

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ДЕГРАДАЦИИ  
ВОЛЬТАМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДИОДА ШОТТКИТ.Г.ИСМАИЛОВ, А.Р.АСЛАНОВА  
*Бакинский Государственный Университет*

*Исследование деградации ВАХ диода Шоттки показало, что нормальный ВАХ ДШ при комнатной температуре могут сильно деградировать при уменьшении температуры. Это хорошо интерпретируется с изменением эмиссионной неоднородности реальных ДШ с дополнительным электрическим полем.*

**Введение.** Некоторые особенности температурной зависимости вольтамперных характеристик (ВАХ) реальных диодов Шоттки (ДШ), получивших широкое применение в современных электронных устройствах и работающих в различных интервалах температур, трудно объяснимы в рамках общепринятой теории токопрохождения в идеальных ДШ. Измеренные на реальных ДШ зависимости от температуры  $T$  тока насыщения  $I_0$  в координатах  $\ln(I_0/T^2) - 1/T$ , не являются прямыми [3,4,5], как это должно быть согласно теории термоэлектронной эмиссии, а изгибаются в области более низких температур. Результаты исследований температурных зависимостей высоты барьера ДШ часто не совпадают, а иногда и противоречат [1-7]. ВАХ ДШ сильно деградирует при более низких температурах [7].

Как известно [8] температурные зависимости интегральной ВАХ и ВАХ периферийной контактной поверхности заметно отличаются. В тоже время, в периферийной приконтактной области реальных ДШ существует электрическое поле пятен, которое активно участвует как в образовании потенциального барьера, так и в процессе токопрохождения [9]. Для получения подробной информации о деградации возникает необходимость исследования температурных особенностей деградации ВАХ ДШ, результаты которого представлены в данной работе.

**Теоретические положения.** Для интерпретации температурных особенностей деградации ВАХ ДШ необходимо обратить внимание на электрофизические процессы, происходящие в реальных контактах металл-полупроводник (КМП).

Согласно [9], реальный КМП имеет ограниченную контактную площадь и состоит из совокупности параллельно соединенных и электрически взаимодействующих микроконтактов с различными локальными высотами барьера (т.е. высоты барьера микроучастков при отсутствии их взаимодействия). Микроконтакты с различными локальными высотами потенциального барьера ( $\leq 1$  эВ) вполне хаотично распределяются вдоль реальной контактной поверхности. Локальные высоты потенциального барьера этих микроучастков меняются в широ-

ком интервале, где минимальная высота барьера имеет настолько низкое значение, что эти микроучастки обладают омическими свойствами.

Из энергетической модели Шоттки [1] следует, что идеальный КМП в зависимости от разницы работ выхода контактирующих материалов обладают либо выпрямляющими, либо омическими свойствами. В первом случае между металлом и полупроводником образуется потенциальный барьер, имеющий одинаковую высоту по всей контактной поверхности и токопрохождение в них описывается теорией термоэлектронной эмиссии. А во втором случае потенциальный барьер почти отсутствует по всей контактной поверхности и токопрохождение в таком контакте описывается законом Ома. По теории термоэлектронной эмиссии, токопрохождение в ДШ выражается формулой [1]:

$$I_{\mathcal{D}} = S_{\mathcal{D}} A T^2 \exp\left(-\frac{\Phi_B - \Delta\Phi_B}{kT}\right) \left[ \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right] \quad (1)$$

где  $S_{\mathcal{D}}$ - площадь контакта ДШ,  $A$ - постоянная Ричардсона,  $T$ - абсолютная температура,  $\Phi_B$  - высота потенциального барьера,  $k$ - постоянная Больцмана,  $q$ - заряд носителя тока,  $\Delta\Phi_B$  - снижение высоты барьера.

Зависимость  $\Delta\Phi_B$  от напряжения  $U$ , обусловленная влиянием силы зеркального изображения, описывается выражением:

$$\Delta\Phi_B = q \left[ \left( \frac{q^3 N_D}{8\pi^2 \varepsilon_s^3} \right) \left( U_D \pm U - \frac{kT}{q} \right) \right]^{1/4} \quad (2)$$

где  $N_D$  - концентрация доноров в полупроводнике,  $\varepsilon_s$ -диэлектрическая проницаемость полупроводника,  $U_D$ -диффузионный потенциал, знаки (-) и (+) соответствуют прямому и обратному направлению.

