УДК 538.935:621.382.23

ПРИРОДА “МЯГКОГО” ПОВЕДЕНИЯ ОБРАТНОГО ТОКА В ШОТТКИ-СТРУКТУРЕ Mo/n-Si

© 2001 г. В. С. Питанов, А. В. Якименко

Воронежский государственный университет

Методом показателя экспоненты исследовано поведение обратного тока в Шоттки-структуре на основе контакта Mo/n-Si. Установлено, что при малой неидеальности вольт-амперной характеристики отсутствие насыщения обратного тока вызвано снижением барьера Шоттки. Показано, что изменение высоты барьера обусловлено совместным действием сил зеркального изображения и дипольным эффектом, возникающим за счет проникновения волновых функций электронов металла в запрещенную зону полупроводника вблизи границы раздела. Получено соотношение, связывающее величину снижения барьера Шоттки с максимальной напряженностью электрического поля на границе металла с полупроводником, а через него — с обратным напряжением на контакте.

ВВЕДЕНИЕ

Традиционные модели переноса заряда [1] в Шоттки-структурах на основе полупроводников с достаточно высокой подвижностью основных носителей описывают их вольтамперную характеристику (ВАХ) выражением:

$$I(V) = I_{S0}\exp\left[\frac{V}{nV_T} - 1\right], \tag{1}$$

где I — ток через контакт металл—полупроводник (КМП) при внешнем напряжении V, n — эмпирически определяемый коэффициент идеальности ВАХ, $VT = (kT)/q$ — термический потенциал, q — заряд электрона, k — постоянная Больцмана, T — термодинамическая температура полупроводника. При обратных напряжениях $V_R > 3V_T$ ВАХ Шоттки-структуры должна насыщаться, причем ток насыщения

$$I_{S0} = SA^{**}T^2\exp[-q\varphi_b/kT] \tag{2}$$

определяется площадью S КМП и высотой потенциального барьера $q\varphi_b$ при нулевом смещении. Здесь A^{**} — эффективная постоянная Ричардсона для термоэмиссии основных носителей заряда над барьером. Однако, многочисленные эксперименты показывают, что в реальных Шоттки-структурах при $V_R > 3V_T$ насыщение тока отсутствует и наблюдается его медленный рост с увеличением напряжения, т.е. имеет место так называемое “мягкое” поведение обратной ветви ВАХ КМП [2, 3]. Одной из физических причин его может быть зависимость высоты барьера Шоттки от максимальной напряженности электрического поля на границе раздела металл—полупроводник, а через нее — от обратного смещения на Шоттки-структуре [1, 2] Более того, изменение высоты барьера Шоттки приводит к изменению коэффициента идеальности, который становится функцией внешнего напряжения, а не постоянен, как это обычно считается.

Цель настоящей работы заключается в выявлении зависимости высоты барьера Шоттки от обратного смещения как фактора, приводящего к “мягкому” поведению обратного тока в КМП при одновременной идентификации конкретных механизмов, ответственных за отсутствие насыщения обратного тока.

ИССЛЕДУЕМЫЕ ШОТТКИ-СТРУКТУРЫ И ИХ ФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ

Измерения обратной ветви ВАХ выполнены на девяти кремниевых эпитаксиально-планарных Шоттки-структурах с молибденовым контактом при комнатной температуре. Эпислой при толщине (5,75±0,25) мкм имеет удельное сопротивление (1,1±0,1) Ом/см, чему соответствует концентрация электронов $n_{no} = (4{,}5\pm0{,}5)\cdot10^{15}$ см$^{-3}$. Площадь контакта $S = 1{,}44\cdot10^{-2}$ см^2. Для предотвращения краевых утечек и преждевременного пробоя на периферии контакта изготовлено диффузионное охранное кольцо p-типа [1, 2]. Необходимая для оценки максимальной напряженности электрического поля в контакте $Em(V)$ величина встроенного потенциала V_D определяется двумя способами. Первый включает в себя измерение вольт-фарадной характеристики Шоттки-структуры и последующее построение графика Шоттки—Мотта [1,2], экстраполяция которого в область прямых смещений даст величину V_D, а угловой коэффициент — концентрацию n_{no} электронов в эпи-слое. Для исследуемых контактов $V_D = (0{,}371\pm0{,}008)$ В, а $n_{no} = (4{,}44\pm0{,}04)\cdot10^{15}$ см$^{-3}$. Полученное значение концентрации электронов позволило оценить длину дебаевского экранирования в эпи-слое, составившую $6\cdot10^{-6}$ см. Второй способ определения встроенного потенциала контакта основан на измерении прямой ветви ВАХ в области напряжений, при которых происходит полное открывание контакта, а ВАХ Шоттки-структуры линеаризуется. При этом экстраполяция линейного участка ВАХ до пересечения с осью напряжений дает величину напряжения плоских зон КМП, по модулю равную встроенному потенциалу. Полученная таким способом величина $V_D = (0{,}379\pm0{,}016)$ В в пределах погрешности эксперимента совпадает с величиной этого параметра, найденной из емкостных измерений. Согласно [2], такое совпадение свидетельствует об отсутствии промежуточного диэлектрического (оксидного) слоя между металлом и полупроводником, поэтому КМП исследуемых Шоттки-структур можно квалифицировать как тесный.

