Свойства контактов Мотта с ультрамалым барьером металл–полупроводник

© В.И. Шашкин, А.В. Мурель

Институт физики микроструктур Российской академии наук,
603000 Нижний Новгород, Россия

E-mail: sha@ipm.sci-nnov.ru

(Поступила в Редакцию 11 февраля 2008 г.)

Исследованы вольт-амперные и емкостные характеристики контактов Мотта с ультрамалым барьером металл–полупроводник. Анализ основан на аналитическом решении уравнения Пуассона для пространственного заряда носителей тока в структуре металл–i-слой–n^+-подложка при пренебрежении объемным легированием i-слоя. Для контактов с ультрамалыми барьерами (сравнимыми с тепловой энергией носителей) показано, что ток обратной ветви становится больше прямого, меняется знак детектирования, а емкость контакта приобретает сильную зависимость от напряжения. Это означает, что происходит смена механизма нелинейности структуры и определяющей становится нелинейность, обусловленная носителями тока, инжектированными в i-слой. В определенном диапазоне смещений вблизи нуля дифференциальное сопротивление и емкость структуры экспоненциально возрастают с напряжением, что является нетипичным для обычных контактов металл–полупроводник. Полученные зависимости тока и емкости от напряжения определяют характеристики новых перспективных приборов, в частности чувствительных микроволновых детекторов, работающих без смещения.

PACS: 73.30.+y, 73.63.-b, 73.40.Ei, 73.40.Sx

1. Введение

Модель контакта Мотта, в которой на границе с металлом имеется промежуточный нелегированный i-слой, была предложена в работах [1,2] и сыграла значимую роль в понимании явлений при контакте металла и полупроводника [3]. В недавней работе авторов [4] при анализе вольт-амперных характеристик (ВАХ) контактов с барьером Мотта была учтена неоднородность электрического поля в i-слое из-за пространственного заряда свободных носителей. На основе строгого решения одномерного уравнения Пуассона для потенциала были рассчитаны токи в термоэмиссионном и диффузионном приближениях. Было показано, что эффекты пространстенного заряда носителей тока приводят к сильным изменениям ВАХ для контатов с малой высотой барьреа $\Delta < 0.4$ eV. Вместе с тем именно низкобарьерные контакты без приложения напряжения смещения обеспечивают высокую чувствительность при детектировании сигналов миллиметрового диапазона длин волн [5,6]. В настоящей работе проводится подробный анализ вольт-амперных характеристик и зависимости емкости от напряжения контактов Мотта с ультрамалыми высотами барьеров, сравнимыми с тепловой энергией носителей тока.

2. Метод расчета потенциала, емкости и тока контакта с барьером Мотта

Рассматриваются структура металл–нелегированный слой полупроводника толщиной D–сильно легированная n^+-подложка. Координата x отсчитывается от границы с металлом в глубь полупроводника. Решается уравнение Пуассона для потенциала $f(x)$

$$\frac{d^2 f}{dx^2} = \frac{4\pi q}{\varepsilon}(n - N), \tag{1}$$

где $n = N_D \exp(qf/kT)$ — концентрация электронов, N — плотность ионизированных доноров ($N = 0$ при $x < D$, $N = N_D$ при $x > D$), ε — относительная диэлектрическая проницаемость. Граничные условия имеют вид $f = 0$ и $df/dx = 0$ при $x = +\infty$; f и df/dx — непрерывные функции при $x = D$. Подробно метод расчета приведен в работе [4]. Основная идея заключается в сшивании потенциала и его производной на границе слоев $i-n^+$ и в использовании значения потенциала в этой точке $f(D)$ в качестве свободного параметра. Применяются безразмерные переменные $\hat f = qf/kT$, $\hat V = qV/kT$, $\hat x = x/r_d$, $\hat D = D/r_d$ ($r_d = \sqrt{\varepsilon kT/4\pi q^2 N_D}$ — дебаевская длина), при этом решение имеет следующий вид:

