Теория туннельного токопереноса в контактах металл–полупроводник с приповерхностным изотипным δ-легированием

© В.И. Шашкин¶, А.В. Мурель

Институт физики микроструктур Российской академии наук,
603950 Нижний Новгород, Россия

(Получена 21 октября 2003 г. Принята к печати 11 ноября 2003 г.)

Построена теория туннельного токопереноса в контактах металл–полупроводник с приповерхностным изотипным δ-легированием. На основе подхода Мерфи и Гуда, с учетом снижения высоты потенциального барьера за счет сил изображения, получены аналитические выражения для тока. Проведен расчет характеристик δ-легирования, обеспечивающего эффективную термополевую эмиссию в контакте металл–полупроводник и уменьшение эффективной высоты барьера от исходных значений до единиц kT. Установлено, что зависимость тока от напряжения в контакте с изотипным δ-легированием носит в основном экспоненциальный характер. Показано, что для всех значений высоты барьера возможно сохранение малого фактора неидеальности $n \leq 1.07$. Резкое его возрастание до $n \geq 1.5$ характерно для контактов с не полностью обедненным δ-слоем.

1. Введение

Характер протекания тока в контактах металл–полупроводник (МП) зависит от уровня легирования приповерхностной области полупроводника. Известно, что при повышении уровня легирования важную роль начинают играть туннельные процессы термополевой и полевой эмиссии [1,2]. Теоретическое описание токопереноса в подобных контактах опирается на результаты работы [3]. Наиболее значимые теоретические работы, посвященные этому вопросу, выполнены более четверти века назад, их обзор можно найти в [1,4]. Общим для всех теоретических моделей контактов являлось предположение об однородном легировании полупроводника в приповерхностной области. Несколько позже, с развитием эпитаксиальных технологий роста, появились контакты МП с приповерхностным изотипным δ-легированием, где именно туннельные процессы приводят к снижению эффективной высоты барьера и возникновению омического невплавного контакта МП в предельном случае очень сильного δ-легирования [5–7]. На основе приближенных формул для туннельного тока были сделаны оценки удельного сопротивления для омических контактов [5], проведены численные квантово-механические расчеты транспортных процессов в контактах с пониженной эффективной высотой барьера и получено хорошее согласие с данными экспериментов [8].

В данной работе впервые получены и детально проанализированы выражения для вольт-амперных характеристик (ВАХ) контактов МП с приповерхностным δ-легированием, когда эффекты термополевой эмиссии играют определяющую роль. Расчеты проводятся с учетом сил изображения, нет ограничений на температуру и характеристики δ-легирования, такие как величина поверхностной концентрации N_s и расстояние d от δ-слоя до границы с металлом. Туннельная прозрачность барьера определяется на основе метода Миллера и Гуда [9], который обеспечивает хорошую точность в теории электронной эмиссии из металлов в вакуум, диэлектрики и полупроводники [10,11]. В результате расчетов определяется эффективная высота барьера и фактор неидеальности ВАХ контакта МП, проводится сопоставление с результатами, полученными в случае сильного однородного легирования полупроводника [1–4]. Полученные аналитические выражения позволяют оптимизировать параметры ВАХ, что необходимо в различных приложениях, например при разработке детекторных диодов с пониженной эффективной высотой барьера [12,13].

2. Модель потенциального рельефа — барьер Мотта с δ-легированием

Для определенности задача формулируется для электронов. На рис. 1 показаны профили дна зоны проводимости E_c вдоль координаты x в слоистой структуре металл–⟨эпитаксиальный слой⟩–⟨сильно легированная n^+-подложка⟩ при некотором положительном смещении V. Все границы слоев считаются плоскими и параллельными. Ход E_c вблизи границы с металлом при учете сил зеркального изображения записывается обычным образом [1–4]:

$$E_c(x) = \mu + \Phi \frac{e^2}{4\varepsilon x} - eFx, \quad x < d, \tag{1}$$

где μ — уровень Ферми в металле, Φ — высота барьера со стороны металла, e — величина заряда электрона, ε — относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника, F — напряженность электрического поля. В плоскости $x = d$ располагается δ-слой атомов донорной примеси с поверхностной концентрацией N_s. Уширение δx в распределении примеси вдоль x не