Высота потенциального барьера в КМП при нулевом смещении $q\varphi_b(0)$ определялась по методике Миссауса—Родерика [4], базирующейся на модифицированном выражении для ВАХ КМП, полученном в работе [5]:

$$I(V) = I_{S0}\exp\left(\frac{V}{nV_T}\right)\left[1-\exp\left(\frac{V}{V_T}\right)\right] \qquad (3)$$

и позволяющем ввести коэффициент идеальности не только для прямой, но и для обратной ветви ВАХ. Следует добавить, что обычно он вводится как эмпирическая константа [5]. В соответствии с [4], по результатам измерений ВАХ образцов в интервале смещений от −0,3 В до +0,8 В была построена функция

$$F(V) = \ln\left\{\frac{I(V)}{1-\exp(-V/V_T)}\right\} = \ln I_{S0} + V/(nV_T),$$

линейное сглаживание которой методом наименьших квадратов позволяет определить $\ln(I_{S0})$ и n. Усредненные по всем образцам величины I_{S0} n равны $(4{,}52\pm0{,}19)\cdot10^{-7}$ А и $1{,}018\pm0{,}020$, соответственно. Из выражения (2) по известной величине $\ln(I_{S0})$ была определена высота барьера при нулевом смещении с учетом того, что эффективная постоянная Ричардсона $A^{**} = 112$ А · см$^{-2}$ · К$^{-2}$ для электронов в кремнии при комнатной температуре [1]. Усредненная по всем образцам величина $q\varphi_b(0) = (0{,}661\pm0{,}032)$ эВ. Малое отличие коэффициента идеальности от единицы указывает на то, что доминирующим механизмом переноса заряда в исследуемых образцах является термоэмиссия, так как согласно критерию Родерика [2] в этом случае $n < 1{,}1$.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ВЫСОТЫ БАРЬЕРА ШОТТКИ ОТ ВНЕШНЕГО НАПРЯЖЕНИЯ

Экспериментально найденная величина коэффициента идеальности ВАХ, хотя и незначительно, но превышает единицу (в идеальном КМП для термоэмиссии электронов $n = 1$). В отсутствие дополнительных каналов токопрохождения (рекомбинационно-генерационные процессы, инжекция неосновных носителей заряда, краевые утечки и т.п. [2]) можно предположить, что наблюдаемая слабая неидеальность ВАХ КМП обусловлена влиянием внешнего напряжения на высоту барьера Шоттки.

Известно [1,2], что максимальная напряженность электрического поля на границе раздела металл-полупроводник является функцией внешнего напряжения V на контакте:

$$E_m(V) = E_m(0)\sqrt{1 - V/(V_D - V_T)}, \qquad (4)$$

где напряженность внутреннего электрического поля на границе раздела в отсутствие внешнего напряжения

$$E_m(0) = \sqrt{\frac{2qN_D}{\varepsilon\varepsilon_0}(V_D - V_T)}, \qquad (5)$$

$ND = n_{no}$ — концентрация донорных ионов в эпи-слое, ε_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума, ε — диэлектрическая постоянная кремния, причем $\varepsilon\varepsilon_0 = 1{,}036 \cdot 10^{-12}$ Ф/см. Из (4) легко видеть, что изменение внешнего напряжения на КМП сопровождается изменением E_m. Следовательно, в результате эффекта Шоттки, связанного с действием сил зеркального изображения [1—3], высота потенциального барьера в контакте становится зависящей от смещения.

Кроме того, к зависимости высоты барьера от внешнего напряжения приводит так называемый дипольный эффект, вызванный проникновением затухающих волновых функций электронов металла в запрещенную зону полупроводника вблизи границы раздела [6]. Отрицательный заряд таких электронов индуцирует равный ему по величине положительный заряд в металле, следствием чего является возникновение на границе раздела дополнительного электрического поля, частично компенсирующего E_m. Как было установлено авторами работы [7], этот эффект приводит к изменению высоты барьера Шоттки в тесных кремниевых контактах, пропорциональному $E_m(V)$.

Высота барьера Шоттки при обратном смещении может изменяться и за счет термополевой эмиссии, когда потенциальный барьер в КМП могут преодолевать не только электроны с энергией, большей его высоты, но и электроны с меньшей энергией за счет туннельного эффекта. При этом вероятность туннелирования электронов будет тем больше, чем больше $E_m(V)$ [1—3].

Наконец, зависимость высоты барьера Шоттки в КМП от внешнего напряжения может быть связана с неоднородным распределением локальных высот барьера по площади контакта [8—10], подобно тому, как это имеет место в “пятнистых” катодах электровакуумных приборов. Как установлено Тангом [9], неоднородность высоты барьера по площади КМП приводит к тому, что эффективная высота барьера Шоттки изменяется с изменением максимальной напряженности электрического поля в той части контакта, где локальная высота барьера максимальна.