Токопрохождение в омическом КМП описывается законом Ома:

$$I_{\text{ом}} = \frac{U}{R} = \frac{US_{\text{ом}}}{\rho L} \quad (3)$$

где  $S_{\text{ом}}$  - площадь КМП,  $U$  - приложенное напряжение,  $\rho$  - удельное сопротивление полупроводника,  $L$ - толщина полупроводника.

При термодинамическом равновесии, микроконтакты с различными локальными высотами потенциального барьера в реальных КМП электрически взаимодействуют [9] и в приконтактной поверхности полупроводника возникает дополнительное электрическое поле (поле пятен). Напряженности возникающего дополнительного электрического поля вблизи границы раздела зависят от геометрических размеров микроконтактов и противоположно направляются для микроконтактов с различными высотами барьера. Напряженности этого поля направляются от поверхности металла микроучастков с низкой высотой барьера к поверхности металла микроучастков с высокой высотой барьера, проходя через приконтактную область полупроводника. При этом высоты барьеров и расстояние их максимумов от поверхности металла увеличиваются согласно аномальному эффекту Шоттки, для микроучастков с низкими высотами барьера, а для микроучастков с высокими потенциальными барьерами, высоты потенциальных барьеров и расстояния их максимумов от поверхности металла уменьшаются согласно нормальному эффекту Шоттки. В результате чего, реальный КМП имеет единую ширину обедненного слоя, если глубина проникновения

дополнительного поля не превышает ширину последнего. В периферийной области КМП напряженность дополнительного электрического поля направляется от контактной поверхности металла к свободным поверхностям металла и полупроводника. Поэтому в этой области контакта для всех микроучастков высота барьера и ее максимум увеличиваются.

Из вышеизложенного следует, что несмотря на то, что количество микроучастков с различными локальными высотами барьеров КМП достаточно большое, общий контакт по изменению высоты барьера с напряжением делится на две части. Изменение высоты барьеров микроучастков первой части общего контакта, из металлической контактной поверхности которых выходят напряженности дополнительных электрических полей, определяется аномальным эффектом Шоттки, а микроучастков второй части общего контакта, в металлическую контактную поверхность которых входят напряженности дополнительных электрических полей, определяется, аналогично идеальным диодам Шоттки, нормальным эффектом Шоттки.

Обозначим усредненное значение локальных высот барьеров микроучастков первой части КМП, изготовленных на основе n-типа полупроводника, через  $\Phi_{B1}$ , и второй части, состоящей из микроучастков без дополнительного поля и микроучастков, в металлическую контактную поверхность которых входят напряженности дополнительных полей, через  $\Phi_{B2}$ . Соответствующие изменения высот барьеров первой и второй частей общего контакта под действием дополнительного поля и силы зеркального изображения, обозначим через  $\Delta\Phi_{O1}$  и  $\Delta\Phi_{O2}$ . Тогда энергетическая диаграмма КМП изображается так, как это показано на рис. 1а.

Зависимость уменьшения высоты барьера  $\Delta\Phi_{B1}$  от напряжения  $U$  для первой части КМП имеет линейный характер:

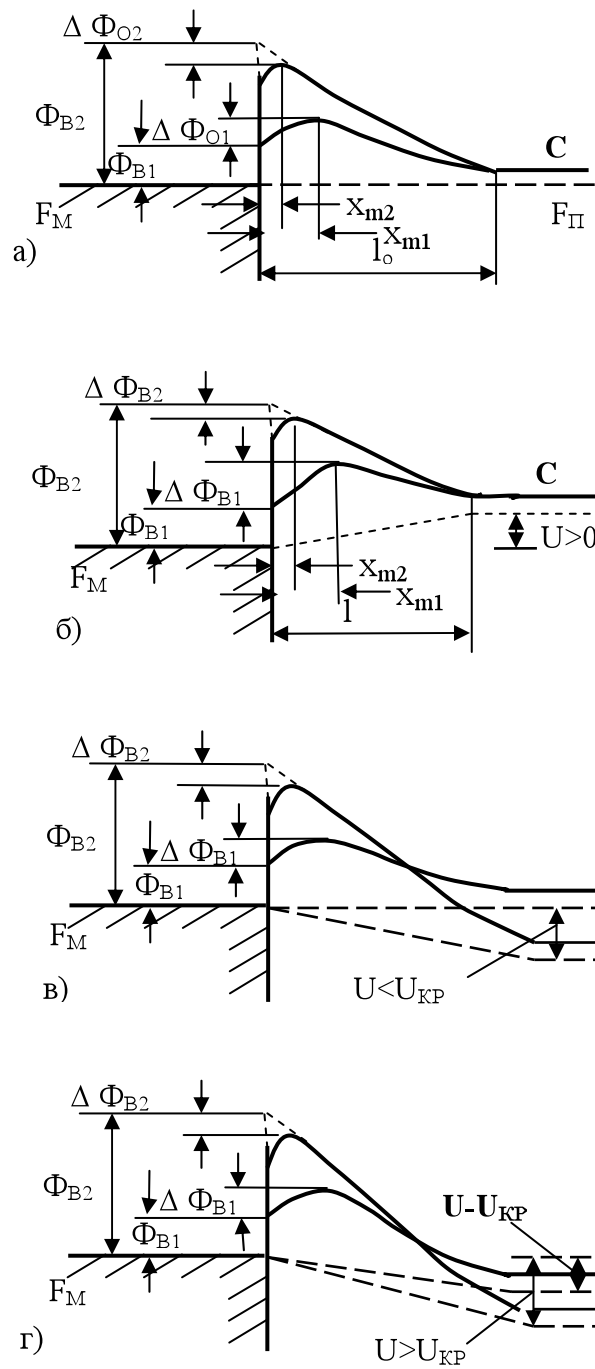
$$\Delta\Phi_{B1} = \Delta\Phi_{O1} \pm \beta qU \quad (4)$$

где  $\Delta\Phi_{O1}$  – изменение высоты барьера при  $U=0$ ,  $\beta$  – безразмерный коэффициент ( $\beta < 1$ ), знаки (+) и (-) соответствуют прямому и обратному направлениям.

Зависимость уменьшения высоты барьера  $\Delta\Phi_{B2}$  от напряжения  $U$  для второй части КМП определяется известной формулой (2).