$$\hat f(\hat x) = \ln\left[\frac{4bF\exp(\sqrt{2b}(\hat D - \hat x))}{[F\exp(\sqrt{2b}(\hat D - \hat x)) - 1]^2}\right], \tag{2}$$

$$F = \left[\sqrt{b\exp(b+1)+1} + \sqrt{b\exp(b+1)}\right]^2 \tag{3}$$

при условии, что $b = -\hat f(\hat D) - 1 > 0$;

$$\hat f(\hat x) = \ln\left[\frac{-b}{\sin^2\left(\sqrt{-b/2}(\hat D - \hat x) + \theta\right)}\right], \tag{4}$$

$$\theta = \arcsin\sqrt{-b\exp(b+1)} \tag{5}$$

при $b = -\hat f(\hat D) - 1 < 0$. Для выделенного значения $\hat f(\hat D) = -1$ ($b = 0$) решение опускаем.

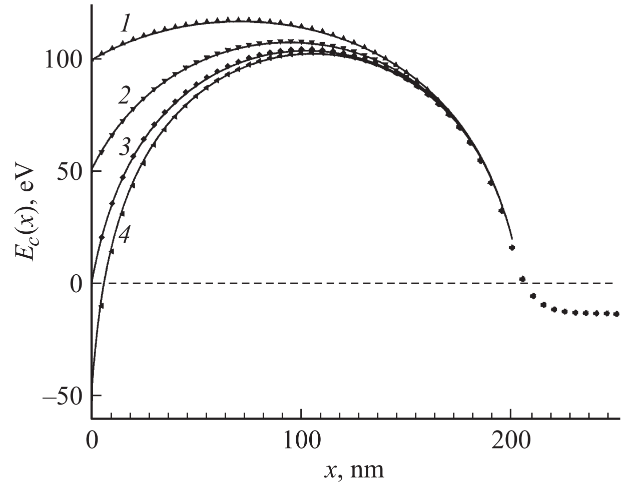

Рис. 1. Профиль дна зоны проводимости $E_C(x)$ при нулевом напряжении смещения контакта Мотта с различной эффективной высотой барьера. Δ, meV: *1* — 100, *2* — 50, *3* — 0, *4* — -50. $D = 200$ nm, $N_D = 5 \cdot 10^{17}\,\mathrm{cm}^{-3}$, $T = 300$ K. Сплошные линии — аналитический расчет, точки — численный расчет по программе Sim Windows [11].

Приложенное напряжение V определяется разностью химических потенциалов полупроводника и металла, откуда получаем

$$\hat{V} = \hat{f}(0) + \hat{\Delta} + \hat{\chi}, \tag{6}$$

где $\hat{\Delta} = \Delta/kT$ — нормированная высота барьера металл–пролупроводник (реальная или эффективная), $\hat{\chi} = \chi/kT$, $\chi = kT\ln(N_D/N_c)$, $N_c = 2(2\pi m_c kT/h^2)$ — эффективная плотность состояний. В дальнейшем под Δ понимаем эффективную высоту барьера, которая может изменяться в широких пределах за счет δ-легирования полупроводника вблизи границы с металлом [7,8]. Показано [8,9], что при правильно выбранных параметрах легирования модификация свойств барьера заключается в замене реальной высоты барьера Шоттки его эффективным значением Δ. Величина Δ может быть снижена до нуля и даже формально принимать отрицательные значения, если легирование настолько сильное, что δ-слой не обеднен и вероятность туннельных переходов между металлом и δ-слоем велика. Этот случай соответствует формированию невплавного омического контакта с металлом [7,10]. На рис. 1 приведены расчетные зависимости хода края зоны проводимости $E_c(x)$ при нулевых напряжениях. Выбраны следующие значения: $\Delta = 100$, 50, 0 и -50 meV, $D = 200$ nm, $N_D = 5 \cdot 10^{17}\,\mathrm{cm}^{-3}$, $T = 300$ K; остальные параметры здесь и далее отвечают арсениду галлия [3]. Видно, что поле существенно неоднородно и меняет знак внутри i-слоя, что связано с высокой концентрацией носителей, инжектированных в структуру при тепловом равновесии. При снижении эффективной высоты барьера Δ приближение статистики Больцмана по-прежнему обеспечивает достаточную точность расчетов. Об этом свидетельствует хорошее совпадение $E_c(x)$ с результатами численных расчетов по программе Sim Windows [11], использующей вырожденную статистику (данные представлены точками).