Общим для всех рассмотренных причин, порождающих зависимость высоты барьера Шоттки в КМП от внешнего напряжения, является малость абсолютной величины изменения его высоты по отношению к высоте барьера при нулевом смещении. Именно этим можно объяснить экспериментально наблюдаемое малое отличие коэффициента идеальности ВАХ образцов от единицы. С другой стороны, для обнаружения таких малых изменений высоты барьера обычные методы определения этой величины становятся неприемлемыми из-за существенных погрешностей эксперимента. Поэтому выявление и идентификация физической природы изменения высоты барьера Шоттки при изменении внешнего напряжения требуют специальной методики обработки экспериментальных ВАХ, позволяющей выделить непосредственно само изменение высоты барьера. На наш взгляд, наиболее эффективным с этой точки зрения представляется метод показателя экспоненты, недавно предложенный Михелашвили и Эйзенштейном с сотрудниками [11—13]. Рассмотрим существо предложенной ими методики применительно к нашей задаче.

При компьютерном моделировании нелинейных полупроводниковых двухполюсников, в том числе и диодов с барьером Шоттки, пользуются понятием чувствительности элемента к нелинейности. В соответствии с [14], для нелинейной ВАХ можно ввести ее чувствительность к внешнему напряжению:

$$S_v = (\Delta I/I)/(\Delta V/V),$$

где ΔI — приращение тока I через элемент, создаваемое приращением ΔV внешнего напряжения V. При бесконечно малых изменениях внешнего напряжения чувствительность S_v записывается в дифференциальной форме:

$$\alpha(V) = \left[\frac{V}{I(V)}\right] \Big/ \left[\frac{dV}{dI(V)}\right] = \frac{d\ln I(V)}{d\ln V}. \qquad (6)$$

Поскольку ВАХ Шоттки-структуры описывается экспонентой (1), то понятно, почему авторы метода назвали этот параметр не чувствительностью, а показателем экспоненты.

Из (6) можно заметить, что $\alpha(V)$ как параметр нелинейности ВАХ двухполюсника по физическому смыслу представляет собой не что иное, как отношение статического сопротивления $Rst(V) = V/I$ к дифференциальному сопротивлению $Rd(V) = dV/dI$ анализируемого элемента при заданном смещении V. В дальнейшем, обсуждая параметр нелинейности $\alpha(V)$ изучаемых Шоттки-структур, будем следовать терминологии авторов метода, называя его показателем экспоненты.

Применительно к задаче выявления зависимости высоты барьера Шоттки в КМП от обратного напряжения и определения абсолютной величины снижения барьера в Шоттки структуре, можно считать, что падение напряжения на ее базе пренебрежимо мало в сравнении с падением напряжения на барьерной области. Поэтому будем полагать, что все внешнее напряжение практически полностью приложено к области пространственного заряда КМП. Тогда при обратных смещениях $V_R \geq 3VT$ ВАХ (3) Шоттки-структуры:

$$I_R(V_R) = SA^{**}T^2 \exp\left[-\frac{\varphi_b(0)}{V_T} - \frac{V_R}{nV_T}\right]\exp\left(\frac{V_R}{V_T}\right). \quad (7)$$

В то же время, при высоте барьера Шоттки $q\varphi_b(V_R) = q\varphi_b(0) - q\Delta\varphi_b(V_R)$, зависящей от V_R, где вычитаемым является искомое снижение барьера, из (3) следует:

$$I_R(V) = SA^{**}T^2 \exp\left[-\frac{\varphi_b(V_R)}{V_T}\right]\exp\left(\frac{V_R}{V_T}\right). \quad (8)$$

Приравнивая правые части (7) и (8), легко получить взаимосвязь между абсолютной величиной снижения барьера Шоттки, коэффициентом идеальности и обратным напряжением V_R:

$$\Delta\varphi_b(V_R)/V_T = [1 - 1/n(V_R)](V_R/V_T), \quad (9)$$

где, как обычно, снижение барьера и напряжение нормированы на термический потенциал V_T.

Отсюда можно заключить, что в общем случае, когда доминирующим транспортным процессом в КМП является термоэмиссия, а неидеальность ВАХ связана с изменением высоты барьера под действием внешнего напряжения, коэффициент идеальности также зависит от напряжения. Несложные алгебраические преобразования выражения (9) позволяют записать:

$$n(V_R) = \left[1 - \Delta\varphi_b(V_R)/V_R\right]^{-1} \quad (10)$$

без каких-либо ограничений на соотношение между высотой барьера Шоттки при нулевом смещении и ее изменением под действием внешнего напряжения. Более того, если функция $\Delta\varphi_b(V_R)$ нелинейна, то и коэффициент идеальности нелинейно зависит от напряжения. Из этого следует, что он будет постоянен лишь в частном случае, когда изменение высоты барьера линейно зависит от смещения.

