

Природа электрического взаимодействия контактов Шоттки

© Н.А. Торхов[¶]Научно-исследовательский институт полупроводниковых приборов,
634050 Томск, Россия

(Получена 13 ноября 2010 г. Принята к печати 19 января 2011 г.)

Электрическое влияние между собранными в диодную матрицу контактами металл–полупроводник с барьером Шоттки проявляется в значительном изменении их поверхностного потенциала и статических вольт-амперных характеристик. Необходимым условием возникновения электрического взаимодействия между такими контактами является наличие вокруг них распространяющегося на достаточно большие расстояния (< 30 мкм) электрического поля периферии — ореола. Достаточным условием является наличие областей перекрытия этих ореолов. Было показано, что изменение поверхностного потенциала и вольт-амперных характеристик контактов происходит под влиянием собственного электрического поля периферии контакта, а также под влиянием электрического поля периферии матрицы, образованного суперпозицией электрических полей ореолов образующих ее контактов. Степень такого влияния определяется расстоянием между контактами, а также полным суммарным зарядом областей пространственных зарядов всех контактов матрицы: их количеством, размерами (диаметром $D_{i,j}$), концентрацией легирующей примеси в полупроводнике N_D и физической природой системы металл–полупроводник с барьером Шоттки (величиной φ_b).

Было установлено, что сближение контактов приводит к относительному уменьшению порогового значения „мертвой“ зоны на прямых вольт-амперных характеристиках, увеличению эффективной высоты барьера и незначительному увеличению показателя идеальности. Увеличение суммарной площади контактов (суммарного электрического заряда ОПЗ) в матрице приводит к увеличению порогового значения „мертвой“ зоны, относительному понижению эффективной высоты барьера и незначительному увеличению показателя идеальности.

1. Введение

В [1–3] было показано, что в контактах металл–полупроводник (МП) с барьером Шоттки (БШ) существует соизмеримое по абсолютной величине и сонаправленное с электрическим полем области пространственного заряда (ОПЗ) дополнительное, встроенное в контакт электрическое поле E_l ореола l (периферии), формирующее в контакте дополнительный встроенный потенциал φ^* . Согласно описанной в [3–5] одноконтактной модели, электрическое поле ореола

$$E_l = E(grad) - E^* \quad (1)$$

вокруг одиночного металлического контакта с БШ сформировано суперпозицией электрического поля

$$E(grad) = \frac{\partial \varphi}{\partial \mathbf{r}} \approx \frac{\varphi_s - \varphi_m}{l} = \text{const} \quad (2)$$

(\mathbf{r} — радиус-вектор) градиента потенциала, образованного разностью между поверхностным потенциалом металла φ_m и потенциалом свободной полупроводниковой поверхности φ_s , а также противоположно направленным ему нескомпенсированным за периферией ОПЗ электрическим полем E^* . Для заданной системы металл–полупроводник $E(grad)$ постоянно и определяется только природой системы металл–полупроводник.

Экспериментальное значение встроенного потенциала, определяемое по разности поверхностных потенциалов металлического контакта $\varphi_m(contact)$ и сплошной

металлической пленки $\varphi_m(film)$

$$\varphi^* = \varphi_m(film) - \varphi_m(contact), \quad (3)$$

в зависимости от размеров металлического контакта может достигать $\varphi^* \approx 0.4$ [5]– 0.6 В [2]. Было показано, что величины E^* и φ^* зависят от диаметра D металлического контакта следующим образом:

$$\varphi^* \rightarrow 0 \text{ при } |E^*| \xrightarrow{D \rightarrow \infty} |E(grad)|,$$

$$\text{а } \varphi_m(contact) \xrightarrow{D \rightarrow \infty} \varphi_m(film). \quad (4)$$

Наличие встроенного потенциала φ^* приводит к понижению эффективной высоты барьера φ_{bm} реального контакта за счет увеличения полевой эмиссии электронов на величину $\Delta\varphi_{bm}$,

$$\varphi_{bm} = \varphi_b - \Delta\varphi_{bm}, \quad (5)$$

которая для обратных вольт-амперных характеристик (ВАХ) составляет $\Delta\varphi_{bm} \approx \varphi^*(D)$ и определяется размерами D контакта [5]. Для прямых ВАХ $\Delta\varphi_{bm}$ значительно меньше и обычно не превышает 0.1 В.

Было показано, что в реальных одиночных контактах металл–полупроводник с БШ электрическое поле ореола l (радиус экранирования Дебая) может распространяться по поверхности полупроводника вокруг контакта на достаточно большие расстояния $l \approx 35$ мкм [1,2]. Значительное увеличение радиуса экранирования происходит в результате уменьшения концентрации подвижных носителей заряда (электронов) из-за их захвата и локализации на поверхностных состояниях. Электрическое

[¶] E-mail: trkf@mail.ru

поле периферии E_i , как было показано в [1–5], экранирует контакт от остальных электронов полупроводника, в результате чего обеспечивается равновесие двух различных систем: металлического контакта и полупроводника. В [4] было показано, что зависящее от формы металлического контакта электрическое поле ореола способно оказывать значительное влияние на его однородность и статические приборные характеристики: показатель идеальности n , эффективную (измеренную) высоту потенциального барьера ϕ_{bm} , последовательное сопротивление R_S и величину токов утечки. В [5] было показано, что для контактов диаметром $D \approx 5$ мкм данное поле приводит практически к полному отсутствию прямых токов $I_f(U_f)$ при прямых смещениях $U_f < 0.3$ В. При этом токи насыщения I_{Sr} обратных ветвей ВАХ могут на пять–шесть порядков превышать токи насыщения прямых I_{Sf} ветвей ВАХ. Увеличение диаметра контактов более 700 мкм для концентрации легирующей мелкой донорной примеси в n -базе диода $N_D \approx 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ приводит к значительному уменьшению влияния встроенного поля периферии E_i , появлению проводимости контакта при $U_f < 0.3$ В и к совпадению прямых и обратных токов насыщения $I_{Sf} = I_{Sr}$ [5]. Таким образом, было экспериментально установлено наличие сильного электрического поля, распространяющегося вокруг периферии одиночных контактов Шоттки на достаточно большие расстояния, которое оказывает значительное влияние на их приборные и электрофизические характеристики. В [1,2] было показано, что расположенные на достаточно большом расстоянии (десятки микрометров) друг от друга контакты Шоттки способны оказывать друг на друга значительное электрическое влияние, приводящее к значительному изменению их поверхностных потенциалов, которое может оказать влияние и на их статические ВАХ.

В связи с этим в настоящей работе методами вольтамперометрии и атомно-силовой микроскопии (АСМ) исследуется взаимное влияние контактов Шоттки на их прямые и обратные статические ВАХ, а также проводятся расчеты методом матрицы переноса прямых и обратных ВАХ с учетом влияния электрического поля ореола (периферии) одиночных контактов МП с БШ.

2. Методика проведения экспериментов

В работе исследовались матрицы M_i золотых Au-контактов МП с БШ пяти видов $j = 1, 2, 3, 4$ и 5 , сформированных на поверхности эпитаксиального слоя n -GaAs:Sn(100) (рис. 1). Толщина слоя n -GaAs с концентрацией $N_D = 4.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, выращенного методом МОС-гидридной эпитаксии на высоколегированной подложке n^+ -GaAs(100) ($N_D = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$), составляла 0.3 мкм. Матрицы первого вида M_1 были сформированы круглыми контактами диаметром $D_{i=1} = 3$ мкм,

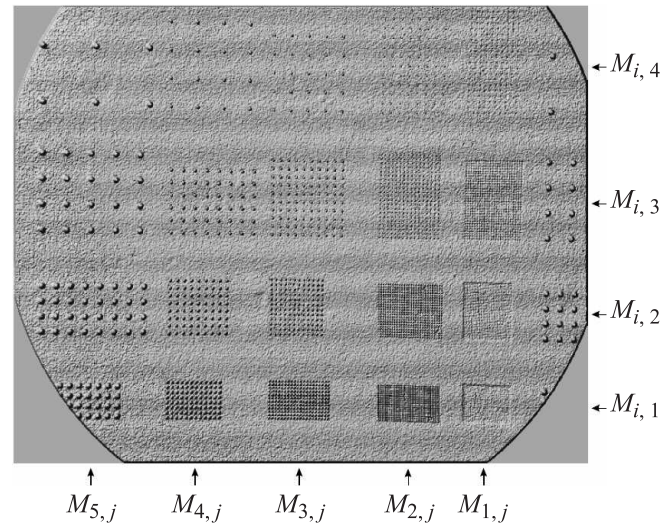


Рис. 1. Фотография поверхности чипа эпитаксиального n -GaAs с расположенными на ней матрицами $M_{i,j}$ золотых контактов металл–полупроводник (Au/ n -GaAs) с барьером Шоттки. Целое число „ i “ нумерует диаметр контактов: 1 — $D_{1,j} = 3$, 2 — $D_{2,j} = 5$, 3 — $D_{3,j} = 10$, 4 — $D_{4,j} = 15$ и 5 — $D_{5,j} = 30$ мкм. Целое число „ j “ нумерует расстояние между контактами: 1 — $H_{i,1} = 1 \cdot D_{i,1}$, 2 — $H_{i,2} = 2 \cdot D_{i,2}$, 3 — $H_{i,3} = 4 \cdot D_{i,3}$, 4 — $H_{i,4} = 10 \cdot D_{i,4}$.

матрицы второго вида M_2 — контактами диаметром $D_2 = 5$ мкм, третьего — контактами диаметром $D_3 = 10$ мкм, четвертого — диаметром $D_4 = 15$ мкм и пятого — диаметром $D_5 = 30$ мкм. Матрицы каждого вида подразделялись еще на четыре группы $j = 1, 2, 3$ и 4 , каждая из которых характеризовалась своим расстоянием между контактами $H_{i,j}$ в матрице $M_{i,j}$ или шагом трансляции $\Delta_{i,j}$ по координатам „0X“ и „0Y“. Шаг трансляции контактов в матрицах составлял $\Delta_{i,j} = H_{i,j} + D_{i,j}$, где $H_{i,j} = k \cdot D_{i,j}$ — расстояние между окнами в фотошаблоне, $k = 1, 2, 4$ и 10 — целые числа, $k \neq j$. Таким образом, исследованию подвергались $i \cdot j = 5 \cdot 4 = 20$ различных матриц $M_{i,j}$, состоящих из $M_{i,j}$ контактов. Таким образом, целая переменная i нумерует диаметр контакта, а целая переменная j — расстояние между контактами. Будем предполагать, что контакты, расположенные с краю и в середине матрицы, находятся в одинаковых условиях, хотя в общем случае контакты, расположенные с краю матрицы, подвержены большому влиянию со стороны ее периферии. В матрицах будем различать контакты 1-го порядка близости — соседние контакты, расположенные на минимальном расстоянии, $H_{i,j} = 1 \cdot D_{i,j}$, от рассматриваемого контакта, и контакты больших порядков дальности, расположенные на больших расстояниях. Под „единичным контактом“ матрицы (далее — единичный контакт) будем понимать один из множества контактов матрицы, подверженный электрическому влиянию со стороны других контактов. Под „одиночным контактом“

будем понимать контакт МП с БШ, расположенный на достаточно большом расстоянии от других таких же контактов и иных конструктивных элементов на поверхности и не подверженный электрическому влиянию с их стороны. Для проведения сравнительных оценок значения приборных характеристик единичных контактов МП с БШ будем сравнивать с приборными характеристиками одиночных контактов аналогичных диаметров.

Контакты с БШ изготавливались по стандартному технологическому маршруту электрохимическим осаждением золотой (Au) пленки толщиной 0.9 мкм в окна фоторезистивной маски, полученные методом контактной фотолитографии. Со стороны n^+ -подложки электрохимическим осаждением с использованием стандартных технологических операций был сформирован омический контакт на основе AuGe + Au.