¶ E-mail: sha@ipm.sci-nnov.ru

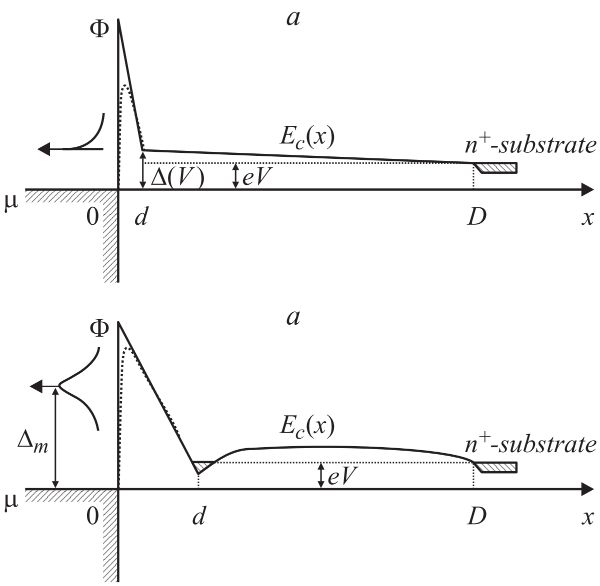

Рис. 1. Профиль дна зоны проводимости $E_c(x)$ в структуре металл–полупроводник с δ-легированием в плоскости $x = d$ при полном (a) и частичном (b) обеднении. Приложено напряжение V в прямом направлении. Пунктирная линия — снижение потенциального барьера за счет сил изображения. Стрелками слева показаны туннелирующие электроны и рядом — условное распределение их по энергиям.

учитывается, считается, что $\delta x \ll d$. Следующим предположением является то, что эпитаксиальный слой тонкий и имеет малое объемное легирование, так что экранирование электрического поля обусловлено только наличием δ-слоя. В дальнейшем основное внимание уделяется контакту МП с полным обеднением δ-слоя и всего эпитаксиального слоя до границы $x = D$ с n^+-подложкой (рис. 1, a). Такой контакт, согласно [2], является барьером Мотта. В нем внешнее приложенное напряжение V создает дополнительное однородное электрическое поле, равное V/D, которое аддитивно складывается с встроенным полем зарядов при $V = 0$. Пренебрежение объемным зарядом, как это будет видно из дальнейшего рассмотрения, не является принципиальным для расчетов. Такое предположение позволяет лишь упростить расчет потенциала в контакте и выявить тем самым характерные зависимости туннельного тока. С учетом сделанных предположений легко рассчитать потенциальный рельеф контакта при различных уровнях δ-легирования и приложенных постоянных смещениях (рис. 1). В частности, можно определить положение дна зоны проводимости Δ в плоскости δ-слоя как функцию приложенного напряжения V:

$$\Delta(V) \equiv E_c(d) = \left(\Phi - \frac{4\pi e^2 N_s d}{\varepsilon}\right)\left(1 - \frac{d}{D}\right) + \frac{d}{D}\,eV. \quad (2)$$

Легко сформулировать условие полного обеднения δ-слоя:

$$\frac{4\pi e^2 N_s d}{\varepsilon} \le \Phi - eV. \quad (3)$$

При высоком уровне легирования N_s или при больших прямых смещениях δ-слой не обедняется полностью и соотношение (2) не выполняется. В этом случае ход потенциала с характерной потенциальной ямой, заполненной электронами, иллюстрирует рис. 1, b.

3. Выражения для коэффициента туннельного прохождения и плотности тока

Треугольный барьер на вершине потенциального рельефа, приведенного на рис. 1, при малых d может быть туннельно прозрачным. В работе [8] были проведены численные расчеты и измерения ВАХ подобных контактов. При аналитическом рассмотрении задачи токопереноса для вычисления коэффициента туннельного прохождения через барьер (1) при учете сил изображения воспользуемся подходом, развитым в [10]. Пренебрегая эффектами непараболичности и несферичности полупроводникового зонного спектра и понимая под E_x энергию, связанную с движением электронов вдоль x, можно записать следующее выражение для плотности тока $j(V)$ в контакте МП:

$$j(V) = \frac{A^* T}{k} \int\limits_{\mu+\Delta(V)}^{\infty} \exp\left[-Q(E_x)\right]$$
$$\times \ln\left\{\frac{\exp(eV/kT) + \exp\left[(E_x - \mu)/kT\right]}{1 + \exp\left[(E_x - \mu)/kT\right]}\right\} dE_x, \quad (4)$$