С учетом (7)—(9) обратный ток Шоттки-структуры легко связать со снижением высоты барьера в КМП:

$$I_R(V_R) = I_{S0}\exp[\Delta\varphi_b(V_R)/V_T], \quad (11)$$

так что дифференциальное сопротивление контакта

$$\frac{1}{R_d(V)} = \frac{dI_R}{dV_R} = I_R(V_R)\frac{d[\Delta\varphi_b(V_R)/V_T]}{dV_R}. \quad (12)$$

Подстановка (11) и (12) в (6) приводит к следующему выражению для показателя экспоненты:

$$\alpha_R(V_R) = V_R d[\Delta\varphi_b(V_R)/V_T]/dV_R, \quad (13)$$

откуда явно видно, что $\alpha_R(V_R)$ определяется не полной высотой барьера при заданном смещении V_R, а величиной изменения (в данном случае — снижения) барьера под действием напряжения. Именно это свойство $a_R\ (V_R)$ и было положено авторами [11—13] в основу метода получения зависимости изменения высоты барьера Шоттки внешним напряжением свободного от погрешностей, связанных с малостью этого изменения на фоне равновесной величины высоты барьера $q\varphi_b(0)$.

Снижение высоты барьера как функция внешнего напряжения легко находится интегрированием (13):

$$\Delta\varphi_b(V_R)/V_T = \int_{3V_T}^{V_R}[\alpha_R(V_T)/V_R]dV_R. \quad (14)$$

Соотношение (14) является ключевым для экспериментального определения зависимости абсолютной величины снижения барьера от внешнего напряжения. При этом отличный от нуля нижний предел интегрирования в (14) обусловлен ограничением на величину V_R, упрощающим аналитический вид ВАХ диода для $V_R > 3V_T$ при выводе формулы (13). Понятно, что оно не является принципиальным.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Измерения обратных ВАХ Шоттки-структур Mo/n-Si выполнены при напряжениях, до 50 В включительно. Это связано с обеспечением необходимой чистоты эксперимента, т.к. при напряжениях, больших указанного, не исключается возможность лавинной ионизации атомов электронами, получившими от электрического поля достаточную для этого энергию. Ударная ионизация приводит к дополнительному увеличению обратного тока, не связанному со снижением барьера Шоттки, но влияющему на поведение ВАХ. Предельное значение обратного напряжения было найдено численной оценкой коэффициента лавинного умножения электронов в обратно смещенном КМП на основе соотношения, приведенного в [15]. Для исследуемых образцов при комнатной температуре и V_R = 50 В коэффициент лавинного умножения электронов составляет 1,023 и резко растет при V_R > 50 В. Поэтому для напряжений вплоть до 50 В лавинную составляющую обратного тока в исследуемых КМП можно не учитывать. Тем самым в условиях эксперимента исключается влияние лавинообразования в контакте на его ВАХ, статическое и дифференциальное сопротивления, и, в конечно итоге, на анализируемые зависимости $\alpha_R(V_R)$ и $\Delta\varphi_b(V_R)$.

Следует отметить, что обратные ветви ВАХ исследуемых образцов характеризуются весьма высокой воспроизводимостью: для различных образцов измеренные ВАХ совпадают с доверительной вероятностью не менее 96 %. Это дало основание для усреднения физических параметров Шоттки-структур, результатов эксперимента и полученных зависимостей по всем девяти образцам.

На рис. 1 представлены измеренные об-ратные ветви ВАХ контактов Mo/n-Si в ли-нейном (а) и полулогарифмическом (б) масштабах. Для удобства анализа на последнем рисунке по оси абсцисс отложено не абсолютное значение обратного напряжения, а его величина, нормированная на термический потенциал V_T (измерения проведены при T =293 K, так что V_T = 25,25 мВ). Обращаясь к рис. 1а, легко видеть, что во всем диапазоне обратных напряжений насыщение тока отсутствует. Горизонтальная пунктирная линия на графике соответствует величине модельного тока насыщения I_{S0} = (4,52±0,19)·10^{-7} А, к которому должен бы стремиться обратный ток I_R при $V_R > 3V_T$ и неизменной высоте барьера в КМП.