Отметим, что внутренние макроскопические параметры, определяющие состояние Ψ системы, образованной границей раздела МП с БШ: уровни Ферми металлического (золотого) контакта μ_{Au} и эпитаксиального n -GaAs μ_{GaAs} , электронное сродство полупроводника χ_{GaAs} , высота барьера Шоттки ϕ_b , концентрация подвижных носителей заряда N_D^+ , плотность поверхностных состояний ρ_S , температура θ и др., — являются неаддитивными параметрами. Поэтому эти параметры могут быть использованы только лишь для описания границы раздела, образованной бесконечной, контактирующей со всей поверхностью полупроводника сплошной металлической пленкой. Наличие только неаддитивных параметров является необходимым условием существования системы металл–полупроводник с БШ и абсолютно недостаточно для описания электрофизических свойств конкретного контакта. Понятно, что не имеет практического смысла говорить о вольт-амперной характеристике контакта МП с БШ бесконечной площади. Система, образованная сплошной границей раздела МП, приобретает свойства контакта только при появлении именно аддитивных независимых параметров, которые в конечном итоге и определяют состояние Ψ_K конкретного контакта. К таким аддитивным параметрам прежде всего относятся: площадь контакта $S_{i,j} = S(D_{i,j})$, электрический заряд $Q_{i,j} = Q(D_{i,j})$, его последовательное сопротивление R_S и др. Наличие аддитивных параметров является, таким образом, достаточным условием существования контакта МП с БШ. Независимые аддитивные и неаддитивные макроскопические параметры являются функциями состояния системы, образованной контактом МП с БШ, определяющими в конечном итоге электрические свойства конкретного контакта и его приборные характеристики.

В данной работе для описания электрофизических свойств контакта МП воспользуемся моделью потенциального барьера, образующегося на однородной и бесконечной границе раздела металл–полупроводник, предложенной Моттом [6,7]. Согласно этой модели, высота барьера ϕ_b находится из условия равенства

уровней Ферми (химических потенциалов) металлической пленки и полупроводника. Потенциал $\varphi(x)$ в приповерхностной области полупроводника находится из решения уравнения Пуассона с граничным условием $\varphi(x)|_{x=0} = \phi_b$ ($x = 0$ — координата границы МП) с учетом сил зеркального изображения — барьера Шоттки [8].

В [5] было показано, что величина понижения эффективной высоты барьера Шоттки $\Delta\varphi_{bm,f(r)}^i = \Delta\varphi_{bm,f(r)}^i(D_i)$ одиночного контакта площадью $S_i = S(D_i)$ для обратной „r“ и прямой „f“ ветвей ВАХ во многом определяется его площадью (аддитивным параметром) и в связи с этим может быть рассмотрена как аддитивная величина. Поэтому эффективную высоту барьера одиночного контакта

$$\varphi_{bm,f(r)}^i = \phi_b - \Delta\varphi_{bm,f(r)}^i \quad (6)$$

в определенном смысле также можно рассматривать как аддитивную величину. В [1–4] показано, что для обратных ВАХ $\Delta\varphi_{bm,r}^i = \varphi_i^*$, для прямых ВАХ $\Delta\varphi_{bm,f}^i$ значительно меньше. Далее будет показано, что для диодных матриц член $\Delta\varphi_{bm,f(r)}^{i,j}$ будет определяться не только зависящей от диаметра D_i периферией единичного контакта, но и электрофизическими свойствами всей матрицы $\mathbf{M}_{i,j}$: полной площадью контактов

$$S_{i,j}^M = \sum_{m=1}^{M_{i,j}} S^m(D_{i,j}) \quad (7)$$

и взаимным расстоянием $H_{i,j}$ между ними, где $S^m(D_{i,j})$ — площадь единичного контакта диаметром $D_{i,j}$, а $M_{i,j}$ — количество контактов в матрице.

Измерение прямых $I_f(U_f)$ и обратных $I_r(U_r)$ вольт-амперных характеристик единичных контактов МП с БШ происходило на автоматизированном измерителе токовых характеристик полупроводниковых приборов с использованием механических микроманипуляторов. Погрешность измерения токов на уровне 10^{-10} А при внешнем смещении на контакте ± 1 В не превышала 1%.

Для определения измеренной (эффективной) высоты потенциального барьера $\varphi_{bm,f(r)}^{i,j}$ (f — для прямой ветви, r — для обратной) единичного контакта матрицы $\mathbf{M}_{i,j}$ использовалось выражение [9]

$$\varphi_{bm,f(r)}^{i,j} = \frac{\theta}{q} \ln\left(\frac{R^* \theta^2}{J_{S,f(r)}^{i,j}}\right), \quad R^* = \frac{4\pi q m^* k^2}{\hbar^3}, \quad (8)$$

где R^* — эффективная постоянная Ричардсона, $J_{S,f(r)}^{i,j} = \frac{I_{S,f(r)}^{i,j}}{S(D_{i,j})}$ — плотность тока насыщения, $[J_S] = A \cdot \text{см}^{-2}$ единичного контакта матрицы $\mathbf{M}_{i,j}$, $S(D_{i,j})$ — его площадь, $I_{S,f(r)}^{i,j}$ — ток насыщения, $\theta = kT$, T — температура, k — постоянная Больцмана, \hbar — постоянная Планка, q — заряд электрона. Тогда реальная высота барьера $\phi_b^{i,j}$ единичного контакта матрицы $\mathbf{M}_{i,j}$ будет определяться, согласно [9], как

$$\phi_b^{i,j} \approx n_{i,j} \varphi_{bm,f}^{i,j}. \quad (9)$$

Значение показателя идеальности $n_{i,j}$ определялось в интервале токов 10^{-3} – 10^{-7} А по наклону прямого участка записанной в полулогарифмическом масштабе ВАХ из выражения

$$n_{i,j} = \frac{q}{kT} \frac{\partial U}{\partial (\ln(I_f^{i,j}))}. \quad (10)$$

Значение последовательного сопротивления единичного контакта при токах 10^{-4} – 10^{-1} А определялось как

$$R_S^{i,j} = R_{Sd}^{i,j} - R_b^{i,j}, \quad (11)$$

где $R_{Sd}^{i,j} = \frac{\Delta U_f}{\Delta I_f^{i,j}}$ — последовательное сопротивление контакта при токах 10^{-4} – 10^{-1} А, а $R_f^{i,j} = \frac{n \cdot k \theta}{q I_f^{i,j}}$ — последовательное сопротивление барьера при токе 10^{-1} А.

Для расчета прямых и обратных ВАХ контактов МП с БШ использовалось аналитическое выражение для плотности тока [10]:

$$J(U_{f(r)}) = \frac{4\pi q m^* k \theta}{\hbar^3} \times \int_0^\infty T(\mathcal{E}, \varphi(x)) \ln \left[\frac{1 + \exp((\mu_m - \mathcal{E})/k\theta)}{1 + \exp((\mu_m - \mathcal{E} - qU_{f(r)})/k\theta)} \right] d\mathcal{E}, \quad (12)$$

где q — заряд электрона, m^* — эффективная масса электрона, k — постоянная Больцмана, θ — температура, μ_m — уровень Ферми (химический потенциал) металлического контакта, $T(\mathcal{E}, \varphi(x))$ — коэффициент прохождения, зависящий от энергии электрона \mathcal{E} и формы потенциального барьера Шоттки $\varphi(x)$, x — пространственная координата, U — величина падения напряжения на полупроводнике при прямом $U_f > 0$ или обратном $U_r < 0$ смещениях. Металлический контакт заземлялся. Тогда полный ток через контакт

$$I_{i,j}(U) = S_{i,j} J(U) \quad (13)$$

будет определяться его аддитивной величиной — площадью конкретного контакта S_i .

Для нахождения коэффициента прохождения $T(\mathcal{E}, \varphi(x))$ использовался точный расчет, проводимый в приближении эффективной массы в рамках метода матрицы переноса [11,12]. Согласно эффекту баллистического переноса электронов в контактах МП с БШ [12], базу диода толщиной 0.3 мкм можно рассматривать как тонкую, поскольку ее толщина меньше длины свободного пробега (< 0.8 мкм) инжектированных в нее из металлического контакта или n^+ -слоя горячих электронов. В [12] было показано, что взаимодействие горячих электронов с потенциальным барьером, образованным контактом МП с БШ приводит к осциллирующему поведению $T(\mathcal{E})$, которое позже

было обнаружено и в [13]. Учет влияния полной формы барьера Шоттки, приводящего к немонотонному поведению $T(\mathcal{E})$, позволяет существенно точнее описать процесс рассеяния баллистических электронов при прохождении через контакт МП с БШ. Диодные свойства при баллистическом прохождении электронов через контакт МП возникают в результате нелинейного характера их рассеяния на потенциальном барьере Шоттки в зависимости от приложенного смещения. Предложенный в [12] подход для расчета вольт-амперных и временных характеристик (времени прохождения и отражения) диодов Шоттки в настоящее время является единственным, позволяющим универсальным образом точно учитывать влияние формы барьера Шоттки на движение горячих электронов для сложных профилей легирования тонкой базы. Данный подход был успешно использован для расчета ВАХ низковольтных диодов Мотта с высоколегированным тонким приповерхностным δ -слоем [14]. Отметим, что предложенный в [12] подход для расчета параметров прохождения (коэффициенты отражения и прохождения, времена отражения и прохождения) электронов через потенциальный барьер, образованный границей раздела МП, может быть реализован и с использованием метода матрицы рассеяния.

Измерение рельефа $h(x, y)$ и распределения контактной разности потенциалов (КРП) $\Delta\varphi(x, y)$ („Kelvin probe“ — метод зонда Кельвина) поверхности эпитаксиального n -GaAs осуществлялось методами атомно-силовой микроскопии (АСМ) в полуконтактном режиме с использованием двухпроходной методики на микроскопе „Solver-HV“ [15]. Для проведения АСМ-измерений использовались Si-кантилеверы марки NSG10/W₂C. При измерениях на воздухе работа выхода иглы кантилевера в зависимости от состояния окружающей среды из-за появления адсорбата на ее поверхности квазистатически изменяется. Это означает, что в процессе проведения АСМ-измерения работу выхода иглы кантилевера (поверхностный потенциал) можно считать постоянным $q\varphi_p = \text{const}$. Поэтому перед проведением измерений производилась калибровка значения ее поверхностного потенциала путем измерения КРП тестовой поверхности толстой сплошной пленки золота с известным значением работы выхода (поверхностного потенциала). Отметим, что относительные изменения значений КРП (например, $\Delta\varphi_m$ и φ_m^* [1,2,3]) в используемой методике не зависят от значения поверхностного потенциала иглы кантилевера. Согласно [16], в режиме метода Кельвина измеряется контактная разность потенциалов $\Delta\varphi(x, y)$ между потенциалом острия иглы кантилевера φ_p (p -probe) и потенциалом полупроводниковой поверхности арсенида галлия φ_{GaAs} , или потенциалом поверхности металлической пленки φ_{Au} в заданной точке (x, y) :

$$\Delta\varphi_{\text{GaAs(Au)}}(x, y) = \varphi_p - \varphi_{\text{GaAs(Au)}}(x, y). \quad (14)$$

В данном эксперименте среднее значение КРП поверхности сплошной пленки золота равнялось

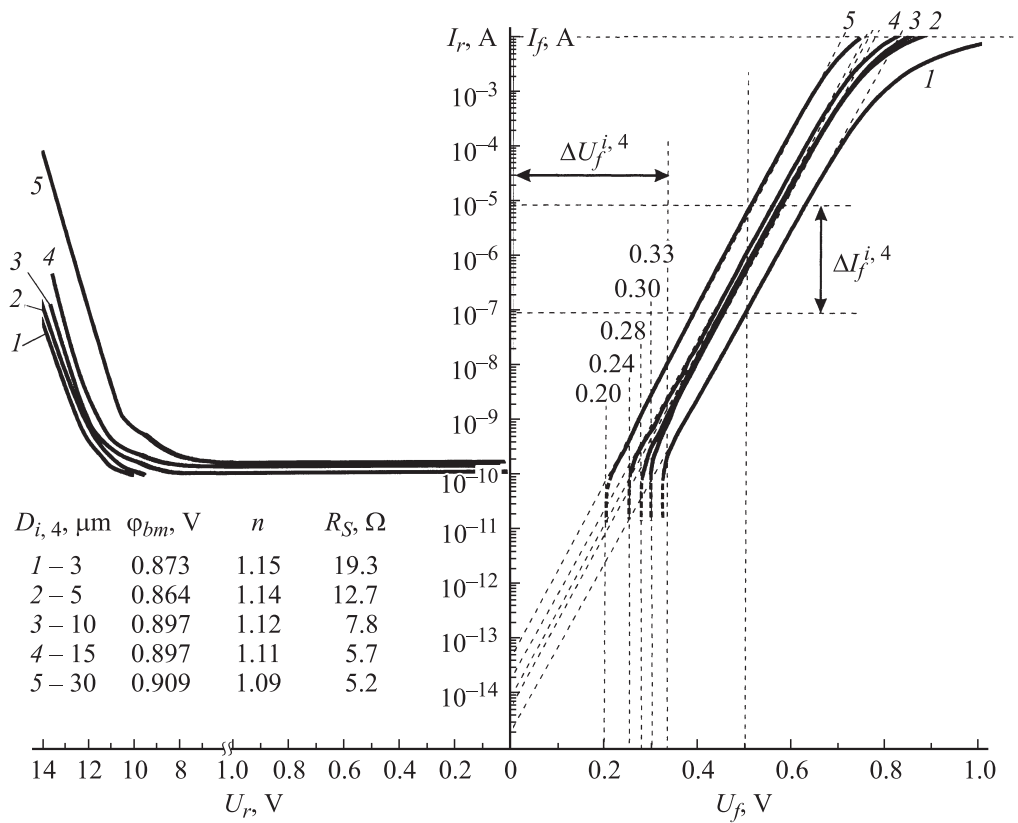


Рис. 2. Прямые $I_f^{i,4}(U_f)$ и обратные $I_r^{i,4}(U_r)$ ВАХ единичных Au/n-GaAs контактов диаметрами, мкм: 1 — $D_{1,4} = 3$, 2 — $D_{2,4} = 5$, 3 — $D_{3,4} = 10$, 4 — $D_{4,4} = 15$ и 5 — $D_{5,4} = 30$, — принадлежащие диодным матрицам $\mathbf{M}_{1,4}$, $\mathbf{M}_{2,4}$, $\mathbf{M}_{3,4}$, $\mathbf{M}_{4,4}$ и $\mathbf{M}_{5,4}$ соответственно с десятикратным расстоянием $H_{i,4} = 10 \cdot D_i$ между контактами.