Используя решение для потенциалов, легко найти величину электрического поля на границе с металлом, заряд в области контакта $Q = \varepsilon f'_x(x)/4\pi$ и емкость на единицу площади $C = dQ/dV$. Опуская простые, но достаточно громоздкие вычисления, приведем окончательный ответ:

$$C = \frac{\varepsilon}{4\sqrt{2}\pi r_d}\,\frac{\exp(\hat{V} - \hat{\chi} - \hat{\Delta}) - \left(d\hat{V}/d\hat{f}(\hat{D})\right)^{-1}}{\sqrt{\exp(\hat{V} - \hat{\chi} - \hat{\Delta}) - \hat{f}(\hat{D}) - 1}}, \tag{7}$$

$$\frac{d\hat{V}}{d\hat{f}(\hat{D})} = -\frac{1}{b} + \left(\frac{2(b+1)}{(F-1)\exp(-b-1) - 2b} + \frac{\hat{D}}{\sqrt{2b}}\right) \times \frac{F\exp(\sqrt{2b}\,\hat{D}) + 1}{F\exp(\sqrt{2b}\,\hat{D}) - 1} \tag{8}$$

при условии, что $b = -\hat{f}(\hat{D}) - 1 > 0$;

$$C = \frac{\varepsilon}{4\sqrt{2}\pi r_d}\,\frac{\exp(\hat{V} - \hat{\chi} - \hat{\Delta}) - (d\hat{V}/d\hat{f}(\hat{D}))^{-1}}{\sqrt{\exp(\hat{V} - \hat{\chi} - \hat{\Delta}) - \hat{f}(\hat{D}) - 1}} \times \operatorname{sign}\left[\frac{\pi}{2} - \sqrt{-\frac{b}{2}}\,D - \theta\right], \tag{9}$$

$$\frac{d\hat{V}}{d\hat{f}(\hat{D})} = -\frac{1}{b} - \frac{\operatorname{ctg}(\hat{D}\sqrt{-b/2} + \theta)}{\sqrt{-b}} \times \left[\frac{\hat{D}}{\sqrt{2}} + \frac{b+1}{\sqrt{b + \exp(-b-1)}}\right] \tag{10}$$

при $b = -\hat{f}(\hat{D}) - 1 < 0$. При $\sqrt{-\frac{b}{2}}\,D + \theta > \frac{\pi}{2}$ меняется направление электрического поля на границе с металлом, что требует выбора отрицательного значения корня в знаменателе (9). Одновременно становится отрицательным числитель в (9) и емкость остается положительно определенной. Вычисляя емкость $C\left(\hat{f}(\hat{D})\right)$ по формулам (7), (8) или (9), (10) и напряжение $V\left(\hat{f}(\hat{D})\right)$ согласно (6) и (2), (3) или (6) и (3), (4), получаем параметрическую связь емкости C и напряжения V.