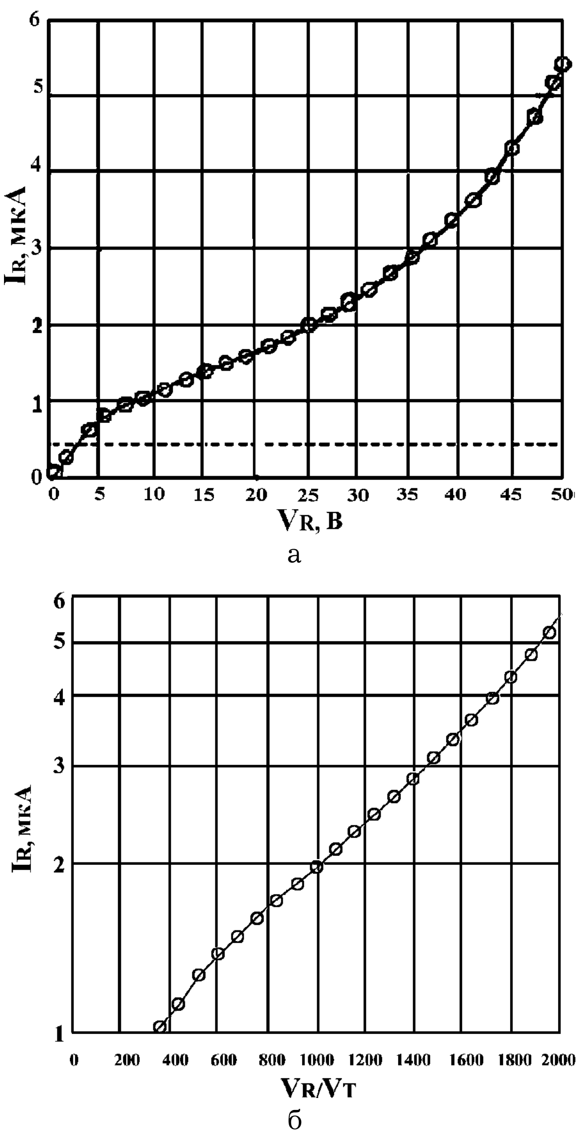

Рис. 1. Обратная ветвь вольтамперной характеристики Шоттки-структуры Mo/n-Si в линейном (а) и полулогарифмическом (б) масштабах

Более наглядно “мягкое” поведение обратного тока иллюстрируется рис. 1б, где та же ВАХ представлена в полулогарифмическом масштабе. Действительно, из (2) и (11) следует, что при $V_R > 3V_T\ln[I_R(V_R)]$ пропорционален высоте потенциального барьера в Шоттки-структуре $q\varphi_b(V_R)$, так что наблюдаемое нарастание обратного тока с увеличением напряжения обусловлено изменяющейся с напряжением высотой барьера. Отметим, что при обратном напряжении 50 В ток возрастает более, чем в десять раз в сравнении с I_{S0}, который бы протекал через КМП при неизменной высоте барьера.

Необходимые для получения зависимости $\alpha_R(V_R)$ статическое $R_{st}(V_R)$ и дифференциальное $R_d(V_R)$ сопротивления обратно смещенной Шоттки-структуры представлены на рис. 2. Зависимость $R_d(V_R)$ была получена численным дифференцированием измеренной ВАХ.

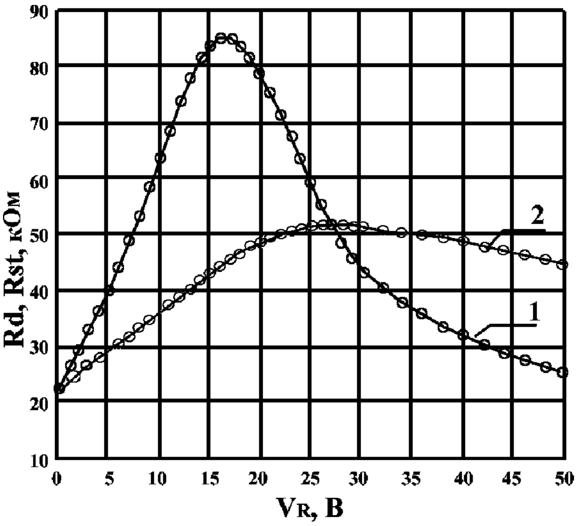

Рис. 2. Зависимости дифференциального (кривая 1) и статического (кривая 2) сопротивлений от обратного напряжения

Характерно, что с ростом обратного смещения оба этих сопротивления сначала увеличиваются (при $V = 0$ их величины одинаковы и равны $(2.21\pm0.03)\cdot10^4$ Ом), достигают максимума, а затем убывают. Однако максимум дифференциального сопротивления имеет место при меньшем напряжении, чем максимум статического: наибольшее значение $Rd = 85$ кОм при $V_R = 702V_T$ (17,7 В), а наибольшее значение Rst = 51,2 кОм при $V_R = 1122V_T$ (28,3 В). При $V_R < 28{,}3$ В $Rd(V_R)$ заметно превышает $Rst(V_R)$, тогда как при $V_R > 28{,}3$ В имеет место их обратное соотношение. При напряжении $V_R = 28{,}3$ В величины обоих сопротивлений равны. Кроме того, максимальное значение дифференциального сопротивления превышает максимальное значение статического сопротивления в 1,7 раза. Приведенные на рис. 2 зависимости $Rst(V_R)$ и $Rd(V_R)$ еще раз подтверждают наше предположение о связи между “мягким” поведением обратного тока и изменяющейся внешним напряжением высотой барьера Шоттки. Действительно, в соответствии с (1), полученным в допущении неизменности высоты барьера в КМП, ни статическое, ни дифференциальное сопротивления обратно смещенной Шоттки-структуры не должны иметь максимумов. Более того, при $V_R > 3V_T$ $Rst(V_R)$ должно линейно расти с увеличением V_R, тогда как $Rd(V_R)$ — стремиться к бесконечности из-за насыщения обратного тока.

С учетом (6) по данным, представленным на рис. 2, была получена зависимость $\alpha_R(V_R)$, показанная на рис. 3, где по оси абсцисс отложено обратное напряжение V_R, нормированное на термический потенциал VT. Как и следовало ожидать, при $V_R = 0$ $\alpha_R(0) = 1$, т.к статическое и дифференциальное сопротивления Шоттки-структуры здесь равны. С увеличением обратного напряжения $\alpha_R(V_R)$ сначала убывает, достигая минимальной величины, равной 0,51, при $V_R = 708V_T$ (17,7 В) соответствующем максимуму $Rd(V_R)$, а затем повсеместно растет до 1,91 при $V_R = 1980V_T$ (50 В). Отметим, что при $V_R = 1122V_T$ (23,8 В) $\alpha_R = 1$ вследствие равенства статического и дифференциального сопротивлений КМП. Наличие минимума зависимости $\alpha_R(V_R)$, как и последующее увеличение показателя экспоненты с ростом обратного напряжения, легко объясняются обсуждавшимся ранее поведением статического и дифференциального сопротивлений образцов.