$\Delta\phi_{\text{Au}}(\text{film}) \approx +0.03 \text{ В}$, а потенциал острья иглы кантилевера, согласно (14), равнялся $\phi_p = 5.15 + 0.03 = 5.18 \text{ В}$, где $\phi_{\text{Au}}(\text{film}) \approx 5.15 \text{ В}$ — среднее значение поверхностного потенциала золотой пленки [1]. Далее в работе будем рассматривать только усредненные по локальным мезоскопическим участкам исследуемых площадей значения поверхностных потенциалов. Число шагов по кадровой и строчной разверткам при сканировании составляло 256.

3. Результаты

На рис. 2 представлены записанные в полулогарифмическом масштабе прямые $I_f^{i,4}(U_f^{i,4})$ и обратные $I_r^{i,4}(U_r^{i,4})$ ВАХ единичных Au-контактов диодных матриц $\mathbf{M}_{i,4}$ диаметрами $D_{1,4} = 3$, $D_{2,4} = 5$, $D_{3,4} = 10$, $D_{4,4} = 15$ и $D_{5,4} = 30$ мкм с десятикратным расстоянием между контактами $H_{i,4} = 10D_{i,4}$. Шаг трансляции по осям „OX“ и „OY“ $\Delta_{i,4} = (10D_{i,4}) + D_{i,4}$ равнялся 33, 55, 110, 165 и 330 мкм соответственно. Из приборных характеристик (см. вставку на рис. 2) видно, что поведение прямых ветвей ВАХ в интервале токов $10^{-9} - 10^{-2} \text{ А}$ в целом укладывается в рамки известных представлений: с уменьшением диаметра $D_{i,4}$ контактов наблюдается незначительное увеличение показателя идеальности $n_{i,4}$,

уменьшение измеряемой эффективной высоты потенциального барьера $\phi_{bm,r}^{i,4}$, уменьшение прямых токов насыщения $I_{Sf}^{i,4}$ и увеличение последовательного сопротивления $R_S^{i,4}$. Интервал изменения по току ΔI_f прямых ВАХ при уменьшении диаметра контактов от $D_{5,4} = 30$ мкм до $D_{1,4} = 3$ мкм для прямого смещения $U_f = 0.5 \text{ В}$ составлял 2 порядка, от 10^{-5} до 10^{-7} А .

Обратные напряжения $U_r^{i,4}$, измеренные при обратном токе $I_r = 10 \text{ мкА}$, увеличиваются с уменьшением диаметра контактов от ~ 13 до $\sim 14.5 \text{ В}$, что также укладывается в рамки известных представлений.

Отклонения от известных представлений наблюдаются в поведении токов насыщения обратных ветвей ВАХ $I_{Sr}^{i,4}$, а также в поведении прямых ВАХ в области малых токов $I_f^{i,4} < 10^{-10} \text{ А}$ при прямых смещениях $U_f < \Delta U_f^{i,4}$. Так, токи насыщения $I_{Sr}^{i,4}$ обратных ВАХ при уменьшении диаметров контактов от 30 до 3 мкм уменьшается от $2 \cdot 10^{-10}$ до 10^{-10} А и меньше. Ограничения режимов измерения установки по току не позволяли провести точную оценку относительных изменений прямых и обратных токов насыщения при $I_{f(r)}^{i,j} \ll 10^{-10} \text{ А}$. При этом токи насыщения $I_{Sr}^{i,4}$ обратных ВАХ для $D_{1,4} = 3$ мкм почти на 5 порядков превышают токи насыщения $I_{Sf}^{i,4}$ прямых ветвей ВАХ (рис. 2). Увеличение диаметра контактов с 3 до 30 мкм

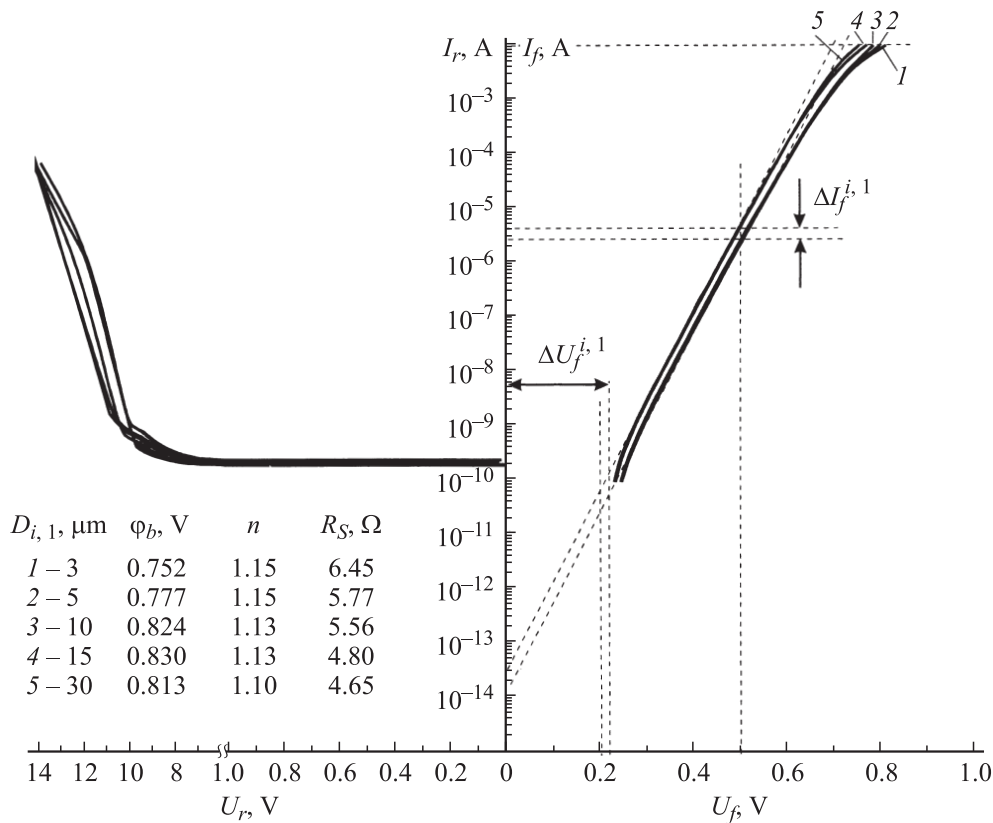


Рис. 3. Прямые $I_f^{i,1}(U_f)$ и обратные $I_r^{i,1}(U_r)$ ВАХ единичных Au/n-GaAs контактов диаметрами, мкм: 1 — $D_{1,4} = 3$, 2 — $D_{2,4} = 5$, 3 — $D_{3,4} = 10$, 4 — $D_{4,4} = 15$ и 5 — $D_{5,4} = 30$, — принадлежащие диодным матрицам $\mathbf{M}_{1,1}$, $\mathbf{M}_{2,1}$, $\mathbf{M}_{3,1}$, $\mathbf{M}_{4,1}$ и $\mathbf{M}_{5,1}$ соответственно с однократным расстоянием $H_{i,4} = 1 \cdot D_i$ между контактами.

приводит к уменьшению разности значений прямого $I_{Sf}^{i,4}$ и обратного $I_{Sr}^{i,4}$ токов насыщения с 5 до 3 порядков. Аномальное поведение прямых ветвей ВАХ проявляется практически в полном отсутствии прямых токов („мертвая“ область) при прямых смещениях $U_f < \Delta U_f(D_{i,4})$. Участки прямых ветвей ВАХ в области малых токов ($I_f(U_f < 0.3 \text{ В}) \ll 10^{-10} \text{ А}$) обнаруживают резкий ($\ll 10^{-10} \text{ А}$) характерный изгиб вниз, что указывает на полное отсутствие прямых токов при $U_f < \Delta U_f \approx 0.3 \text{ В}$. Значение прямого смещения $U_f = \Delta U_f(D_{i,4})$, с которого начинается протекание прямого тока, согласно рис. 2, уменьшается при увеличении диаметра контакта следующим образом: $\Delta U_f^{1,4} = 0.33 \text{ В}$ для $D_{1,4} = 3 \text{ мкм}$; $\Delta U_f^{2,4} = 0.30 \text{ В}$ для $D_{2,4} = 5 \text{ мкм}$; $\Delta U_f^{3,4} = 0.28 \text{ В}$ для $D_{3,4} = 10 \text{ мкм}$; $\Delta U_f^{4,4} = 0.24 \text{ В}$ для $D_{4,4} = 15 \text{ мкм}$ и $\Delta U_f^{5,4} = 0.20 \text{ В}$ для $D_{5,4} = 30 \text{ мкм}$.

На рис. 3 представлены записанные в полулогарифмическом масштабе прямые и обратные ВАХ единичных Au-контактов диодных матриц тех же диаметров $D_{i,1}$, но с уменьшенным в 10 раз расстоянием $H_{i,1} = D_{i,1}$ между контактами — уплотненные матрицы. В этом случае расстояния между контактами по осям „0X“ и „0Y“ равнялись диаметрам контактов. Шаг трансляции $\Delta_{i,1} = (1 \cdot D_{i,1}) + D_{i,1}$ по осям „0X“ и „0Y“ соста-

вил 6, 10, 20, 30 и 60 мкм соответственно. Поведение прямых ветвей ВАХ единичных диодов уплотненных матриц (рис. 3) при $I_f^{i,1}(U_f^{i,1} > 0.3 \text{ В}) = 10^{-9} - 10^{-2} \text{ А}$ и в „мертвой“ области при $I_f^{i,1}(U_f^{i,1} < 0.3 \text{ В}) < 10^{-10} \text{ А}$ качественно соответствует предыдущему случаю. Из рис. 3 хорошо видно, что уплотнение диодных матриц всех видов приводит к заметным количественным изменениям в их ВАХ. В данном случае ВАХ единичных контактов диаметрами $D_{1,1} = 3$ и $D_{2,1} = 5 \text{ мкм}$ приближаются к ВАХ единичного контакта диаметром $D_{3,1} = 10 \text{ мкм}$ „снизу“, а значения границ их „мертвых“ областей $\Delta U_f^{1,1}$ и $\Delta U_f^{1,2}$ прямых ВАХ уменьшаются. ВАХ единичных контактов диаметрами $D_{4,1} = 15$ и $D_{5,1} = 30 \text{ мкм}$ приближаются к ВАХ единичного контакта диаметром $D_{3,1}$ — „сверху“, а их значения $\Delta U_f^{1,1}$ и $\Delta U_f^{1,2}$ наоборот увеличиваются (рис. 3). Разброс по токам $\Delta I_f^{1,j}(U_f = 0.5 \text{ В}) = 5 \cdot 10^{-6} - 10^{-5} \text{ А}$, а также и по значениям $\Delta U_f^{1,j} = 0.232 - 0.249 \text{ В}$ при уменьшении $D_{i,1}$ от 30 до 3 мкм стал существенно меньше. Прямые ВАХ контактов разного диаметра приближаются к прямой ВАХ контакта диаметром 10 мкм, что и приводит к значительному сокращению интервала $\Delta I_f^{1,j}$ с 2 порядков (рис. 2) до 2 раз (рис. 3). При этом для контактов диаметрами меньше 10 мкм наблюдается увеличение