При вычислении тока рассмотрим только диффузионный режим. Для барьеров с округлой вершиной, представленных на рис. 1, при комнатной температуре этот режим является более вероятным [3,4]. Кроме того, качественное описание в термоэмиссионной модели оказывается похожим. Воспользуемся выражениями для диффузионного тока j из работы [4]

$$j \cong \frac{kT\mu N_c\exp(-\hat{\Delta})(\exp(\hat{V}) - 1)}{D} \times \frac{\exp(-\sqrt{2b}\,\hat{D})\left(F\exp(\sqrt{2b}\,\hat{D}) - 1\right)^2}{F^2\,\frac{\exp(\sqrt{2b}\,\hat{D}) - 1}{\sqrt{2b}\,\hat{D}} - 2F + \frac{1 - \exp(-\sqrt{2b}\,\hat{D})}{\sqrt{2b}\,\hat{D}}} \tag{11}$$

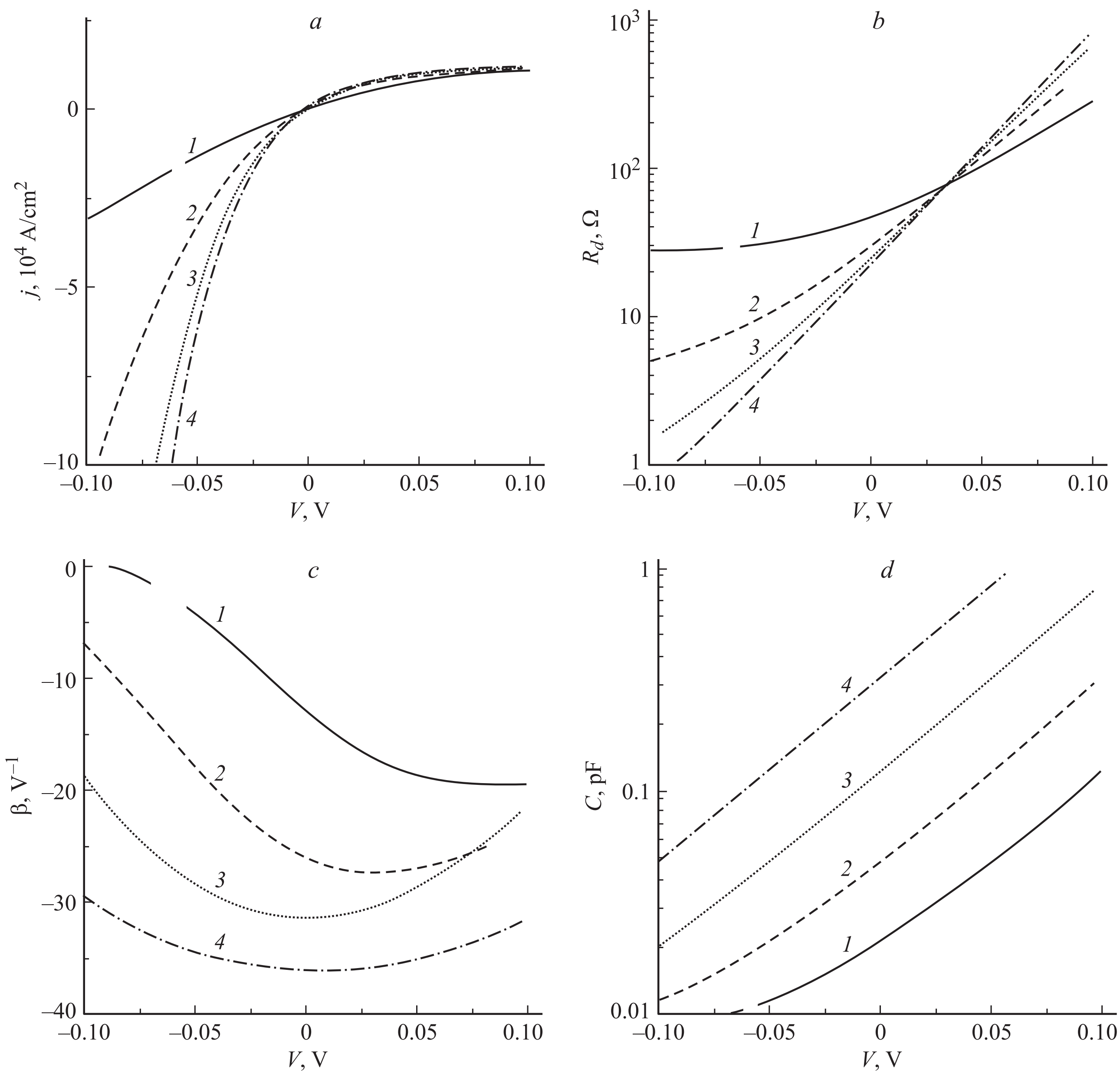

Рис. 2. Рассчитанные характеристики контакта Мотта в зависимости от приложенного смещения при различной эффективной высоте барьера. Δ, meV: *1* — 100, *2* — 50, *3* — 0, *4* — -50. *a* — плотность тока, *b* — дифференциальное сопротивление, *c* — коэффициент нелинейности, *d* — емкость. $D = 200$ nm, $N_D = 5 \cdot 10^{17}$ cm^{-3}, $T = 300$ K, $S = 10\,\mu$m^2.