где

$$Q(E_x) = \frac{4\sqrt{2}}{3}\,\frac{\sqrt{m}}{e\hbar F}\left(\mu + \Phi - E_x\right)^{3/2} \nu(y), \quad (5)$$

$$y \equiv \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}}\,\frac{\sqrt{e^3 F}}{|\mu + \Phi - E_x|}, \quad (6)$$

$\nu(y)$ — функция Нордгейма, протабулированная в [14], m — эффективная масса электрона, k — постоянная Больцмана, $A^* = 4\pi emk^2/(2\pi\hbar)^3$ — постоянная Ричардсона. При записи выражения (4) предполагалось, что $Q(E_x) \gg 1$ и прозрачность туннельного барьера обращается в нуль при $E_x < \mu + \Delta(V)$. Отличие от классических результатов по электронной эмиссии из металлов в вакуум [10,14] состоит в появлении в выражении (6) для y множителя, содержащего ε. Следствием этого является относительное уменьшение роли сил изображения. Следует заметить, что коэффициент туннельного прохождения и функция распределения электронов по энергиям могут меняться в очень широких пределах, но их величина ограничена сверху. Поэтому подынтегральное выражение обязательно имеет максимум при некоторой энергии Δ_m, которую будем отсчитывать от уровня Ферми в металле (см. рис. 1). В зависимости от параметров туннельного барьера и температуры максимум может находиться вне или внутри пределов интегрирования.

При условии, что величина $[\max(\Delta, \Delta_m) - eV]$ в несколько раз превосходит тепловую энергию T, в интеграле (4) можно избавиться от логарифма:

$$j(V) = \frac{A^*T}{k}\left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1\right] \times \int\limits_{\mu+\Delta(V)}^{\infty} \exp\left[-Q(E_x) - \frac{E_x - \mu}{kT}\right] dE_x. \quad (7)$$

В работе [10] предложен приближенный способ вычисления этих интегралов, основанный на разложении $Q(E_x)$ в степенной ряд вблизи произвольной энергии Δ_0. С точностью до 2-го порядка по степеням энергии E_x

$$Q(E_x) \approx b - c(E_x - \mu - \Delta_0) + f(E_x - \mu - \Delta_0)^2. \quad (8)$$

Коэффициенты в (8) совпадают с вычисленными ранее [10,11,14]:

$$b = \frac{4\sqrt{2}}{3}\frac{d\sqrt{m}}{\hbar(\Phi - \Delta)}(\Phi - \Delta_0)^{3/2} \cdot \nu(y_0), \quad (9)$$

$$c = \frac{2d\sqrt{2m}}{\hbar(\Phi - \Delta)}(\Phi - \Delta_0)^{1/2} \cdot t(y_0), \quad (10)$$

$$f = \frac{d\sqrt{2m}}{2\hbar(\Phi - \Delta)}(\Phi - \Delta_0)^{-1/2}\frac{\nu(y_0)}{1 - y_0^2}, \quad (11)$$

$$y_0 = \frac{e}{\sqrt{\varepsilon d}}\frac{(\Phi - \Delta)^{1/2}}{\Phi - \Delta_0}. \quad (12)$$

Здесь введена функция $t(y) \equiv \nu(y) - (2/3)y \cdot \nu'(y)$, величина которой относительно слабо изменяется вблизи единицы [10,14]. Приведенные соотношения позволяют получить аналитические выражения для тока, которые различаются в зависимости от туннельной прозрачности барьера (или от температуры).

Можно провести разложение $Q(E_x)$ вблизи максимума подынтегрального выражения (7) при $\Delta_0 = \Delta_m$. Положение максимума определяется из условия обращения в нуль коэффициента перед линейным членом по энергии в экспоненте в (7), т. е. при условии $c_m \equiv c(\Delta_m) = 1/kT$, или

$$c_m \equiv \frac{2d\sqrt{2m}}{\hbar(\Phi - \Delta)}(\Phi - \Delta_m)^{1/2} \cdot t(y_m) = \frac{1}{kT}, \quad (13)$$

$$y_m = \frac{e}{\sqrt{\varepsilon d}}\frac{(\Phi - \Delta)^{1/2}}{\Phi - \Delta_m}. \quad (14)$$

Поскольку зависимость $t(y)$ слабая, величину Δ_m можно определить с достаточной точностью путем нескольких итераций из уравнений

$$\Delta_m = \Phi - \frac{(\Phi - \Delta)^2\hbar^2}{8(kT)^2 md^2 \cdot t^2(y_m)}, \quad (15)$$

и (14), полагая на первом шаге $t(y_m) = 1$.