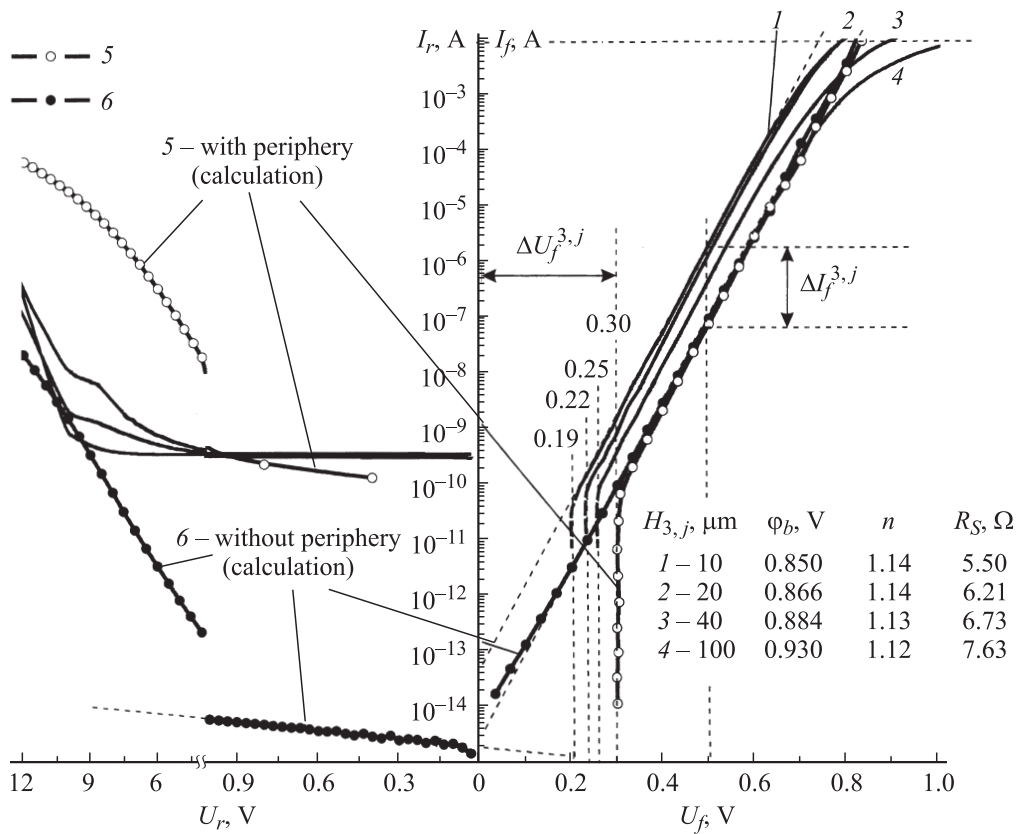


Рис. 4. Прямые $I_f^{3,j}(U_f)$ и обратные $I_r^{3,j}(U_r)$ ВАХ единичных Au/n-GaAs контактов одинаковых диаметров $D_{3,j} = 10 \mu\text{м}$, принадлежащие диодным матрицам $M_{3,1}, M_{3,2}, M_{3,3}, M_{3,4}$ и $M_{3,5}$ с расстоянием $H_{3,j}$ между контактами, мкм: 1 — $H_{3,1} = 10$, 2 — $H_{3,2} = 20$, 3 — $H_{3,3} = 40$ и 4 — $H_{3,4} = 100$. Рассчитанные прямые и обратные ВАХ одиночного контакта диаметром $D_3 = 10 \mu\text{м}$, 5 — с учетом и 6 — без учета влияния периферии.

прямых токов насыщения (уменьшение эффективной высоты барьера ϕ_{bm}) и уменьшение $\Delta U_f^{1,j}$. Для контактов диаметрами больше 10 мкм, наоборот, происходит уменьшение прямых токов насыщения (увеличение ϕ_{bm}) и увеличение $\Delta U_f^{1,j}$. Из рис. 3 (см. вставку) видно, что уменьшение расстояния $H_{i,j}$ приводит к увеличению показателя идеальности n и уменьшению последовательного сопротивления R_S единичных контактов. Обратные напряжения $U_r^{1,j}$ ($I_r = 10 \mu\text{А}$) практически сохранили свои значения.

Количественные отличия при качественном соответствии также наблюдаются и для обратных ветвей ВАХ единичных диодов уплотненных матриц. Так, уменьшение $H_{i,j}$ приводит к незначительному уменьшению обратных токов для контактов диаметрами 15 и 30 мкм и приближению к обратной ВАХ „сверху“. Для контактов диаметрами 3 и 5 мкм уменьшение $H_{i,j}$ приводит к слабо заметному росту обратных токов и приближению к обратной ВАХ контакта диаметром 10 км „снизу“. Различие по токам для обратных ВАХ, в отличие от прямых, значительно меньше. В результате получается, что как обратные, так и прямые ВАХ единичных контактов диаметрами 30–3 мкм практически совпадают. Таким образом, наблюдаемые количественные отличия

могут указывать на существование сильного взаимного влияния между контактами матрицы. В данном случае можно предположить, что одним из факторов, определяющих это влияние, является расстояние $H_{i,j}$ между контактами.

Дополнительную информацию о взаимном влиянии контактов можно получить из сравнения прямых и обратных ВАХ единичных контактов одного диаметра $D_{3,j} = 10 \mu\text{м}$ матриц третьего вида $M_{3,j}$ (рис. 4) из разных групп с расстоянием между контактами $H_{3,j} = 10, 20, 30, 50$ и $100 \mu\text{м}$. Напомним, что все матрицы были сформированы на одном чипе. Различие по токам насыщения прямых и обратных ветвей ВАХ, как было показано выше, в общей сложности превышает 5 порядков. При этом обратные ветви ВАХ контактов из разных групп, а следовательно, и обратные токи насыщения $I_{Sf}^{3,j}$ практически совпадают друг с другом. Прямые ветви ВАХ контактов из разных групп, наоборот, имеют сильные различия как по последовательным сопротивлениям $R_S^{3,j}$, так и по прямым токам насыщения $I_{Sf}^{3,j}$ (см. вставку на рис. 4). Уменьшение $H_{3,j}$ приводит к уменьшению значений последовательных сопротивлений $R_S^{3,j}$ от 7.63 до 4.38 Ом, увеличению прямых токов насыщения $I_{Sf}^{3,j}$ от $5.5 \cdot 10^{-14}$ до $2.5 \cdot 10^{-15}$ А

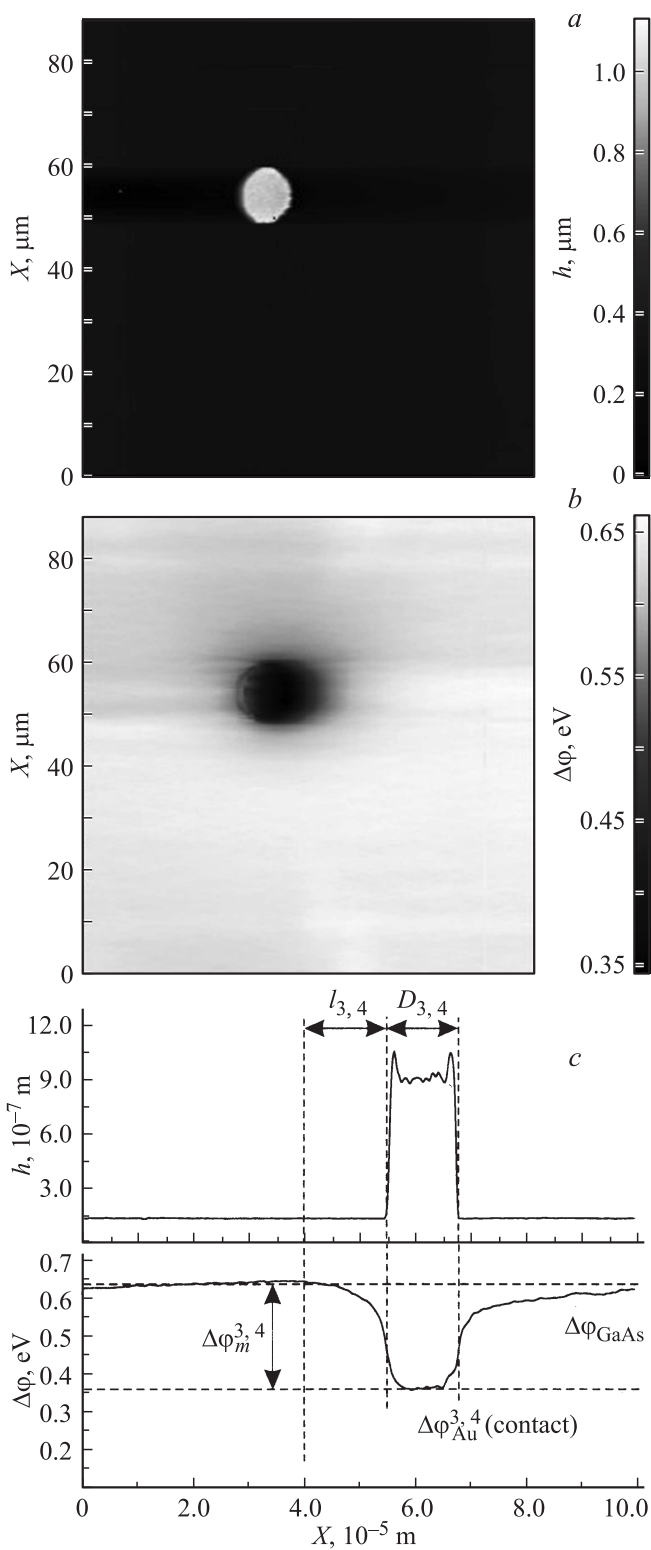


Рис. 5. АСМ-изображение 100×100 мкм участка поверхности эпитаксиального n -GaAs, содержащей единственный Au-контакт диаметром $D_{3,4} = 10$ мкм матрицы $M_{3,4}$ с десятикратным расстоянием $H_{4,3} = 10 \times D_{3,4}$ между контактами: a — рельефа $h(x, y)$, b — его КРП $\Delta\varphi(x, y)$ и c профилей поперечных сечений $h(x)$ и $\Delta\varphi(x)$.

и соответственно к уменьшению эффективной высоты потенциального барьера $\varphi_{bm,f}^{3,j}$ (см. вставку на рис. 4). Разброс значений прямых токов $I_f^{3,j}$ ($U_f = 0.5$ В) составляет $10^{-7} - 2.5 \cdot 10^{-6}$ А. Уменьшение расстояния между контактами от 30 до 3 мкм приводит к уменьшению значений $\Delta U_f^{3,j}$ в следующем ряду 0.306, 0.278, 0.256, 0.202 В. При этом наблюдается незначительное увеличение значений показателя идеальности $n_{3,j}$ и заметное уменьшение последовательного сопротивления $R_S^{3,j}$.

Кроме экспериментальных, на рис. 4 (жирный пунктир) представлены прямые и обратные ВАХ круглого одиночного контакта Шоттки диаметром $D = 10$ мкм, рассчитанные с использованием метода МП (см. методику эксперимента) без учета влияния встроенного электрического поля периферии. Хорошо видно, что значения прямых I_{Sf}^3 и обратных I_{Sr}^3 токов насыщения рассчитанных ВАХ практически совпадают, а записанная в полулогарифмическом масштабе прямая ВАХ линейна, начиная от нуля и до ≈ 0.8 В прямых смещений. При этом рассчитанная прямая ВАХ в интервале токов $10^{-9} - 10^{-5}$ А практически совпадает с экспериментальной прямой ВАХ диода из матрицы $M_{3,4}$ с максимальным расстоянием между контактами $H_{3,4} = 100$ мкм. Среднее значение коэффициента идеальности n в интервале прямых смещений 0.4–0.7 В составляет $n \approx 1.075$, что близко к значению $n = 1.080$ экспериментальных ВАХ. Расчет ВАХ с учетом влияния электрического поля периферии, или дополнительного потенциала φ^* , приводит к совпадению с экспериментальными прямыми и обратными ВАХ — к отсутствию прямых токов при $U_f < \Delta U_f$ и значительному различию прямого I_{Sf} и обратного I_{Sr} токов насыщения.

Согласно проведенным исследованиям, было получено, что, как и вокруг одиночных контактов МП с БШ, вокруг матриц $M_{i,j}$ также существует протяженная периферийная область $l_{i,j}^M$ изменения потенциала, которую можно характеризовать неким средним значением электрического поля $E_{l,M}^{i,j}$.

