника приближается к обратному контакту при более высоких напряжениях в случае одинакового уровня легирования. Проведено сравнение экспериментальных кривых с расчетными для кремниевых детекторов ядерных излучений с разными толщинами (см. рис. 1). Видно, что характер токовой зависимости с увеличением толщины прибора не меняется, что свидетельствует о сохранении механизма термоэмиссионного переноса и при более высоких напряжениях. Также видно, что в приборах с хорошими рабочими характеристиками отсутствует изменение заряда при дальнейшем изменении положения квазиуровня Ферми. Таким образом, с уменьшением инжекции из обратного контакта при увеличении толщины прибора происходит увеличение верхней границы действия термоэмиссионного тока. Данное явление также может служить веским доказательством справедливости модели высоты барьера [6], позволяющей интерпретировать неидеальное поведение высоты барьера и обратного тока в ДШ с естественным слоем окисла суммарным влиянием различных поверхностных факторов.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Родерик Э. Х. Контакты металл-полупроводник. М., Радио и связь, 1982.
- [2] Cowley A. M. and Sze S. M. J. Appl. Phys., **36**, 3212 (1965).
- [3] Guo S. F. Solid-State Electron., **27**, 537 (1984).

- [4] Tseng H.-H. and Wu C.-Y. J. Appl. Phys., **61**, 299 (1987).
- [5] Tseng H.-H. and Wu C.-Y. Solid-State Electron., **30**, 383 (1987).
- [6] Салохина М. М. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 8, 41 (1989).
- [7] Crowell C. R. and Sze S. M. Solid-State Electron., **9**, 1035 (1966).

Институт ядерных исследований РАН      Поступила в редакцию 29 июня 1998 г.