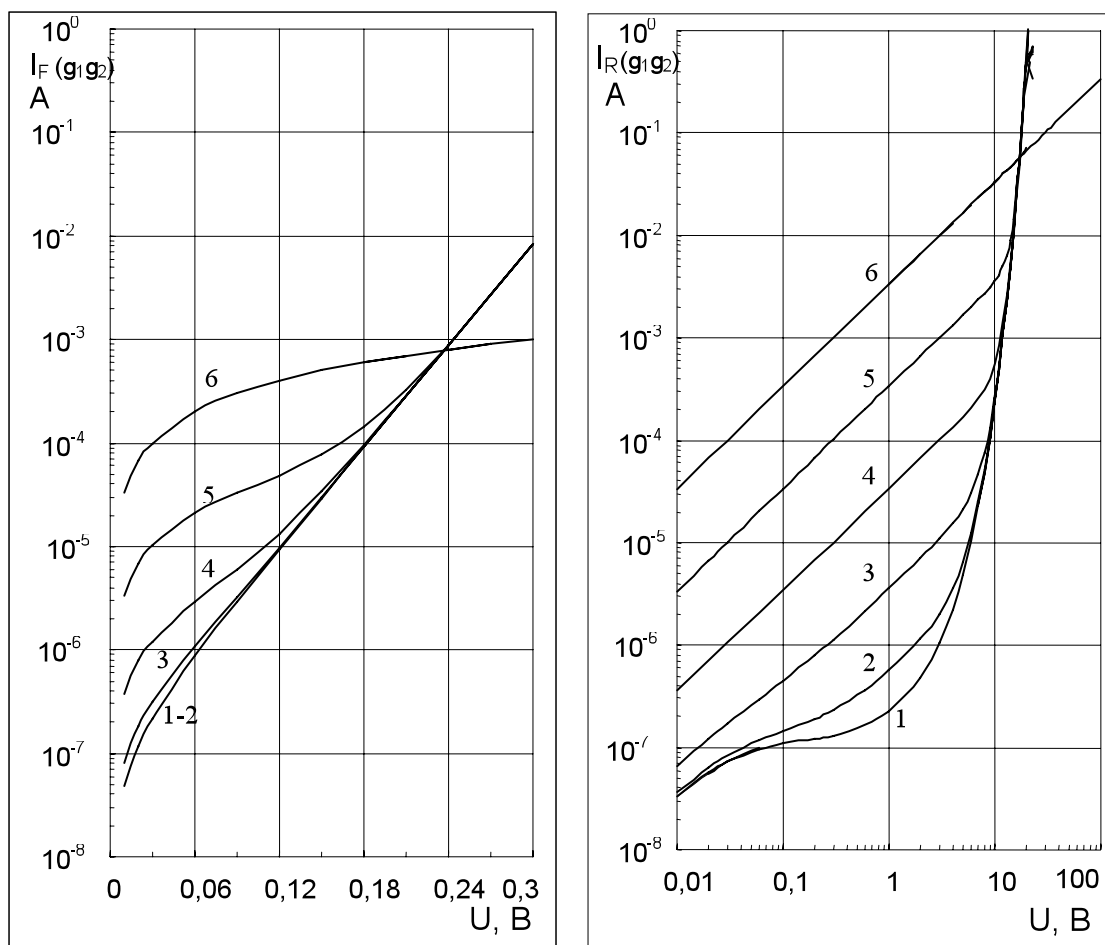
При приложении к КМП прямого напряжения (рис. 1б) напряженности внешнего поля и дополнительного поля направляются параллельно в приконтактной области полупроводника первой части контакта, и направляются противоположно в приконтактной области полупроводника второй части контакта. С ростом напряжения высоты барьеров обеих частей контакта уменьшаются на величину  $qU$  для электронов, протекающих из полупроводника в металл. Согласно [9], прямая ветвь вольтамперной характеристики КМП с площадью  $S$  выражается формулой:

$$\begin{aligned} I_F &= g_1 I_{F1} + g_2 I_{F2} = \\ &= SAT^2 \left[ g_1 \exp\left(-\frac{\Phi_{B1} + \Delta\Phi_{B1}}{kT}\right) + g_2 \exp\left(-\frac{\Phi_{B2} - \Delta\Phi_{B2}}{kT}\right) \right] \left[ \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right] = \\ &= SAT^2 \left[ g_1 \exp\left(-\frac{\Phi_{B1} + \Delta\Phi_{O1} + \beta_1 qU}{kT}\right) + g_2 \exp\left(-\frac{\Phi_{B2} - \Delta\Phi_{B2}}{kT}\right) \right] \left[ \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right] \approx \\ &\approx S_F AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{BF}}{kT}\right) \exp\left(\frac{qU}{n_1 kT}\right) \end{aligned} \quad (5)$$



**Рис.1.** Энергетические диаграммы параллельно соединенных взаимодействующих выпрямляющих контактов металла с полупроводником p-типа при наличии внешнего напряжения и дополнительного электрического поля.

В формуле (5) коэффициенты  $g_1$  и  $g_2$  ( где  $g_1 + g_2 = 1$ ), есть действующие доли общей площади контакта.



а)

б)

**Рис.2.** Вольтамперные характеристики КМП, состоящего из двух реальных выпрямляющего ( $g_1$ ) и омического участков ( $g_2$ ), где  $g_1 + g_2 = 1$ , при различных значениях  $g_2$ : 1- 0; 2 -  $10^{-4}$ ; 3 -  $10^{-3}$ ; 4 -  $10^{-2}$ ; 5 -  $10^{-1}$ ; 6 -1.