На рис. 5 представлены АСМ-изображения 100×100 мкм участка поверхности эпитаксиального n -GaAs, содержащего единственный Au-контакт с барьером Шоттки диаметром $D_{3,4} = 10$ мкм, расположенный с краю матрицы $M_{3,4}$. Количество контактов в матрице составляет $M_{3,4} = 25$. Из сравнения рис. 5, a и b хорошо видна периферийная область (ореол), распространяющаяся вокруг контакта на расстояние $l_{3,4} \approx 15$ мкм. Так как контакты расположены на достаточно большом (100 мкм) расстоянии друг от друга и их ореолы практически не перекрываются, периферийную область — ореол вокруг крайних контактов для таких матриц можно принять в качестве периферийной области матрицы $l_{3,4}^M = l_{3,4}$. Из профилей поперечных сечений (рис. 5, c) видно, что в промежутках между контактами за пределами ореола при $x > l_{3,4}$ значение КРП полупроводниковой поверхности выходит на насыщение и совпадает со средним значением КРП свободной

Таблица 1. Электрофизические параметры одиночных Au/n-n⁺-GaAs контактов Шоттки диаметрами $D = 3, 5, 10, 15$ и 30 мкм

D_i , мкм	КРП $\Delta\varphi_{Au}(contact)$, мВ	$\Delta\varphi_m$, мВ	Ореол l_i , мкм	$\varphi_{Au}(contact)$, В	φ^* , мВ
3	400	220	8	4.78	370
5	390	230	12	4.79	360
10	380	240	15	4.80	350
15	260	320	24	4.92	230
30	245	375	32	4.94	210

Примечание. Среднее значение КРП свободной поверхности n-GaAs $\Delta\varphi_{GaAs} = +0.62$ В. Средние значения КРП сплошной золотой пленки $\Delta\varphi_{Au}(film) = +0.03$ В и ее поверхностного потенциала $\varphi_{Au}(film) = 5.15$ В.

полупроводниковой поверхности $\Delta\varphi_{GaAs} \approx +0.62$ В. КРП контакта составляет $\Delta\varphi_{Au}^{3,4}(contact) \approx +0.38$ В (поверхностный потенциал $\varphi_{Au}^{3,4}(contact) \approx 4.80$ В) и значительно превышает КРП сплошной пленки золота $\Delta\varphi_{Au}(film) \approx +0.03$ В (поверхностный потенциал $\varphi_{Au}(film) \approx 5.15$ В). Значение встроенного потенциала, согласно (3), равно $\varphi_{3,4}^* = \varphi_{Au}(film) - \varphi_{Au}^{3,4}(contact) = 0.35$ В. Ввиду отсутствия взаимодействия между единичными контактами матрицы $M_{3,4}$ их КРП (потенциал) практически совпадает с КРП (потенциалом) одиночного контакта такого же диаметра $D_3 = 10$ мкм (табл. 1), а КРП полупроводниковой поверхности между контактами $\Delta\varphi_{GaAs}^{i,j}$ совпадает с КРП свободной полупроводниковой поверхности $\Delta\varphi_{GaAs}$. Зная разность потенциалов и протяженность ореола, можно оценить среднее значение электрического поля ореола матрицы $E_{l,M}^{3,4} = (\Delta\varphi_{GaAs} - \Delta\varphi_{Au}^{3,4}(contact)) / l_{3,4}^M = 1.6 \cdot 10^2$ В/см (2).

В табл. 1 приведены значения электростатических характеристик одиночных контактов диаметрами 3, 5, 10, 15 и 30 мкм. В связи с большей (в несколько раз) толщиной металлических контактов (0.9–1.0 мкм) размеры ореолов l_i и значения их электростатических характеристик превышают аналогичные значения для контактов с толщиной металлизации 0.2 мкм [1–3]. Это согласуется с результатами работы [1], в которой была показана зависимость электростатических параметров контактов МП с БШ от толщины металлизации.

На рис. 6 представлены АСМ-изображения контактов МП с БШ аналогичного диаметра $D_{3,3} = 10$ мкм матрицы $M_{3,3}$, характеризующейся меньшим расстоянием $H_{3,3} = 40$ мкм между контактами. Хорошо видно, что уменьшение расстояния между контактами и увеличение их числа до $M_{3,3} = 100$ приводит к заметному понижению КРП (увеличению потенциалов) поверхностей контактов ($\Delta\varphi_{Au}^{3,3}(contact) \approx +0.240$ В, $\varphi_{Au}^{3,3}(contact) = 5.15 - 0.27 = +4.88$ В) и КРП эпитаксиального n-GaAs $\Delta\varphi_{GaAs}^{3,3} \approx +0.53$ В в интервалах между контактами. При этом наблюдается увеличение размеров ореола матрицы до $l_{3,3}^M \approx 20$ мкм. Значение встроен-

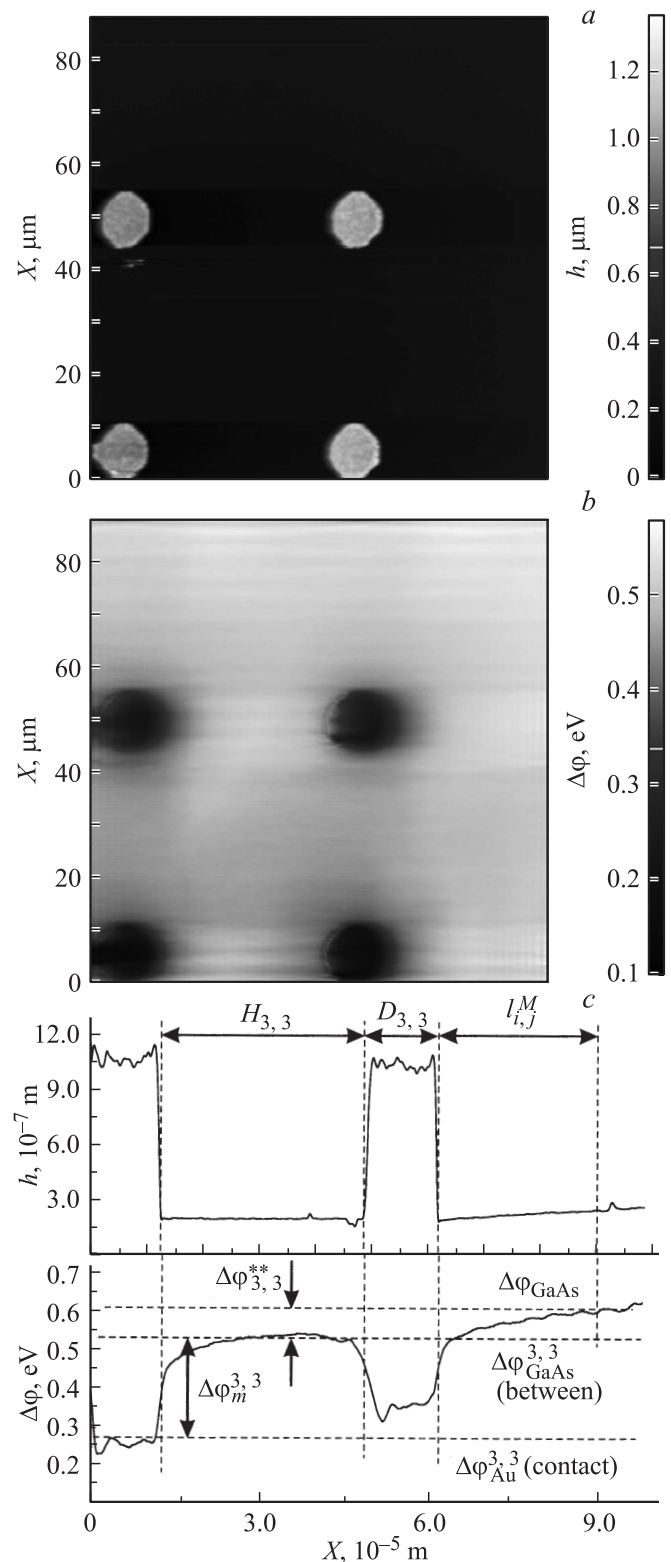


Рис. 6. АСМ-изображение 100×100 мкм участка поверхности эпитаксиального n-GaAs, содержащей единичные Au-контакты диаметром $D_{3,3} = 10$ мкм матрицы $M_{3,3}$ с четырехкратным расстоянием $H_{3,4} = 4 \times D_{3,4}$ между контактами: *a* — рельефа $h(x, y)$, *b* — КРП $\Delta\varphi(x, y)$ и *c* — профилей поперечных сечений $h(x)$ и $\Delta\varphi(x)$.

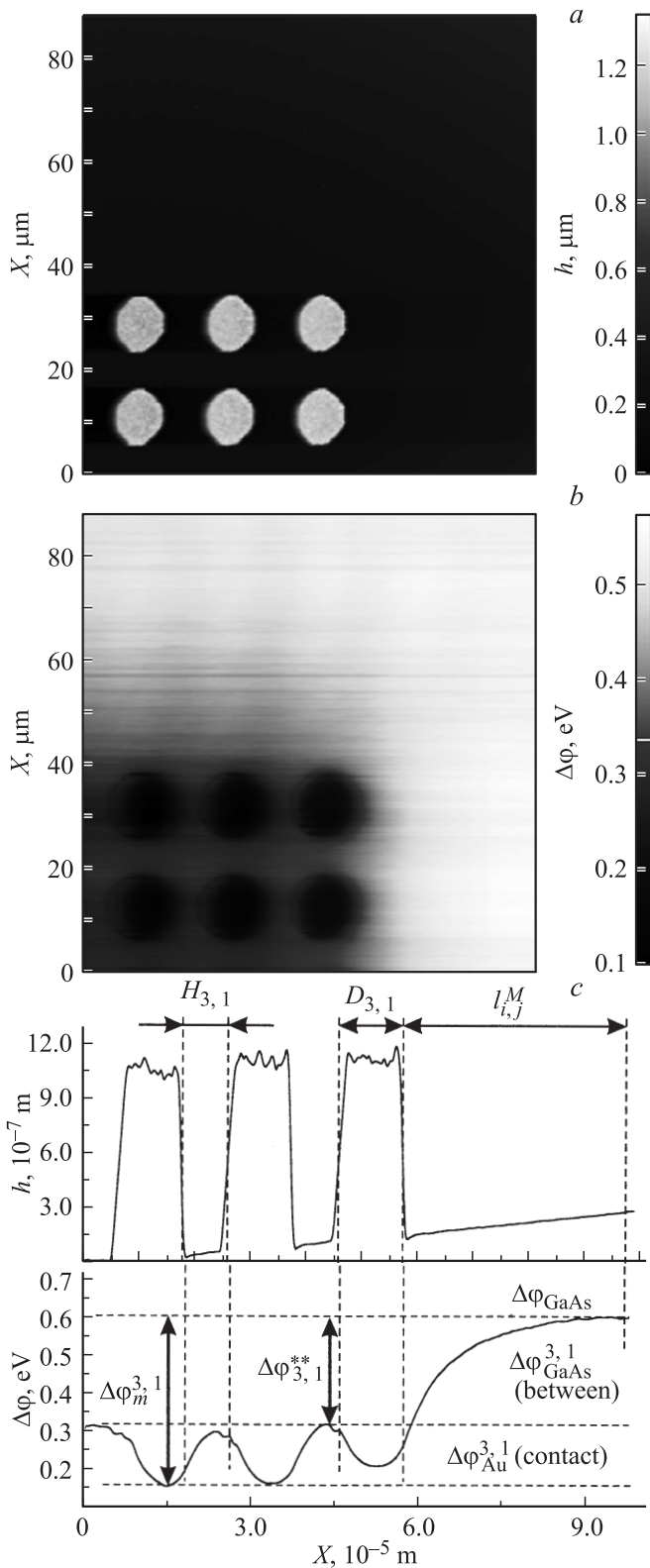


Рис. 7. АСМ-изображение 100×100 мкм участка поверхности эпитаксиального n -GaAs, содержащей единичные Au-контакты диаметром $D_{3,1} = 10$ мкм матрицы $\mathbf{M}_{3,1}$ с однократным расстоянием $H_{3,1} = 1 \times D_{3,4}$ между контактами: рельефа $h(x, y)$, КРП $\Delta\varphi(x, y)$ и профилей поперечных сечений $h(x)$ и $\Delta\varphi(x)$.

ного потенциала в этом случае, согласно (3), равнялось $\varphi_{3,3}^* = \varphi_{\text{Au}}(\text{film}) - \varphi_{\text{Au}}^{3,3}(\text{contact}) = +0.240$ В. Проведенные оценки среднего значения электрического поля ореола матрицы $E_{i,M}^{3,3} = (\Delta\varphi_{\text{GaAs}} - \Delta\varphi_{\text{Au}}^{3,3}(\text{contact}))/l_{3,3}^M = 1.65 \cdot 10^2$ В/см (2). Значение встроенного потенциала для единичного контакта матрицы $\mathbf{M}_{3,2}$ $\varphi_{3,2}^* = \varphi_{\text{Au}}(\text{film}) - \varphi_{\text{Au}}^{3,2}(\text{contact}) = +0.18$ В.