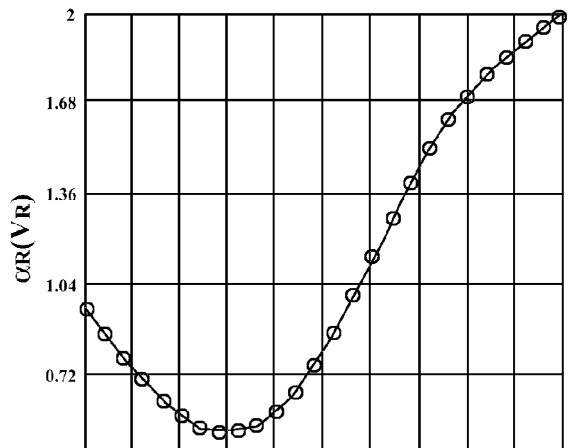

Рис. 3. Зависимость. показателя экспоненты α_R от нормированного обратного напряжения

Функциональная связь абсолютной величины снижения барьера Шоттки с обратным напряжением получена численным интегрированием отношения $\alpha_R(V_R)/V_R$ в соответствии с выражением (14). Результат этой процедуры представлен точками на рис. 4, где, как и прежде, на оси абсцисс отложено нормированное обратное напряжение V_R/V_T.

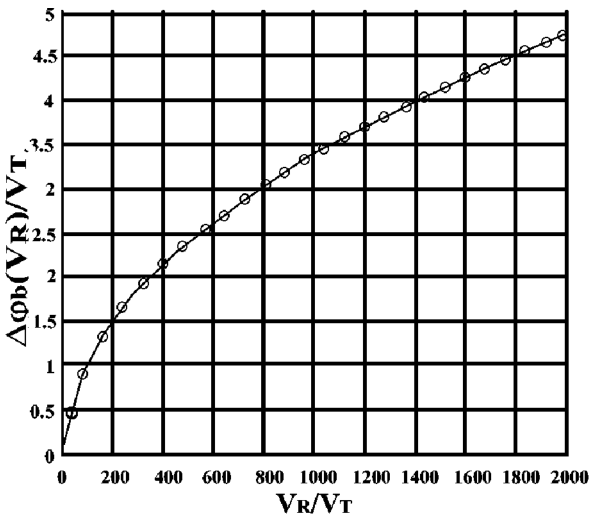

Рис. 4. Нормированное снижение барьера Шоттки как функция нормированного обратного напряжения. Точки — экспериментальные данные, сплошная линия — регрессионная кривая (16)

Отметим, что полученная кривая исходит не из начала координат, а от $V_R = 3V_T$, что уже обсуждалось выше. Однако из-за гладкости ее можно экстраполировать к началу координат, т.к. снижение барьера отсчитывается относительно его высоты при нулевом смещении. Как легко видеть, абсолютная величина снижения барьера Шоттки в контакте Mo/n-Si монотонно растет с ростом обратного смещения, следствием чего и является монотонное нарастание обратного тока через контакт (рис. 1). При этом абсолютная величина изменения высоты барьера не велика: при наибольшем обратном напряжении 50 В она составляет лишь 4,8kT (0,12 эВ), т.е. около 18 % высоты барьера при нулевом смещении.

Параболическая модель барьера Шоттки [1—3], справедливая при любых обратных смещениях, однозначно связывает вне-шнее напряжение V_R и максимальную напряженность электрического поля E_m на границе раздела металл—полупроводник выражениями (4) и (5). Поэтому для идентификации физических явлений, ответственных за снижение барьера в КМП при анализе зависимости $\Delta\varphi_b(V_R)/V_T$, представленной на рис. 4, удобно пользоваться безразмерной максимальной напряженностью электрического поля:

$$\Theta = E_m(V_R)\,/\,E_m(0) = \sqrt{1+\frac{V_R}{V_D - V_T}}, \qquad (15)$$

что облегчает определение природы снижения барьера обратным напряжением.

Нелинейная регрессия зависимости $\Delta\varphi_b(V_R)/V_T$ во всем интервале обратных смещений от $3V_T = 75$ мВ до 50 В ($1{,}1 \le \Theta \le 11{,}99$) показывает, что нормированное на термический потенциал снижение барьера Шоттки в КМП с достаточно высокой степенью точности (стандартное отклонение сглаживающей функции относительно результата эксперимента не превышает $\pm 2{,}47\cdot 10^{-2}$) описывается выражением:

$$\Delta\varphi_b(\Theta)\,/\,V_T = b_0 + b_1\sqrt{\Theta} + b_2\Theta \qquad (16)$$

при $b_0 = -(0{,}916 \pm 0{,}002)$, $b_1 = (0{,}651 \pm 0{,}016)$ и $b_2 = (0{,}283 \pm 0{,}008)$. Переходом в (16) от безразмерного поля Θ к нормированному обратному напряжению V_R/V_T с учетом (15), была получена регрессионная кривая $\Delta\varphi_b(V_R/V_T)/V_T$ представленная на рис. 4 сплошной линией. Нетрудно заметить, что экспериментально найденные величины снижения барьера при разных обратных напряжениях (точки) хорошо совпадают с результатом нелинейной регрессии (сплошная кривая) во всем диапазоне обратных смещений от 0,075 В до 50 В.