При приложении к КМП обратного напряжения (рис.1в), напряженности внешнего поля и дополнительного поля в приконтактной области полупроводника первой части контакта направляются противоположно. При  $U \leq U_{KP}$  через участок с  $\Phi_{B1}$  обратный ток не протекает А при  $U > U_{KP}$  через этот участок начинают протекать обратные токи (рис.1г). С ростом напряжения  $\Delta \Phi_{B1}$  уменьшается на величину  $\beta_1 qU$  и  $\Delta \Phi_{B2}$  увеличивается согласно формуле (2).

Согласно [9], обратная ветвь ВАХ КМП описывается формулой:

$$\begin{aligned}
I_R &= g_1 I_{R1} + g_2 I_{R2} = SAT^2 \left[ g_1 \exp\left(-\frac{\Phi_{B1+} + \Delta\Phi_{B1}}{kT}\right) + g_2 \exp\left(-\frac{\Phi_{B2} - \Delta\Phi_{B2}}{kT}\right) \right] \left[ 1 - \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) \right] = \\
&= SAT^2 \left\{ \begin{aligned} &g_1 \exp\left(-\frac{\Phi_{B1} + \Delta\Phi_{B1} - \beta_2 qU}{kT}\right) \left[ 1 - \exp\left(-\frac{q(U-U_C)}{kT}\right) \right] + \\ &+ g_2 \exp\left(-\frac{\Phi_{B2} - \Delta\Phi_{B2}}{kT}\right) \left[ 1 - \exp\left(-\frac{qU}{kT}\right) \right] \end{aligned} \right\} \approx \\
&\approx S_R AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{BR}}{kT}\right) \exp\left(\frac{qU}{n_2 kT}\right)
\end{aligned} \tag{6}$$

В формуле (6), внешнее напряжение  $U=U_C$  компенсирует приращение высоты потенциального барьера участка с  $\Phi_{B1}$ , обусловленное накоплением свободных электронов на границе раздела. При  $0 < U_C \leq U_{KP}$  обратный ток через участка с  $\Phi_{B1}$  не протекает.

Из вышеизложенного следует, что с изменением температуры вклады токов первой и второй части контакта к общему току КМП существенно меняются. Если при относительно больших температурах вклад тока второй части с усредненной низкой высотой барьера КМП становится преобладающим над вкладом тока первой части с усредненной большой высотой барьера, то с уменьшением температуры вклад тока первой части становится преобладающим. При достаточно низких высотах барьера, через первую часть КМП протекает омический ток, следовательно при небольших прямых и обратных напряжениях появляются избыточные токи, т.е. ВАХ деградирует.

Для количественной оценки этого положения рассмотрим КМП с площадью  $S$ , состоящей из суммы диодного участка с площадью  $S_D$  и омического участка с площадью  $S_{OM}$ , через которые протекают соответствующие токи  $I_D$  и  $I_{OM}$ . Тогда при  $S_D = g_1 S$  и  $S_{OM} = g_2 S$  (где  $g_1 + g_2 = 1$ ), общий ток КМП определяется как

$$\begin{aligned}
I &= I_D + I_{OM} = \\
&= S_D AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_B - \Delta\Phi_B}{kT}\right) \left[ \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right] + g_2 \frac{SU}{\rho L}
\end{aligned} \tag{7}$$

Были построены вольтамперные характеристики КМП по формуле (7). При этом были использованы следующие приемлемые значения электрофизических параметров КМП:  $\Phi_B = 0,65$  эВ;  $U_D = 0,5$  В;  $A = 120$  А см<sup>-2</sup> К<sup>-2</sup>;  $T = 300$  К;  $\kappa T = 0,026$  эВ;  $\beta = 0,02$ ;  $N_D = 5,5 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup>;  $\varepsilon_s = 10,6 \cdot 10^{-13}$  Кл В<sup>-1</sup> см<sup>-1</sup>;  $U_{ПР0Б} = 100$  В;  $S = 10^{-4}$  см<sup>2</sup>;  $\rho = 1$  Ом см;  $L = 0,03$  см;  $g_1 = 1 - g_2$ ;  $g_2 = 0 - 1$ ;  $U_{ПР} = 0 - 0,3$  В;  $U_{ОБ} = 0 - 100$  В.