Дальнейшее уменьшение расстояния $H_{3,1}$ до 10 мкм между контактами в матрице $\mathbf{M}_{3,1}$ и увеличение их числа до $M_{3,1} = 240$ приводит к увеличению протяженности ореола $l_{3,1}^M$ до ≈ 30 мкм, понижению КРП единичных контактов до $\Delta\varphi_{\text{Au}}^{3,1}(\text{contact}) \approx +0.16$ В и КРП полупроводниковой поверхности в интервалах между ними до $\Delta\varphi_{\text{GaAs}}^{3,1} \approx +0.31$ В (рис. 7). Значение встроенного потенциала в этом случае равнялось $\varphi_{3,1}^* = \varphi_{\text{Au}}(\text{film}) - \varphi_{\text{Au}}^{3,1}(\text{contact}) = +0.157$ В. Среднее значение электрического поля ореола матрицы $E_{i,M}^{3,1} = (\Delta\varphi_{\text{GaAs}} - \Delta\varphi_{\text{Au}}^{3,1}(\text{contact}))/l_{3,1}^M = 1.43 \cdot 10^2$ В/см (2).

4. Обсуждение результатов

Из полученных результатов видно, что собранные в матрицу единичные контакты МП с БШ оказывают друг на друга значительное влияние, которое проявляется в изменении их электрофизических параметров: поверхностного потенциала и статических ВАХ. АСМ-исследования методом Кельвина потенциала поверхности эпитаксиального n -GaAs с расположенными на ней матрицами $\mathbf{M}_{i,j}$ полностью подтверждают эффект взаимного электрического влияния между контактами. Согласно прямым исследованиям КРП (поверхностного потенциала), так происходит из-за большой, соизмеримой с размерами межконтактного расстояния $H_{i,j}$, протяженности $l_{i,j}$ ореолов единичных контактов, когда соседние контакты попадают в радиус $l_{i,j}$ их действия. Из рис. 5, а видно, что протяженность ореола $l_{3,4} \approx 15$ мкм единичных контактов матрицы $\mathbf{M}_{3,4}$ диаметрами $D_{3,4} = 10$ мкм превышает расстояние между контактами $H_{3,4} = 10$ мкм в матрице $\mathbf{M}_{3,1}$ (рис. 7, а), в результате чего электрические поля ореолов сильно перекрываются (рис. 7, б). Степень перекрытия этих ореолов и определяет величину электрического взаимодействия между контактами матрицы, которое проявляется в понижении КРП контактов и поверхности полупроводника в интервалах между ними на величину $\Delta\varphi_{i,j}^{**}$ относительно КРП одиночного контакта и свободной полупроводниковой поверхности (рис. 6, с, 7, с и 8). Таким образом, наличие протяженных ореолов вокруг контактов МП с БШ является необходимым условием для возникновения между ними электрического взаимодействия. Наличие областей перекрытия этих ореолов является достаточным условием существования такого взаимодействия. Из рис. 5 видно, что в случае отсутствия областей перекрытия ореолов КРП полупроводниковой поверхности между контактами в матри-

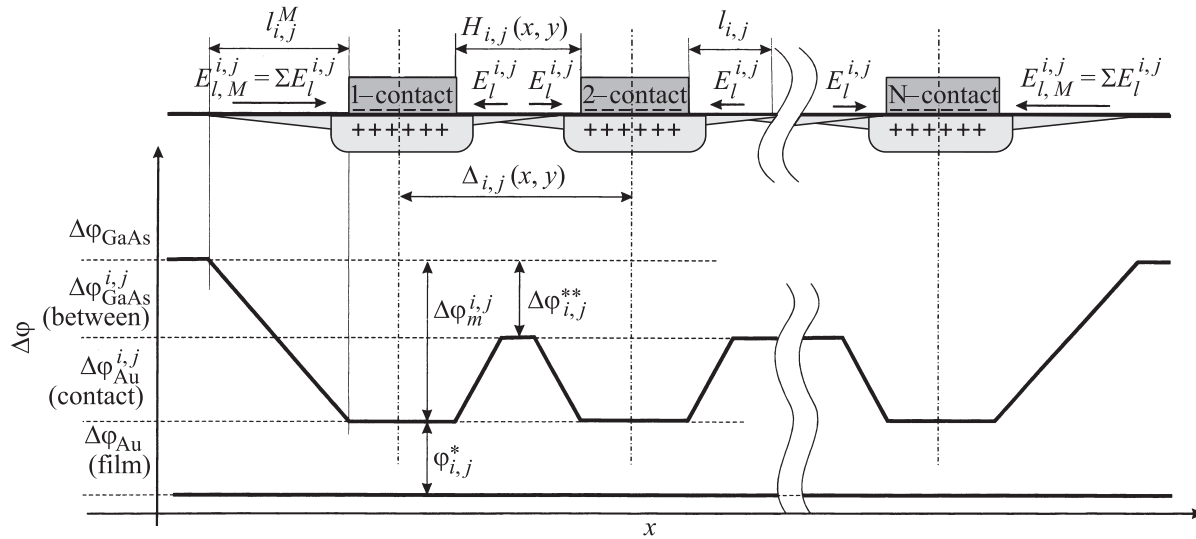


Рис. 8. Схематическое изображение распределения контактной разности потенциалов $\Delta\varphi(x)$ и полей ореолов вокруг единичных контактов с БШ $E_{l,i}^{i,j}$ и по периферии $E_{l,M}^{i,j}$ матрицы $M_{i,j}$ в одномерном случае.

це $M_{3,4}$ равен КРП свободной поверхности вне матрицы. Определенное из рис. 5 значение встроенного в контакт потенциала, согласно (3), $\varphi_{3,4}^* \approx +0.35$ В. Сближение контактов приводит к перекрытию ореолов и усилению влияния на данный единственный контакт со стороны остальных контактов матрицы. В промежутках между единичными контактами векторы напряженностей электрических полей ореолов соседних контактов $E_{l,i}^{i,j}$ (1) направлены противоположно и поэтому в зависимости от степени перекрытия ореолов могут частично или полностью компенсировать друг друга (рис. 8). Увеличение области перекрытия ореолов приводит к уменьшению абсолютных значений $E_{l,i}^{i,j}$, встроенных потенциалов $\varphi_{i,j}^*$ и соответственно к уменьшению КРП единичных контактов $\Delta\varphi_{Au}(contact)$ и полупроводниковой поверхности $\Delta\varphi_{GaAs}(between)$ в интервалах между ними, что мы наблюдаем из сравнения рис. 5, *b*, 6, *b* и 7, *b*. Величина компенсации электрических полей ореолов единичных контактов в матрице, приводящая к уменьшению встроенного в единственный контакт потенциала $\varphi_{i,j}^*$, может быть определена экспериментально по уменьшению КРП полупроводниковой поверхности между контактами на величину $\Delta\varphi_{i,j}^{**}$ (рис. 6, *c*, 7, *c*, 8):

$$\Delta\varphi_{i,j}^{**} = \Delta\varphi_{GaAs}(between) - \Delta\varphi_{GaAs}. \quad (15)$$

Для матрицы $M_{3,4}$ с большим ($H_{3,4} = 100$ мкм) расстоянием между контактами $\Delta\varphi_{3,4}^{**} \approx 0$. Согласно (15), для матрицы $M_{3,1}$ уменьшение КРП (поверхностного потенциала) $\Delta\varphi_{3,1}^{**}$, определяемое перекрытием ореолов, составляет ≈ -0.31 В, для матрицы $M_{3,2}$ $\Delta\varphi_{3,2}^{**} \approx -0.18$ В, а для матрицы $M_{3,3}$ $\Delta\varphi_{3,3}^{**} \approx -0.09$ В. То, что именно перекрытие ореолов приводит к уменьшению встроенного потенциала $\varphi_{i,j}^*$, видно из сравнения значений $\Delta\varphi_{i,j}^{**}$ с изменениями значений $\varphi_{i,j}^*$, вызванных сближением

контактов. Значения $\varphi_{i,j}^*$ контактов, подверженных электрическому влиянию со стороны других контактов, составляют для матрицы $M_{3,1}$ $\varphi_{3,1}^* \approx +0.157$ В, для матрицы $M_{3,2}$ $\varphi_{3,2}^* \approx +0.180$ В и для $M_{3,3}$ $\varphi_{3,3}^* \approx +0.240$ В. Хорошо видно, что $\Delta\varphi_{3,3}^{**} \approx \varphi_{3,4}^* - \varphi_{3,3}^*$, $\Delta\varphi_{3,2}^{**} \approx \varphi_{3,4}^* - \varphi_{3,2}^*$. Разность $\varphi_{3,4}^* - \varphi_{3,1}^*$, определенная по рис. 7, несколько меньше значений $\Delta\varphi_{3,1}^{**}$ из-за того, что влияние на единичные контакты, расположенные ближе к периферии матрицы, меньше. Если рассматривать контакты, расположенные на достаточно большом расстоянии от края матрицы, то равенство $\Delta\varphi_{3,1}^{**} \approx \varphi_{3,4}^* - \varphi_{3,1}^*$ выполняется с достаточной точностью.

Из вышеизложенного следует, что одним из параметров, определяющих взаимное влияние между контактами в матрице, является расстояние $H_{i,j}$ или шаг трансляции $\Delta_{i,j}$. Уменьшение $H_{i,j}$ в 10 раз для матриц первых групп всех видов ($i = 1-5, j = 1$) ведет практически к полному совпадению их прямых и обратных ВАХ (рис. 3). Такое поведение ВАХ единичных контактов МП с БШ нельзя объяснить только лишь уменьшением $H_{i,j}$.

Наличие независимых внутренних аддитивных макроскопических параметров состояния Ψ_K системы, образованной контактом МП с БШ, дает основание воспользоваться одноконтактной моделью для описания физических процессов, происходящих и в диодных матрицах $M_{i,j}$.

АСМ-исследования поверхностного потенциала показали, что для фиксированных значений $D_{i,j}$ и $H_{i,j}$ значения результирующего электрического поля вокруг матрицы $E_{l,M}^{i,j}$ (ореола матрицы $l_{i,j}^M$) и встроенного в нее потенциала $\varphi_{i,j}^*$ определяются суммарным электрическим зарядом ОПЗ всех контактов $M_{i,j}$ матрицы $M_{i,j}$. Так как $E^{i,j}(grad)$ одиночного контакта определяется неаддитивными параметрами, электрическое поле $E_M^{i,j}(grad)$ матрицы будет равно электрическому полю $E^{i,j}(grad)$

единичного контакта:

$$\mathbf{E}_M^{i,j}(\text{grad}) = \mathbf{E}^{i,j}(\text{grad}) = \text{const.} \quad (16)$$

Уменьшение $\mathbf{E}_l^{i,j}$ единичных контактов при $M_{i,j} \rightarrow \infty$ за счет влияния со стороны остальных контактов матрицы сопровождается также и уменьшением встроенного потенциала $\varphi_{i,j}^*$. В результате этого, несмотря на относительно небольшие размеры единичных контактов ($D_{3,j} = 10 \text{ мкм}$), их поверхностный потенциал (КРП) за счет уменьшения влияния электрического поля собственного ореола при $M_{i,j} \rightarrow \infty$ приближается к поверхностному потенциалу (КРП) сплошной пленки золота. Напомним, что для одиночных контактов аналогичного диаметра $D_{3,j} = 10 \text{ мкм}$ их КРП (+0.38 В) значительно (на 0.35 В) превышает КРП сплошной пленки золота (+0.03 В).