Полученный результат позволяет идентифицировать физические явления, ответственные за снижение барьера Шоттки в контакте Mo/n-Si и приводящие к “мягкому” поведению обратного тока. Как известно [1—3], снижение барьера, пропорциональное $\Theta^{1/2}$, обусловлено действием сил зеркального изображения, т е. эффектом Шоттки на границе раздела металл-полупроводник. При этом

$$\Delta\varphi_b(\Theta)\,/\,V_T = (\sqrt{\Theta}-1)\sqrt{qE_m(0)\,/\,V_T}\,\,/\,V_T,$$

так что коэффициент

$$b_1 = \sqrt{\frac{qE_m(0)}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0}} \qquad (17)$$

определяется максимальной напряженностью внутреннего электрического поля в КМП $E_m(0)$, диэлектрической проницаемостью $\varepsilon\varepsilon_0$ и температурой T полупроводника. Численное значение b_1 позволило найти величину $E_m(0) = (2{,}162 \pm 0{,}066)\cdot 10^4$ В/см, согласующуюся с оценочным значением $E_m(0) = 2{,}206\cdot 10^4$ В/см, рассчитанным по экспериментально определенным V_D и $N_D = n_{n0}$. Таким образом, эффект Шоттки в исследуемых КМП является одним из факторов, обусловливающих снижение потенциального барьера обратным смещением.

Третье слагаемое в (16), описывающее снижение барьера и пропорциональное максимальной напряженности электрического поля в КМП, в соответствии с [2,7] может быть связано с дипольным эффектом на границе раздела металл—полупроводник. В этом случае

$$\Delta\varphi_b(\Theta)/V_T = \lambda E_m(0)(\Theta - 1)/V_T,$$

где λ — параметр дипольного эффекта, имеющий размерность длины и для тесных контактов к кремнию равный $(1{,}5\pm 4)\cdot 10^{-7}$ см [7]. Отсюда можно определить параметр b_2 сглаживающей кривой так:

$$b_2 = \lambda E_m(0)/V_T. \tag{18}$$

По величине $E_m(0)$, из (18) для контакта Mo/n-Si был определен параметр дипольного эффекта $\lambda = (3{,}272\pm 0{,}217)\cdot 10^{-7}$ см, вполне укладывающийся в интервал его возможных значений. Таким образом, можно заключить, что, помимо эффекта Шоттки, снижение потенциального барьера в исследуемых контактах обусловлено одновременным действием дипольного эффекта.

В дополнение к сказанному отметим, что в (16) свободный член b_0 равен по абсолютной величине и противоположен по знаку сумме коэффициентов ($b_1 + b_2$) в пределах их погрешностей. Это вполне логично, т.к. в отсутствие внешнего напряжения ($\Theta = 1$) снижение барьера равно нулю по выбору начала его отсчета.

Как показывают оценки слагаемых выражения (16), вклады каждого из рассматриваемых эффектов в результирующее снижение барьера соизмеримы, однако во всем диапазоне смещений в сравнении с эффектом Шоттки дипольный эффект вызывает большее по абсолютной величине снижение барьера. Так, при $V_R = 1$ В парциальные снижения барьера составляют $1{,}03kT$ для действия сил зеркального изображения и $1{,}6kT$ для дипольного эффекта. Увеличение обратного смещения делает их различие более ощутимым: при $V_R = 50$ В парциальные величины снижения барьера составляют $1{,}6kT$ и $3{,}11kT$ соответственно.

Полученные результаты позволяют полагать, что термополевая эмиссия и неоднородность высоты барьера по площади контакта не оказывают существенного влияния на “мягкое” поведение обратного тока Шоттки-структуры Mo/n-Si. Согласно [2], снижение барьера при термополевой эмиссии пропорционально $\Theta^{2/3}$. Учет такого слагаемого в (16) при регрессии не вносит ощутимого вклада в результирующее снижение барьера. Даже при максимальном обратном напряжении вклад термополевой эмиссии не превышает 0,9 % общего снижения барьера и не идентифицируется в пределах погрешности сглаживания. Вообще говоря, этого и следовало ожидать для исходного кремния с концентрацией примеси $4{,}5\cdot 10^{15}$ см$^{-3}$ при комнатной температуре, т.к. для этого материала параметр термополевой эмиссии $E_{00} = 7{,}1\cdot 10^{-4}$ В и существенно меньше V_T.