4. Тонкие туннельные барьеры (низкие температуры)

Будем считать туннельный барьер тонким, если $\Delta_m < \Delta$. Следует заметить, что такая характеристика туннельного барьера оправдана при некоторой фиксированной температуре, поскольку сама величина Δ_m является функцией T. В ряде случаев удобнее накладывать ограничение на температуру. Полагая $t(y_m) = 1$, находим из (15) следующие неравенства для d или T:

$$d < \frac{\hbar}{2kT}\sqrt{\frac{\Phi - \Delta}{2m}}, \quad (16а)$$

$$T < \frac{\hbar}{2kd}\sqrt{\frac{\Phi - \Delta}{2m}}, \quad (16б)$$

откуда при $\Phi - \Delta = 0.5$ эВ, $m = 0.067m_0$ (в случае арсенида галлия) получаем $d < 10$ нм при $T = 300$ K или $T < 300$ K при $d = 10$ нм.

Для нахождения тока в случае тонкого туннельного барьера, т. е. при $\Delta_m < \Delta$, разложим $Q(E_x)$ вблизи $\Delta_0 = \Delta$ и из (7) получим следующее выражение:

$$j(V) = \frac{A^*T}{2k}\sqrt{\frac{\pi}{f_\Delta}}\exp\left[-b_\Delta - \frac{\Delta}{kT} + \frac{(1 - kTc_\Delta)^2}{4(kT)^2 f_\Delta}\right] \times \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1\right]\left[1 - \operatorname{erf}\left(\frac{1 - kTc_\Delta}{2kT\sqrt{f_\Delta}}\right)\right], \quad (17)$$

где $\operatorname{erf}(z) \equiv (2/\sqrt{\pi})\int\limits_0^z \exp(-t^2)\,dt$ обозначает интеграл вероятности [15], а коэффициенты b_Δ, c_Δ, f_Δ и y_Δ получаются по формулам (9)–(12) с заменой Δ_0 на Δ.

При условии высокой туннельной прозрачности барьера, когда выполняется соотношение $1 - kTc_\Delta \gg kT\sqrt{2f_\Delta}$, выражение для плотности тока можно существенно упростить, воспользовавшись асимптотическим представлением интеграла вероятности:

$$j(V) = A^*T^2\frac{\exp(-b_\Delta)}{1 - kTc_\Delta}\exp\left(-\frac{\Delta}{kT}\right)\left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1\right]. \quad (18)$$

Это достаточно простое выражение было выведено ранее [12] для диодов Шоттки с приповерхностным δ-легированием. Действительно, если учитывать только два слагаемых в разложении (8), интеграл (4) сводится к табличному [15]:

$$j(V) = A^*T^2\exp(-b_\Delta) \times \sum_{m=0}^{\infty}\frac{(-1)^m\exp\left[-(m+1)\Delta/kT\right]\exp\left[(m+1)eV/kT - 1\right]}{(m+1)(m+1-kTc_\Delta)}. \quad (19)$$

При $\Delta > 2kT$ ряд с хорошей точностью представляется первым слагаемым — выражением (18). Из него, в частности, следует, что ток определяется процессами термоэмиссии через барьер высотой Δ и зависимость прямого тока от напряжения близка к экспоненте с аргументом eV/nkT. Фактор неидеальности n незначительно превышает 1 из-за слабой, в меру малости отношения d/D, зависимости Δ от V, определяемой (2). Вторая причина состоит в том, что при условии (16) сама величина b_Δ слабо зависит от Δ. Основной вывод, который следует из формулы (18), состоит в том, что при сильном δ-легировании полупроводника в нескольких нанометрах от границы с металлом возможно снижение эффективной высоты барьера Шоттки до нескольких kT при сохранении экспоненциальной вольт-амперной характеристики с фактором неидеальности $n \approx 1$. Отличие от обычных формул для тока в барьерах Шоттки состоит в появлении дополнительного сомножителя, что эквивалентно сильному уменьшению постоянной Ричардсона при слабой зависимости этой величины от температуры и напряжения смещения.