Так как электрическое поле обладает свойством аддитивности, результирующее электрическое поле $E_{l,M}^{i,j}$ ореола $l_{i,j}^M$ матрицы $\mathbf{M}_{i,j}$ будет определяться суперпозицией электрических полей ореолов, составляющих матрицу контактов

$$\mathbf{E}_{l,M}^{i,j} = \sum_{m=1}^{M_{i,j}} \mathbf{E}_{l,m}^{i,j}. \quad (17)$$

Отсюда видно, что электрическое поле ореола $l_{i,j}^M$ матрицы в общем случае может превышать электрическое поле ореола единичного контакта. Расчеты показали, что в данном эксперименте электрические поля ($E_{l,M}^{3,1} = 1.43 \cdot 10^2 \text{ В/см} \approx \mathbf{E}_{l,M}^{3,2} = 1.59 \cdot 10^2 \text{ В/см} \approx \mathbf{E}_{l,M}^{3,3} = 1.65 \cdot 10^2 \text{ В/см} \approx \mathbf{E}_{l,M}^{3,4} = 1.6 \cdot 10^2 \text{ В/см}$) ореолов матриц $\mathbf{M}_{3,1}$, $\mathbf{M}_{3,2}$, $\mathbf{M}_{3,3}$ и $\mathbf{M}_{3,4}$ имеют близкие значения. Этот факт не противоречит (17), так как в исследуемых матрицах изменение количества контактов, их диаметра и расстояния между ними происходит таким образом, что абсолютные значения электрических полей периферии $\mathbf{E}_{l,M}^{3,j}$ исследуемых матриц с разными $D_{3,j}$, $H_{3,j}$ и $M_{3,j}$ имеют близкие значения.

Было получено, что увеличение суммарной площади контактов (суммарного электрического заряда ОПЗ) в матрице в отличие от одиночных контактов приводит не к уменьшению результирующего электрического поля ее ореола $\mathbf{E}_{l,M}^{i,j}$, а, наоборот, к его увеличению, что не является тривиальным. Понятно, что, проникая в матрицу $\mathbf{M}_{i,j}$, электрическое поле $\mathbf{E}_{l,M}^{i,j}$ ее ореола $l_{i,j}^M$ будет приводить к понижению КРП (увеличению потенциала) полупроводниковой поверхности и соответственно к понижению эффективной высоты барьера ее единичных контактов и увеличению прямых токов насыщения, что мы и наблюдаем в экспериментах (рис. 4).

В результате получаем, что в отличие от одноконтантной модели в матрице единичный контакт МП с БШ находится не только под влиянием электрического поля собственной периферии, но и под влиянием электрического поля периферии матрицы, образованного суперпозицией электрических полей ореолов всех

Таблица 2. Модули значений $\Delta\varphi_{i,j}^{**}$, обусловленные влиянием ореола матрицы $\mathbf{M}_{i,j}$, мВ (18)

j	i				
	1	2	3	4	5
1	257	230	220	150	45
2	192	185	170	60	39
3	140	130	110	58	16
4	18	10	0	0	0

составляющих ее контактов. В зависимости от соотношения $\mathbf{E}_l^{i,j}$ и $\mathbf{E}_{l,M}^{i,j}$, а следовательно, и от $H_{i,j}$ и $S_{i,j}^M$ это влияние может привести как к повышению, так и к понижению эффективной высоты барьера Шоттки относительно эффективной высоты барьера одиночного контакта, а также к увеличению или к уменьшению „мертвой“ области $\Delta U_f^{i,j}$ на прямых ВАХ (рис. 2, 3 и 4).

Таким образом, влияние электрического поля ореола матрицы $\mathbf{E}_{l,M}^{i,j}$ определяется суммарным зарядом ОПЗ (площадью $S_{i,j}^M$) всех контактов матрицы $\mathbf{M}_{i,j}$: их количеством $M_{i,j}$, размерами [2], концентрацией легирующей примеси в полупроводнике N_D и природой системы металл–полупроводник с БШ (величиной φ_b). В результате встроенный в единичный контакт матрицы потенциала $\varphi_{i,j}^*$, кроме собственного электрического поля ореола, будет определяться и электрическим полем ореола матрицы

$$\varphi_{i,j}^* = \varphi_i^* - \Delta\varphi^{**}(M_{i,j}), \quad (18)$$

где $\Delta\varphi^{**}(M_{i,j}) \equiv \Delta\varphi_{i,j}^{**}$ — член, обусловленный влиянием ореола матрицы, приводящий к изменению встроенного в одиночный контакт потенциала φ_i^* (15). Хорошо видно (табл. 2), что определенные экспериментально (15) значения $\Delta\varphi_{i,j}^{**}$ исследуемых матриц $\mathbf{M}_{i,j}$ в зависимости от диаметра контактов и расстояния между ними в трехмерном пространстве $(i; j; \Delta\varphi_{i,j}^{**})$ образуют наклонную плоскость, монотонно спадающую в сторону увеличения номеров i и j . Отметим, что в проводимых экспериментах с увеличением номеров i и j количество $M_{i,j}$ контактов в матрицах значительно уменьшается.

Рассмотрим конкретные случаи. Проведем оценку суммарной площади $S_{i,1}^M$ (7) контактов в матрицах первых групп всех видов ($i = 1-5$, $j = 1$), характеризующихся минимальным расстоянием между контактами $H_{i,1} = D_{i,1}$, ВАХ которых представлены на рис. 3. Согласно топологии используемого фотошаблона, для матриц первого вида $\mathbf{M}_{1,1}$ с $D_{1,1} = 3 \text{ мкм}$ значение $M_{1,1} = 1900$, а суммарная площадь контактов $S_{1,1}^M = 13\,430 \text{ мкм}^2$; для матриц второго вида $\mathbf{M}_{2,1}$ с $D_{2,1} = 5 \text{ мкм}$ значение $M_{2,1} = 880$, а $S_{2,1}^M = 17\,278 \text{ мкм}^2$; для матриц третьего вида $\mathbf{M}_{3,1}$ с $D_{3,1} = 10 \text{ мкм}$ значение $M_{3,1} = 240$, а $S_{3,1}^M = 18\,849 \text{ мкм}^2$; для матриц четвертого вида $\mathbf{M}_{4,1}$ с $D_{4,1} = 15 \text{ мкм}$ значение $M_{4,1} = 96$,

а $S_{4,1}^M = 16\,964 \text{ мкм}^2$ и для матриц пятого вида $\mathbf{M}_{5,1}$ с $D_{5,1} = 30 \text{ мкм}$ значение $M_{5,1} = 32$, а $S_{5,1}^M = 22\,619 \text{ мкм}^2$. Хорошо видно, что зависимость $S_{i,1}^M = S^M(D_{i,1})$ имеет экстремум при $H_{3,1} = D_{3,1} = 10 \text{ мкм}$. Корреляция экстремума (перегиба) функции $\mathcal{F} = S^M(D_{i,1})$ с экстремумом $\mathcal{F} = \varphi_{bm,f}^{i,1} = \varphi_{bm,f}(D_{i,1})$ свидетельствует о связи суммарной площади контактов в матрице (а следовательно, и ее суммарного заряда $Q_{i,1}^M$ ОПЗ всех контактов) с поведением токов насыщения $I_{Sf}^{i,j}$ ВАХ единичных контактов МП с БШ. Наличие минимума у функции $\mathcal{F} = \varphi_{bm,f}^{i,1}$ указывает на существование как минимум двух физических процессов, определяющих ее поведение. Первый физический процесс определяет уменьшение $\mathcal{F} = \varphi_{bm,f}(D_{i,1})$, а второй — ее рост.

Первый процесс, ответственный за уменьшение значений эффективной высоты барьера $\varphi_{bm,f}(D_{i,1})$ в матрицах $\mathbf{M}_{1,1}$ и $\mathbf{M}_{2,1}$ (увеличение $\Delta\varphi_{bm,f(r)}^{i,j}$, уравнение (6)), согласно (17), можно связать со значительным увеличением суммарной площади контактов $S_{i,j}^M$ в матрице, т.е. суммарного электрического заряда $Q_{i,j}^M$ всех ОПЗ контактов. Согласно матричной модели, это приведет к увеличению проникающего в матрицу результирующего электрического поля $\mathbf{E}_{l,M}^{i,j}$ периферии матрицы и понижению эффективной высоты барьера $\varphi_{bm,f}^{i,j}$. В данном случае понижение эффективной высоты барьера будет происходить за счет уменьшения КРП (увеличения потенциала) полупроводниковой поверхности внутри матрицы, а не за счет увеличения полевой эмиссии электронов. Это приведет к относительному увеличению токов насыщения и приближению ВАХ единичных контактов матриц $\mathbf{M}_{1,1}$ и $\mathbf{M}_{2,1}$ „снизу“ к ВАХ единичных контактов матрицы $\mathbf{M}_{3,1}$. Наличие дополнительного члена $\Delta\varphi_{i,j}^{**}$ в (18) приведет к тому, что эффективная высота барьера таких единичных контактов будет меньше эффективной высоты барьера одиночного контакта аналогичного диаметра. Меньшие расстояния между контактами $H_{1,1}$ и $H_{2,1}$ приведут к большему перекрытию ореолов единичных контактов и более сильной взаимной компенсации $\mathbf{E}_l^{i,j}$, что приведет к более сильному уменьшению $\varphi_{1,1}^*$ и $\varphi_{2,1}^*$ и соответственно к относительному уменьшению $\Delta U_f^{1,1}$ и $\Delta U_f^{2,1}$ (рис. 3).

Второй процесс, ответственный за относительное увеличение эффективной высоты барьера в матрицах $\mathbf{M}_{4,1}$ и $\mathbf{M}_{5,1}$ (уменьшение $\Delta\varphi_{bm,f(r)}^{i,j}$, уравнение (6)), можно связать с уменьшением влияния электрических полей $\mathbf{E}_{l,M}^{4,1}$ и $\mathbf{E}_{l,M}^{5,1}$ периферии матриц на потенциал полупроводниковой поверхности, приводящим обычно к понижению ее КРП. Более слабое влияние периферии матриц $\mathbf{M}_{4,1}$ и $\mathbf{M}_{5,1}$ на полупроводниковую поверхность за счет уменьшения значений $\mathbf{E}_{l,M}^{4,1}$ и $\mathbf{E}_{l,M}^{5,1}$ объясняется уменьшением областей перекрытия ореолов единичных контактов из-за увеличения расстояния $H_{4,1}$ и $H_{5,1}$ между ними. Уменьшение значений $\mathbf{E}_{l,M}^{4,1}$ и $\mathbf{E}_{l,M}^{5,1}$ ведет к относительному увеличению КРП полупроводниковой поверхности и соответственно к относительному повы-

шению эффективной высоты барьера расположенных на ней единичных контактов, относительному уменьшению их прямых токов насыщения $I_{Sf}^{4,1}$ и $I_{Sf}^{5,1}$ и приближению их ВАХ „сверху“ к ВАХ контактов матрицы $\mathbf{M}_{3,1}$. Большие расстояния $H_{4,1}$ и $H_{5,1}$ по сравнению с $H_{1,1}$ и $H_{2,1}$ приведут к меньшей компенсации $\mathbf{E}_l^{i,j}$ единичных контактов и увеличению их $\varphi_{1,1}^*$ и $\varphi_{2,1}^*$ относительно $\varphi_{3,1}^*$ и соответственно к относительному увеличению $\Delta U_f^{4,1}$ и $\Delta U_f^{5,1}$ и приближению их значений к значению $\Delta U_f^{3,1}$ „слева“.

Изменение приборных характеристик единичных контактов: показателя идеальности $n_{i,j}$, последовательного сопротивления $R_S^{i,j}$ и эффективной высоты барьера $\varphi_{bm,f(r)}^{i,j}$ единичных контактов — также можно связать с влиянием электрических полей $\mathbf{E}_l^{i,j}$ и $\mathbf{E}_{l,M}^{i,j}$. Увеличение значений $n_{i,3}$ и уменьшение $R_S^{i,3}$ контактов матриц $\mathbf{M}_{i,3}$ (рис. 3), таким образом, связано с уменьшением значений и ухудшением однородности распределения высоты барьера Шоттки $\varphi_{bm,f}^{i,3}$ в периферийной области контактов из-за влияния электрических полей ореолов соседних контактов [4].