Что касается неоднородности высоты барьера по площади контакта, то по Тангу [9] снижение барьера в этом случае пропорционально $\Theta^{4/3}$. Включение такого дополнительного члена в (16) и последующая нелинейная регрессия показали, что получающийся результат в пределах стандартного отклонения совпадает со сглаживающей кривой, учитывающей только дипольный эффект и эффект Шоттки. Более того, по нашим оценкам неоднородность высоты барьера даже при наибольшем обратном смещении приводит к снижению барьера, не превышающему 0,8 % общего снижения барьера. Отсюда можно заключить, что с точки зрения однородности высоты барьера по площади контакта Шоттки-структуры Mo/n-Si достаточно совершенны, а различие локальных значений высот барьера не столь значительно, чтобы оно привело к заметному снижению барьера Шоттки обратным смещением. Добавим, что к такому же выводу пришли авторы работы [16], исследовавшие “мягкое” поведение Шоттки-структур с силицидными контакта-ми к кремнию с близкой к нашей концентрацией донорной примеси.

Таким образом, для изучаемых эпитаксиальных Шоттки-структур на основе контакта Mo/n-Si “мягкое” поведение обратного тока обусловлено снижением потенциального барьера совместным действием сил зеркального изображения и дипольного эффекта.

В заключение отметим, что предложенная нами интерпретация “мягкого” увеличения тока в КМП с ростом обратного напряжения отличается от предложенной авторами работы [16], где снижение барьера как функция максимальной напряженности электрического поля на границе раздела металл-полупроводник описывается полиномом третьей степени с нулевым свободным членом и тремя эмпирическими параметрами. Если линейный член этой зависимости можно объяснить присутствием дипольного эффекта, то существование квадратичного и кубического слагаемых регрессионного полинома трудно связать с какими-то реальными физическими механизмами полевого снижения барьера Шоттки при обратном смещении. Кстати, авторы [16] работы этого и не пытались сделать, ограничившись лишь приведением численных значений подгоночных параметров сглаживающего полинома. Сами по себе величины этих параметров не несут физической информации и следует ожидать, что они будут различны для кремниевых Шоттки-структур с различными контактными металлами и различным уровнем легирования полупроводника.

Авторы выражают благодарность В. И. Винокурову и А. И. Жуликову за участие в эксперименте и искреннюю признательность д-ру В. Михелашвили и проф. Г. Эйзенштейну (Technion, Haifa, Israel) за предоставленные оттиски их работ и ознакомление с работой [13] до ее опубликования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зи. С. М. Физика полупроводниковых приборов: В 2-х кн. — М.: Мир, 1984. — Кн. 1. — 456 с.

2. Rhoderick E. H., Williams R.H. Metal-Semiconductor Contacts. — Oxford: Clarendon Press, 1988. — 252 p.

3. Metal-Semiconductor Schottky Barrier Junctions and Their Applications / Ed. by Sharma B. L. — New York—London; Plenum Press, 1984. — 370 p.

4. Missous M., Rhoderick E. H. // Electronics Letters. — 1986, — V. 22, № 9. — P. 477—478.

5. Crowell C. R., Rideout V. L. Solid State Electronics. — 1969, — V. 12, № 2. — P. 89—105.

6. Heine V. // Phys. Rev. — 1965, — V. 138, № 6A. — P. 1689—1696.

Pellegrini B. // Phys. Rev. — 1973, — V. B7, № 7. — P. 5299—5312.

7. Andrews J. M., Lepselter M. P. // Solid State Electronics. — 1970, — V. 13, № 7. — P. 1011—1025.

8. Werner J. H., Guttler H. H. // J. Appl Phys., — 1991. — V. 69, № 3. — P. 1922—1533.

Werner J. H., Rau U. Schottky Contacts on Silicon// Silicon-Based Millimeter-Wave Devices. Springer Series in Electronics and Photonics. — Berlin; Heidelberg, 1984. — V. 32. — P. 89—148.

9. Tung R. T// Phys. Rev. — 1991. — V. B45, № 23. — P. 13509—13523.

Tung R. T., Schottky Barriers and Ohmic Contacts to Silicon // Contacts to Semiconductors: Fundamentals and Technology — Park Ridge, 1993. — P. 176—291.

10. Van Meirhaeqhe R. L. Fundamental Properties and Nanoscale Effects in Schottky Barriers // Frontiers in Nanoscale Science of Micron/ Submicron Devices. NATO Science Series: E-Applied Science. Proc. of NATO Advanced Study Institute. — V. 298. — P. 315—353.

11. Mikhelashvili V., Eisenstein G., Garber V. et al.// J. Appl. Phys. — 1999, — V. 85, № 9. — P.6873—6882.

12. Mikhelashvili V., Eisenstein G. // J. Appl. Phys. — 1999, — V. 86, № 12. — P. 6965—6969.

13. Mikhelashvili V., Eisenstein G., Uzdin R. // Solid State Electronics. — 2001, — V. 45, № 1. — P. 143—148.

14. Tarnay K., Elfsten B., Masszi F., Tove P. A. // Solid State Electronics. — 1986. — V. 29, № 6. — P. 613—617.

15. Tu Sh.-H., Baliga B. J. // IEEE Trans. Electron Devices. — 1992. — V. ED-39, № 12. — P. 2813—2814.

16. Furio C., Charitat G., Lhorte A., Dilhac J.-M. // EPE Journal. — 1998. — V. 7, № 3—4. — P. 7—11.