при условии $b = -\hat{f}(\hat{D}) - 1 > 0$ и

$$j \cong \frac{kT\mu N_c \exp(-\hat{\Delta})(\exp(\hat{V}) - 1)}{D} \times \frac{2\sin^2\left(\sqrt{-b/2}\,\hat{D} + \theta\right)}{1 - \frac{\sin\left(\sqrt{-b/2}\,\hat{D}\right)\cos\left(\sqrt{-b/2}\,\hat{D} + 2\theta\right)}{\sqrt{-b/2}\,\hat{D}}} \qquad (12)$$

при $b = -\hat{f}(\hat{D}) - 1 < 0$, которые вместе с (6) определяют ВАХ. Здесь μ — подвижность носителей тока.

3. Результаты и обсуждение

Проиллюстрируем характеристики контакта с барьером Мотта при различных значениях эффективной высоты барьера $\Delta = 100$, 50, 0 и -50 meV. Другие параметры таковы: $D = 200$ nm, $T = 300$ K, $N_D = 5 \cdot 10^{17}$ cm^{-3}, $\mu = 4000$ cm^2/V $\cdot$ s. На рис. 2 приведены вольт-амперные и емкостные характеристики, а также зависимости дифференциального сопротивления R_d и коэффициента нелинейности $\beta = j''_{VV}/j'_V$ от напряжения. Для наглядности и возможности оценок зависимости $R_d(V)$ и $C(V)$ построены для площади контакта $S = 10\,\mu$m^2, являющейся