Поведение ВАХ единичных контактов ($D_{3,j} = 10 \text{ мкм}$) матриц разных групп третьего вида $\mathbf{M}_{3,j}$ (рис. 4) можно объяснить с аналогичных позиций. Согласно топологии используемого фотошаблона, суммарная площадь контактов для матриц $\mathbf{M}_{3,1}$ первой группы ($H_{3,1} = D_{3,1}$, $M_{3,1} = 240$) составляет $S_{3,1}^M = 18849.5 \text{ мкм}^2$, для матриц $\mathbf{M}_{3,2}$ второй группы ($H_{3,2} = 2D_{3,2}$, $M_{3,2} = 144$) $S_{3,2}^M = 11309.7 \text{ мкм}^2$, для матриц $\mathbf{M}_{3,3}$ ($H_{3,3} = 4D_{3,3}$, $M_{3,3} = 100$) $S_{3,3}^M = 7854 \text{ мкм}^2$ и для матриц $\mathbf{M}_{3,4}$ ($H_{3,4} = 10D_{3,4}$, $M_{3,4} = 25$) $S_{3,4}^M = 1963.5 \text{ мкм}^2$. Значительное увеличение суммарной площади контактов в матрице одновременно с уменьшением расстояния между ними приводит к значительному увеличению электрического поля периферии матрицы $\mathbf{E}_{l,M}^{3,j}$ и уменьшению электрического поля ореола $\mathbf{E}_l^{3,j}$ единичных контактов. Согласно вышеизложенному, усиление $\mathbf{E}_{l,M}^{3,j}$ приведет к понижению КРП и уменьшению $\Delta\varphi_{bm,f}^{i,j}$ (увеличению токов насыщения $I_{Sf}^{3,j}$), а уменьшение $\mathbf{E}_l^{3,j}$ приведет к уменьшению значений $\Delta U_f^{3,j}$, что полностью согласуется с экспериментом (рис. 4). Как видно из рис. 4, уменьшение расстояния между контактами с $H_{3,4} = 100 \text{ мкм}$ до $H_{3,1} = 10 \text{ мкм}$ одновременно с увеличением их количества в матрице с $M_{3,4} = 25$ до $M_{3,1} = 240$ приводит к уменьшению значений эффективных высот барьеров $\varphi_{bm,f}^{i,j}$ с 0.930 до 0.850 В и к уменьшению значений $\Delta U_f^{3,j}$ с 0.30 до 0.19 В. Увеличение расстояния $H_{3,j}$ между единичными контактами до 40 (рис. 6) и до 100 мкм (рис. 5) приводит к соответствующему увеличению КРП поверхности контактов $\Delta\varphi_{Au}^{i,j}(\text{contact})$ (уменьшению поверхностного потенциала контактов) и увеличению КРП — $\Delta\varphi_{GaAs}^{i,j}(\text{between})$ (уменьшению поверхностного потенциала) свободной поверхности $n\text{-GaAs}$ между контактами. Для $H_{3,4} = 100 \text{ мкм}$

КРП (потенциал) поверхности n -GaAs между контактами практически равен КРП (потенциалу) свободной от контактов поверхности n -GaAs, что указывает на отсутствие взаимодействия между контактами на таком расстоянии. Такие единичные контакты по своим приборным характеристикам близки к одиночным контактам равного диаметра.

Для матрицы, изображенной на рис. 7, встроенный потенциал $\varphi_{3,1}^* = +0.16$ В, значение которого достаточно близко к значению $\Delta U_f^{3,1} = 0.19$ В (рис. 4), определяющему границу „мертвой“ области прямой ВАХ единичного контакта этой матрицы. Встроенные потенциалы $\varphi_{i,j}^*$ для матриц с $D = 10$ мкм и $H_{3,j} = 20, 40$ и 100 мкм соответственно равны $+0.180, +0.240$ и $+0.350$ В, что достаточно близко к соответствующим значениям границ „мертвых“ областей $\Delta U_f^{3,2}(H_{3,2} = 20 \text{ мкм}) = 0.22$ В, $\Delta U_f^{3,3}(H_{3,3} = 40 \text{ мкм}) = 0.25$ В и $\Delta U_f^{3,4}(H_{3,4} = 100 \text{ мкм}) = 0.30$ В (рис. 4). Корреляция $\Delta U_f^{i,j}$ с $\varphi_{i,j}^*$ указывает на прямую связь потенциала матрицы с ВАХ ее единичных контактов.

Уменьшение последовательного сопротивления $R_S^{3,j}$ и увеличение значений показателя идеальности $n_{3,j}$, вызванные уменьшением расстояния между контактами одного диаметра (рис. 4), также могут быть объяснены на основе уменьшения высоты барьера Шоттки и ухудшения его однородности по периферии контакта, вызванных влиянием электрических полей ореолов соседних контактов.

Для обратных ВАХ зависимость $\varphi_{bm,r}^{3,j} = \varphi_{bm,r}^{3,j}(D_{3,j}; M_{3,j}; H_{3,j})$ (а следовательно, и поведение обратных токов насыщения) определяется аналогичными процессами: первый процесс, ответственный за увеличение эффективной высоты барьера $\varphi_{bm,r}^{3,j} = \varphi_{bm,r}^{3,j}(D_{3,j}; M_{3,j})$ обратной ВАХ, связан с увеличением суммарной площади контактов, т.е. суммарного электрического заряда всех ОПЗ; второй процесс, ответственный за уменьшение эффективной высоты барьера $\varphi_{bm,r}^{3,j} = \varphi_{bm,r}^{3,j}(H_{3,j})$, связан с увеличением взаимного влияния за счет уменьшения расстояния между контактами $H_{3,j}$. При этом в отличие от прямых ВАХ для обратных ВАХ абсолютное значение понижения эффективной высоты барьера (на ~ 0.3 В) за счет электрических полей $E_j^{3,j}$ и $E_{l,m}^{3,j}$ значительно превышает ее относительные изменения (~ 0.1 В). Это обстоятельство приводит к тому, что на графиках $I_r^{i,j}(U_r^{i,j})$ (рис. 3 и 4) относительные изменения обратных ВАХ при изменении $D_{3,j}, M_{3,j}$ и $H_{3,j}$ плохо заметны.

Совпадение расчетной прямой ВАХ без учета влияния электрического поля периферии одиночного контакта диаметром $D_{3,j} = 10$ мкм с экспериментальной прямой ВАХ единичного контакта матрицы $M_{3,4}$ ($H_{3,4} = 10D_{3,4} = 100$ мкм) в интервале токов $10^{-9} - 10^{-4}$ А подтверждает отсутствие взаимного влияния между контактами на расстояниях больше 100 мкм (рис. 4). Рассчитанные с использованием

метода МП обратные ВАХ без учета электрического поля периферии контакта соответствуют известным представлениям — их обратные токи насыщения практически совпадают с токами насыщения прямых ВАХ, что говорит о равенстве эффективных высот барьера Шоттки для прямой и обратной ВАХ. При этом наблюдается сильное несоответствие с экспериментальными обратными токами насыщения и отсутствие „мертвой“ области (протекание прямого тока при $U_f^{3,1} < 0.3$ В). Как было показано выше, реальные токи насыщения для обратных ВАХ на 5 порядков превышают расчетные, а измеренные при обратном токе $I_r = 10$ мкА обратные напряжения $U_r(I_r) = 17$ В почти в 1.5 раза превышают экспериментальные значения $U_r^{3,1} = 12$ В.

Учет при проведении расчетов встроенного собственного электрического поля периферии контакта, сопоставленного с собственным электрическим полем ОПЗ, приводит к значительному утончению барьера вблизи вершины и эффективному понижению высоты БШ для обратных ВАХ с 0.93 до 0.620 В. Внешне это проявляется в значительном увеличении обратных токов насыщения до значений, близких к экспериментальным. Для рассчитанных прямых ВАХ наличие встроенного электрического поля периферии приводит к появлению „мертвой“ области для $U_f < \Delta U_f$, в которой отсутствуют прямые токи. В результате учет электрического поля периферии приводит к удовлетворительному совпадению теоретических и экспериментальных прямых и обратных ВАХ.

5. Заключение

Было показано, что контакты металл–полупроводник с барьером Шоттки способны оказывать друг на друга сильное электрическое влияние, которое проявляется в изменении их поверхностного потенциала и статических приборных характеристик: показателя идеальности, высоты барьера и последовательного сопротивления. Необходимым условием возникновения электрического взаимодействия между контактами является наличие вокруг контактов распространяющегося на достаточно большие расстояния электрического поля периферии контакта — ореола. Достаточным условием существования электрического взаимодействия между контактами является наличие областей перекрытия таких ореолов.

Было показано, что собранные в матрицу единичные контакты МП с БШ подвержены значительному влиянию со стороны остальных контактов матрицы, которое проявляется в изменении их электрофизических параметров: поверхностного потенциала и статических ВАХ. Степень такого влияния определяется расстоянием между единичными контактами (перекрытием полей ореолов) и полным суммарным зарядом ОПЗ всех контактов матрицы $M_{i,j}$: их количеством $M_{i,j}$, размерами (диаметром $D_{i,j}$), концентрацией легирующей примеси в полупроводнике N_D и физической природой системы металл–полупроводник с БШ (величиной φ_b). При этом

вокруг матриц, как и вокруг одиночных контактов, существует протяженная на десятки микрометров область (ореол) убывающего электрического поля $E_{l,m}^{i,j}$, образованного суперпозицией электрических полей $E_l^{i,j}$ ореолов составляющих ее контактов.

Было установлено, что изменение электрофизических характеристик, образующих матрицу единичных контактов МП с БШ, определяется не только электрическим полем их собственной периферии, но и электрическим полем самой матрицы. Так, сближение контактов приводит к увеличению областей перекрытия электрических полей ореолов единичных контактов и более сильной их компенсации, что приводит к относительному уменьшению порогового значения $\Delta U_f^{i,j}$ „мертвой“ зоны на прямых ВАХ и увеличению эффективной высоты барьера за счет уменьшения полевой эмиссии электронов, улучшения показателя идеальности и увеличения последовательного сопротивления. Увеличение суммарной площади контактов (суммарного электрического заряда ОПЗ) в матрице приводит к увеличению потенциала полупроводниковой поверхности (уменьшению КРП) в матрице за счет увеличения результирующего электрического поля $E_{l,m}^{i,j}$ ореола матрицы, что приводит к относительному понижению эффективной высоты барьера единичных контактов матрицы, увеличению показателя идеальности и уменьшению последовательного сопротивления.

Автор выражает благодарность В.А. Новикову за проведение измерений на атомно-силовом микроскопе.

Список литературы

- [1] Н.А. Торхов. Деп. в ВИНТИ № 334-D2008 от 18.04.2008.
- [2] Н.А. Торхов, В.Г. Божков, И.В. Ивонин, В.А. Новиков. Поверхность, **11**, 1 (2009).
- [3] Н.А. Торхов, В.А. Новиков. ФТП, **45** (1), 70 (2011).
- [4] Н.А. Торхов. ФТП, **44** (5), 615 (2010).
- [5] Н.А. Торхов. ФТП, **44** (6), 767 (2010).
- [6] N.F. Mott. Proc. Camb. Phil. Soc., **34**, 568 (1938).
- [7] E.H. Rhoderick, R.H. Williams. Metal–semiconductor contacts, 2nd edn (Clarendon, Oxford, 1988).
- [8] S.M. Sze. *Modern Semiconductor Device Physics* (John Wiley & Sons Inc., 1997).
- [9] В.Г. Божков, С.Е. Зайцев. РЭ, **52** (1), 97 (2007).
- [10] М.И. Векслер. ФТП, **30** (9), 1718 (1996).
- [11] Н.Л. Чуприков. ФТП, **30** (3), 443 (1996).
- [12] Н.А. Торхов. ФТП, **35** (7), 823 (2001).
- [13] И.А. Обухов. *Моделирование переноса заряда в мезоскопических структурах* (Севастополь, Вебер, 2005) с. 165.
- [14] В.И. Шашкин, А.В. Мурель, В.М. Данильцев, О.И. Хрыкин. ФТП, **36** (5), 537 (2002).
- [15] www.ntmdt-tips.com.
- [16] В.Л. Миронов. *Основы сканирующей зондовой микроскопии* (Н.Новгород, Ин-т физики микроструктур РАН, 2004).

Редактор Л.В. Беляков

Nature of the electrical interaction of Schottky contacts

N.A. Torkhov

Scientific Research Institute
of Semiconductor Devices,
634050 Tomsk, Russia

Abstract The electrical influence between metal–semiconductor contacts with Schottky barrier (SB), gathered in a diode matrix, reveals itself in a significant change of their surface potential and static current-voltage characteristics (CVC). The necessary condition of electrical interaction appearance between these contacts is the presence of the electric field — halo around them spreading on rather large ($< 30 \mu\text{m}$) distances. The sufficient condition is the presence of overlap regions of these halos. It was shown that changing of the surface potential and CVC contacts is carried out under the influence of the proper electrical field of the contact periphery and under the influence of the electrical field of the matrix periphery, formed by superposition of halo electrical fields of constituent contacts. The degree of this influence is defined by the distance between contacts and full total charge of space-charge regions of all matrix contacts: their quantity, dimensions (diameter $D_{i,j}$), doping concentration in the semiconductor N_D and the physical nature of the metal–semiconductor system with SB (value ϕ_b).

It was defined that the closing-in of contacts results in the relative decrease of the dead zone threshold value on forward CVC, increase of effective barrier height and insignificant increase of ideality index. The increase of the total contact area (total electrical charge of space-charge regions) in a matrix results in increasing the dead zone threshold, relative decrease of the effective barrier height and insignificant increase of the ideality index.