При возрастании d и меньшей туннельной прозрачности барьера, когда выполняется условие $1 - c_\Delta kT \ll \ll \pi kT\sqrt{f_\Delta}$, выражение (17) также можно упростить:

$$j(V) = \frac{A^*T}{2k}\sqrt{\frac{\pi}{f_\Delta}}\exp\left(-b_\Delta - \frac{\Delta}{kT}\right)\left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1\right]. \tag{20}$$

Этот случай соответствует приближению Δ_m к нижнему пределу интегрирования Δ. Видно, что экспоненциальные характеристики тока изменяются по сравнению с (18). Однако в предэкспоненциальном множителе характер зависимости от температуры изменяется на линейный, что характерно для контактов металл–полупроводник, где туннельные процессы становятся существенными [1–4].

5. Широкие туннельные барьеры (высокие температуры)

При нарушении условия (16) максимум распределения туннелирующих электронов по энергии поднимается выше нижнего предела интегрирования Δ, как это показано на рис. 1, *b*. В этом случае, как в работе [10], разложим $Q(E_x)$ вблизи энергии $\Delta_0 = \Delta_m$. Положение Δ_m отвечает условию (13). Величина Δ_m определяется из совместного решения уравнений (14) и (15). Интеграл для плотности тока (7) сводится к следующему выражению:

$$j(V) = \frac{A^*T}{2k}\sqrt{\frac{\pi}{f_m}}\exp\left(-b_m - \frac{\Delta_m}{kT}\right)\left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1\right]$$
$$\times\left\{1 + \mathrm{erf}\left[\sqrt{f_m}\,(\Delta_m - \Delta)\right]\right\}. \tag{21}$$

Сохраняя некоторое формальное сходство с (17), формула (21) имеет существенные отличия. Эффективной высотой термоэмиссионного барьера вместо Δ становится Δ_m, и все коэффициенты разложения получают индекс m, который подчеркивает, что b_m, c_m, f_m определяются соотношениями (9)–(12) при $\Delta_0 = \Delta_m$. В случае $\Delta_m = \Delta$ из (21) получается найденное ранее решение (20). При $\Phi - \Delta_m \gg kT$ можно оценить величины b_m и f_m. При $T = 300\,\mathrm{K}$, $\Phi - \Delta = 0.5$ эВ и $\Phi - \Delta_m = 0.4$ эВ получаем $b_m \approx 10$ и $\sqrt{f_m} \approx 5\,\text{эВ}^{-1}$. Для широких туннельных барьеров при $2\sqrt{f_m}\,(\Delta_m - \Delta) \geq \sqrt{\pi}$ функцию вероятности в (21) можно положить равной 1, что дает небольшое возрастание абсолютной величины тока и практически не влияет на вид ВАХ, которая после ряда преобразований приводится к следующему виду:

$$j(V) \approx j_0 \exp\left[-\frac{\Phi}{kT} + \frac{3t(y_m) - 2\nu(y_m)}{24t^3(y_m)}\,\frac{(\Phi - \Delta)^2\hbar^2}{(kT)^3 d^2 m}\right]$$
$$\times\left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1\right], \tag{22}$$

$$j_0 = A^* k^{-3/2}\sqrt{T}\sqrt{\frac{\pi(1 - y_m^2)}{2\nu(y_m)\cdot t(y_m)}}\,\frac{(\Phi - \Delta)\hbar}{d\sqrt{m}}. \tag{23}$$

Анализ экспонент в (22) показывает, что фактор неидеальности n может существенно превосходить 1 и температурная зависимость тока может быть сильно возмущена из-за наличия слагаемого $\propto T^{-3}$ в экспоненте. Из приведенных выражений видно, что при увеличении d или T эффективная высота барьера стремится к Φ, чего и следовало ожидать из-за возрастающего вклада термоэмиссионной компоненты тока. Тем не менее при приближении Δ_m к Φ точность расчетов на основе выражений (22), (23) падает, что связано с выбранной аппроксимацией туннельной прозрачности (8), которая становится неудачной вблизи вершины барьера. По этой причине не получается предельный переход в (23) к классическому термоэмиссионному предэкспоненциальному выражению. Для более точного представления тока в этой области параметров можно разбить интервал интегрирования по энергии в (4) на два [10,16], положив для термоэмиссионной компоненты тока туннельную прозрачность над вершиной барьера равной единице.