На рис.2а и б, представлены прямые и обратные ветви ВАХ КМП при различных значениях  $g_1$  и  $g_2$ , вычисленные по формулам (7) с учетом (4). Видно, что ток общего контакта при  $g_1 = 1$  и  $g_2 = 0$  состоит лишь из тока ДШ, а при  $g_1 = 0$  и  $g_2 = 1$  - лишь из тока омического КМП. При увеличении  $g_2$  от 0 до  $10^{-3}$ , вклад тока омического участка практически не сказывается на прямой ветви ВАХ общего контакта, который имеет нормальные диодные свойства. Когда  $g_2 > 10^{-3}$ , прямые ветви ВАХ ДШ начинают деградировать. Однако, обратные ветви ВАХ ДШ сильно деградируют лишь при  $g_2 > 10^{-3}$  и при этом ВАХ КМП практически обладают линейными характеристиками. КМП имеют нормальные омические свойства с симметричными линейными ВАХ при  $g_2 > 0,5$ . Следовательно, при  $0,5 > g_2 > 10^{-3}$  прямые ветви ВАХ КМП имеют деградированный экспоненциальный характер и

их обратные ветви имеют линейный характер. При  $g_2 < 10^{-3}$  прямые ветви ВАХ ДШ имеют нормальный экспоненциальный характер и их обратные ветви ВАХ почти не деградируют. А при  $g_2=0,5-1$  КМП имеют нормальные омические свойства со симметричными линейными ВАХ, однако их контактные сопротивления отличаются до двух раз.

Из сравнения результатов, представленных на рис.1 и рис.2 для ДШ можно сказать, что деградация ВАХ ДШ при уменьшении температуры происходит из-за изменения степени эмиссионной неоднородности контакта и следовательно, увеличения вклада омического или почти омического составляющего тока к интегральной ВАХ ДШ.

**Заключение** В заключение можно сказать, что появление избыточных токов на начальном участке прямой ветви ВАХ и приобретение омический или почти омический характер обратной ветви ВАХ реального ДШ при уменьшении температуры от комнатной являются следствиями изменения степени эмиссионной неоднородности реального контакта.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Родерик Э.Х. Контакты металл-полупроводник-М.: Радио и связь, 1982.
2. Зи С. Физика полупроводниковых приборов, Том.1, Москва, 1984.
3. Пипинис П.А., Римейка А.К., Лапейка В.А., Пипинене А.В.// ФТП, 2001, в.2, С.188
4. Singh A., Reinhardt K.C., Andrevson W.A.// J. Appl. Phys., 1990,V.68,P.3475
5. Singh A., Cova P., Masut R.A.// J. Appl. Phys., 2006,V.76, P.2336
6. Тонкие пленки: взаимная диффузия и реакции. Под ред. Поута Дж., Ту К., Мейера Дж. М., "Мир", 1982.
7. Мамедов Р.К. // Прикладная физика, 2002, №4, С.143
8. Мамедов Р.К. // Прикладная физика, 2003, №4, С.126
9. Мамедов Р.К.. Контакты металл-полупроводник с электрическим полем пятен – Баку, БГУ, 2003.

#### ŞOTTKI DİODUNUN VOLTAMPER XARAKTERİSTİKASININ DEQRADASIYASININ TEMPERATUR XÜSUSİYYƏTLƏRİ

T.Q.İSMAYILOV, Ə.R.ASLANOVA

#### XÜLASƏ

Şottki diodunun voltamper xarakteristikasının deqradasiyasının tədqiqi göstərir ki, onun otaq temperaturunda normal voltamper xarakteristikası temperatur azaldıqda deqradasiyaya uğraya bilər. Bu asılılıq əlavə elektrik sahəli Şottki diodunun emissiya qeyri-bircinsliyinin dəyişməsi ilə yaxşı izah olunur.

#### THE BEHAVIORS OF DEGRADATION OF CURRENT - VOLTAGE CHARACTERISTICS OF SHOTTKY DIODE

T.G.ISMAYILOV, A.R.ASLANOVA

#### SUMMARY

Study of degradation of Current - Voltage Characteristics of Schottky diodes has shown that normal Current - Voltage Characteristics of DS at the room temperature powerfully degraded when reducing a temperature. This is well interpreted with changing an emission spottiness of real SD with the additional electrical field.