Следует заметить, что при $\Delta_m - eV \gg kT$ требование полного обеднения δ-слоя не обязательно и можно приближенно рассчитать ВАХ. Если максимум туннелирующих электронов через треугольный барьер находится высоко по энергии, как это показано на рис. 1, *b*, то вид туннельного барьера у его основания и энергетический спектр электронов в потенциальной яме δ-слоя становятся несущественными. При неполном обеднении δ-слоя, что отвечает $\Delta(V) < eV$ в выражении (2), происходит перераспределение электрического поля в контакте МП. При условии, что характерный масштаб локализации электронов в потенциальной яме δ-слоя много меньше d, пренебрегая различием между энергиями Ферми и $E_c(d)$, можно считать, что все приложенное напряжение падает в интервале от 0 до d. Легко оценить электрическое поле $F \approx (\Phi - eV)/ed$. Для определения величины тока можно использовать выражения (22), (23), положив в них $\Delta \equiv eV$. По существу этот результат соответствует ВАХ контакта металл–⟨нелегированный полупроводник толщиной $d\rangle - \langle$вырожденный полупроводник$\rangle$, если пренебречь длиной экранирования поля в вырожденном полупроводнике в сравнении с d. Этот случай характеризуется ростом n и еще бóльшими отклонениями температурных зависимостей от термоэмиссионных.

6. Обсуждение результатов

Полученные выше выражения позволяют проиллюстрировать вольт-амперные характеристики контактов металл–полупроводник с приповерхностным δ-легированием. Для этого аппроксимируем ток, рассчитанный по приведенным выше формулам при некоторой фиксированной температуре, выражением для термоэмиссионного тока через эффективный барьер Δ_{eff}:

$$j(V) = A^* T^2 \exp\left(-\frac{\Delta_{\text{eff}}}{kT}\right)\left[\exp\left(\frac{eV}{nkT}\right) - 1\right]. \qquad (24)$$

Это выражение не учитывает модификации постоянной Ричардсона, но позволяет оценить величины „кажущейся“, эффективной высоты барьера Δ_{eff} и фактора неидеальности n. На рис. 2 показана зависимость этих параметров от расстояния d для контакта Al с n-GaAs при $T = 300$ K при разных величинах поверхностного легирования N_s. В области параметров, отвечающей необедненным δ-слоям, все зависимости Δ_{eff} и n от d при различных N_s одинаковы (рис. 2, кривые *4*). Видно, что при малых и больших значениях d эффективная высота барьера возрастает и при этом величина фактора неидеальности $n \approx 1$. Минимальные значения эффективных высот барьеров достигаются при значениях $d = 5{-}10$ нм. Заметный скачок в n происходит при заполнении δ-слоя электронами. Штриховыми линиями показаны значения Δ, определенные по формуле (2) при $V = 0$. Введение с помощью (24) параметров Δ_{eff} и n позволяет провести сопоставление результатов с данными экспериментов и численными расчетами [8] и убедиться в хорошем их согласии.

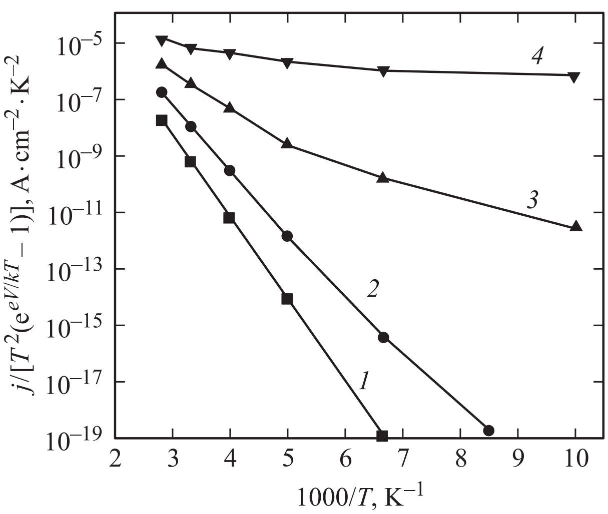

Рис. 3. Температурные зависимости тока в тонких туннельных контактах МП при четырех вариантах δ-легирования: *1, 2* — $d = 4$ нм, $N_s = 2 \cdot 10^{12}$ (*1*) и $4 \cdot 10^{12}$ см$^{-2}$ (*2*); *3, 4* — $d = 8$ нм, $N_s = 4 \cdot 10^{12}$ (*3*) и $8 \cdot 10^{12}$ см$^{-2}$ (*4*).

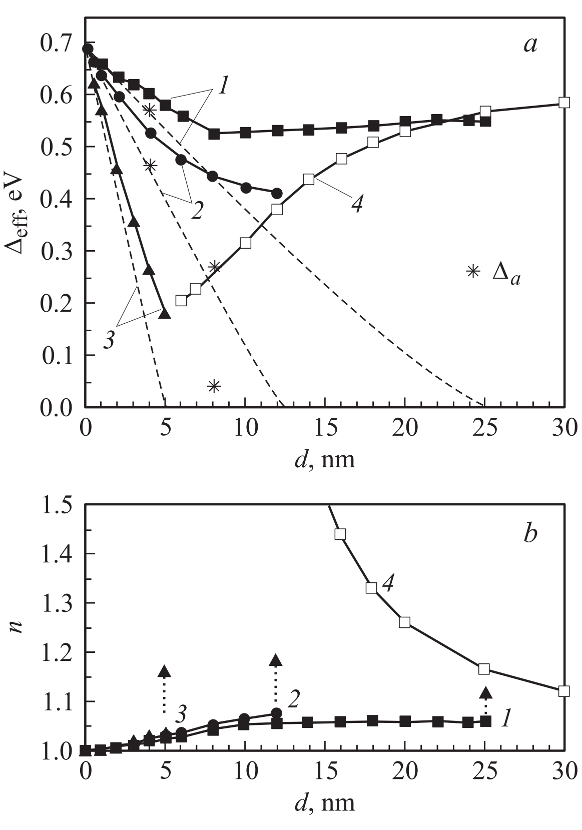

Рис. 2. Зависимости эффективной высоты барьера Δ_{eff} (*a*) и фактора неидеальности n (*b*) от расстояния d для контакта Al с n-GaAs при $T = 300$ K и разных уровнях поверхностного δ-легирования N_s, 10^{12} см$^{-2}$: *1* — 2, *2* — 4, *3* — 10. *a*: штриховыми линиями показаны зависимости Δ от d при соответствующих значениях N_s, нанесены значения Δ_a. *4* — расчет для необедненных δ-слоев. Стрелками (*b*) показан скачок n при заполнении δ-слоя электронами.

Для лучшего представления температурных зависимостей тока и более детальной диагностики токопереноса в контактах МП на рис. 3 построены зависимости $\ln\{j/[T^2(\exp(eV/kT) - 1)]\}$ от $1/T$. Выбранные параметры соответствуют тонким туннельным контактам с сильно различающимися высотами барьеров. Кривые *1, 2, 3* в области высоких температур хорошо аппроксимируются прямой линией, что позволяет известным способом [1,2] определить энергию активации Δ_a и величину эффективной постоянной Ричардсона A^{**}: *1* — $\Delta_a = 0.58$ эВ, $A^{**} = 2.74\,\text{A}\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{K}^{-2}$; *2* — $\Delta_a = 0.47$ эВ, $A^{**} = 0.76\,\text{A}\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{K}^{-2}$; *3* — $\Delta_a = 0.27$ эВ, $A^{**} = 0.012\,\text{A}\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{K}^{-2}$. Для случая *4* можно получить грубую оценку: $\Delta_a \le 0.05$ эВ. Все значения Δ_a отмечены на рис. 2, *a*. Можно убедиться, что полученные значения близки к расчету по формуле (2), а величина Δ_{eff} всегда больше Δ из-за принятого завышенного значения A^* в (24). Поэтому при обработке экспериментальных данных для диодов с пониженной высотой барьера [12,13] верные представления о ходе края зоны проводимости вблизи контакта можно получить лишь на основе анализа измеренных температурных зависимостей с помощью приведенных выше выражений для тока.

7. Заключение

Получены аналитические выражения для тока термополевой эмиссии в контактах МП с приповерхностным изотипным δ-легированием. Туннелирование описывается в рамках подхода Мерфи и Гуда с учетом снижения высоты барьера за счет сил изображения. Показано, что вследствие приповерхностного изотипного δ-легирования возможно уменьшение эффективной высоты барьера от исходных значений до единиц kT. При этом зависимость тока от напряжения может сохранять экспоненциальный характер со сравнительно небольшим возрастанием фактора неидеальности ВАХ $n \le 1.07$, т.е. характерное напряжение нелинейности ВАХ таких контактов сравнимо с величиной kT/e. Вместе с тем резкое возрастание фактора неидеальности до $n \ge 1.5$ предсказано для контактов с не полностью обедненным δ-слоем. Выражения для ВАХ существенно отличаются от классических результатов по термополевой эмиссии в контактах металл–⟨сильно легированный полупроводник⟩, полученных в работе [3] (см. также [1,2,4]). Именно поэтому известные попытки [16] использовать формулы [3] для обработки экспериментальных данных туннельных контактов МП с δ-легированием были малопродуктивными. Напротив, полученные выражения дают хорошее согласие с численными расчетами и экспериментом [8] и обеспечивают эффективную диагностику контактов из температурных измерений ВАХ.

Работа выполнена при поддержке грантом РФФИ № 01-02-16451, а также МНТП „Физика твердотельных наноструктур".

Список литературы

[1] E.H. Phoderick, R.H. Williams. *Metal–Semiconductor Contacts* (Claredon Press, Oxford, 1988).

[2] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984) ч. 1.

[3] F.A. Radovani, R. Stratton. Sol. St. Electron., **9**, 695 (1966).

[4] *Туннельные явления в твердых телах* (М., Мир, 1973). [Пер. с англ.: *Tunneling Phenomena in Solids*, ed. by E. Burstein, S. Lundqvist (N.Y., Plenum Press, 1969)].

[5] E.F. Schubert, J.E. Cunningham, W.T. Tsang, T.H. Chiu. Appl. Phys. Lett., **49**, 292 (1986).

[6] M. Missous, T. Taskin. Semicond. Sci. Technol., **8**, 1848 (1993).

[7] В.И. Шашкин, А.В. Мурель, Ю.Н. Дроздов, В.М. Данильцев, О.И. Хрыкин. Микроэлектроника, **26**, 57 (1997).

[8] В.И. Шашкин, А.В. Мурель, В.М. Данильцев, О.И. Хрыкин. ФТП, **36**, 537 (2002).

[9] S.G. Miller, R.G. Good. Phys. Rev., **91**, 174 (1953).

[10] E.L. Murphy, R.H. Good. Phys. Rev., **102**, 1464 (1956).

[11] S.G. Christov. Surf. Sci., **70**, 32 (1978).

[12] V.I. Shashkin, V.M. Daniltsev, O.I. Khrykin, A.V. Murel, Yu.I. Chechenin, A.V. Shabanov. *Proc. Int. Semicon. Dev. Res. Symp.* (*ISDRS 1997*) (Charlottseville, USA, 1997) p. 147.

[13] V. Shashkin, Yu. Chechenin, V. Danil'tsev, O. Khrykin, A. Maslovsky, A. Murel, V. Vaks. *Proc 23rd Int. Conf. Microelectronics* (*MIEL 2002*) (Nis, Yugoslavia, 2002) p. 335.

[14] А. Модинос. *Авто-, термо- и вторично-электронная эмиссионная спектроскопия* (М., Наука, 1990).

[15] А.П. Прудников, Ю.А. Брычков, О.И. Маричев. *Интегралы и ряды* (М., Наука, 1981).

[16] J.M. Geraldo, W.N. Rodrigues, G. Medeiros-Ribeiro, A.G. de Oliveira. J. Appl. Phys., **73**, 820 (1993).

Редактор Л.В. Шаронова

The theory of tunnel current in metal–semiconductor contacts with a sub-surface isotype δ-doping

V.I. Shashkin, A.V. Murel

Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences, 603950 Nizhny Novgorod, Russia

Abstract A theory of the tunnel current in metal–semiconductor (MS) contacts with the sub-surface isotype δ-doping has been developed. Analytical expressions for the current have been obtained using the Murphy–Good approach and taking into account the image forces lowering the potential barrier. Parameters of δ-doping which ensure the effective thermal field emission in the MS contact and reduce the effective height of the barrier from its original values to several kT, have been calculated. The current-voltage dependence of a MS contact with isotype δ-doping has been found to be in the main exponential. It has been shown that the nonideality factor can be kept small: as low as $n \le 1.07$ for all values of the barrier height. A dramatic increase of n up to 1.5 is typical for contacts with a partially depleted δ-layer.