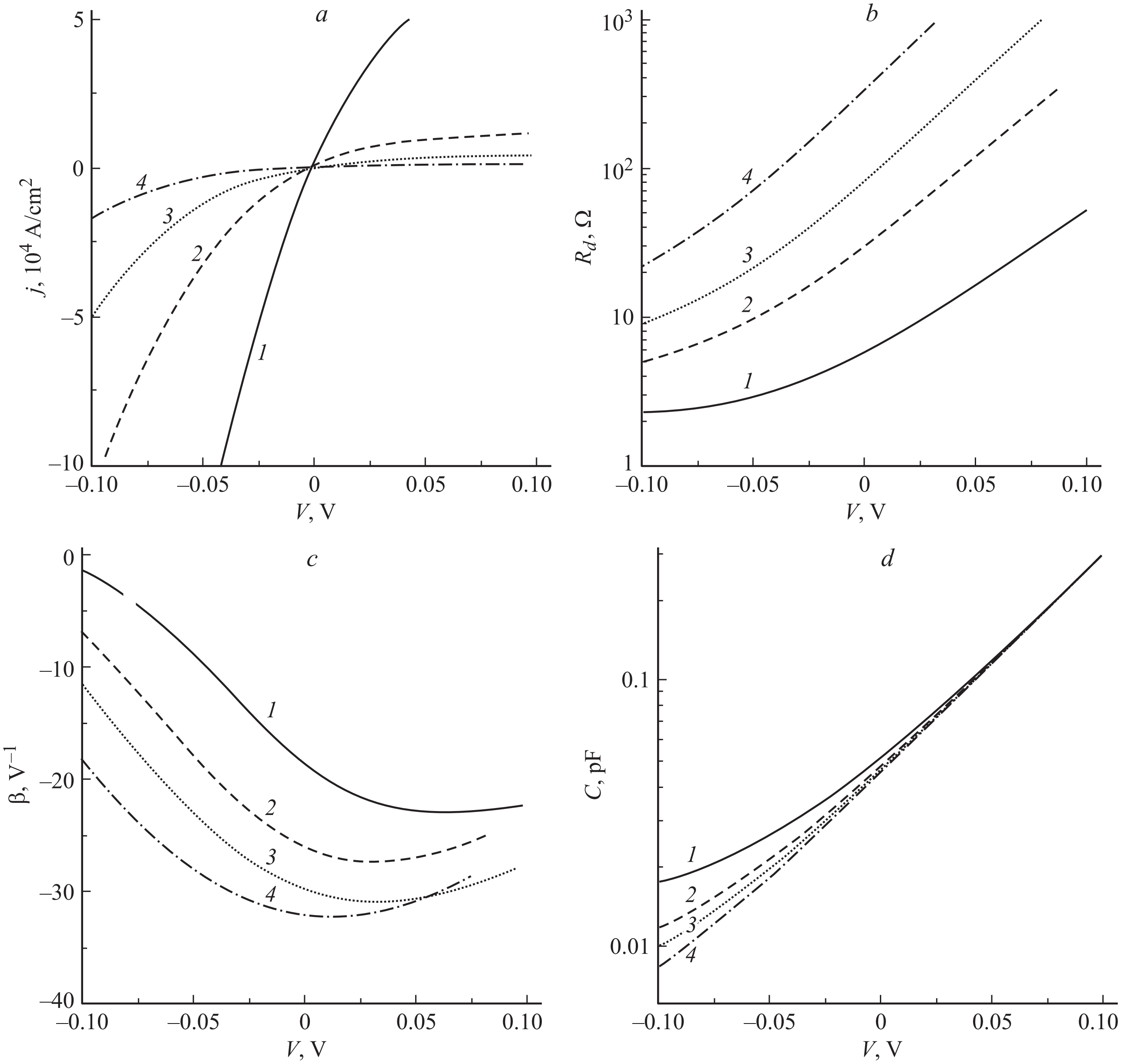

Рис. 3. Рассчитанные характеристики контакта Мотта в зависимости от приложенного смещения при различной толщине слоя. D, nm: *1* — 100, *2* — 200, *3* — 300, *4* — 500. *a* — плотность тока, *b* — дифференциальное сопротивление, *c* — коэффициент нелинейности, *d* — емкость. $\Delta = 50\,\text{meV}$, $N_D = 5 \cdot 10^{17}\,\text{cm}^{-3}$, $T = 300\,\text{K}$, $S = 10\,\mu\text{m}^2$.

типичной для диодов миллиметрового диапазона длин волн. Выбран сравнительно узкий диапазон напряжений, отвечающий малым токам, чтобы не учитывать влияние тока инжекции. Видно, что при уменьшении Δ происходит обращение направления выпрямления тока, меняется знак β, а R_d и C приобретают нарастающую экспоненциальную зависимость при положительных напряжениях смещения. Такое поведение связано с изменением механизма нелинейности контакта, поскольку определяющим становится нелинейный отклик пространственного заряда, инжектированного в i-слой. При тепловом равновесии это происходит при $\Delta < 100\,\text{meV}$. При $\Delta = 0\,\text{meV}$ нелинейность является значительной: $|\beta(0)| \geq 30\,\text{V}^{-1}$. Из зависимости $R_d(V)$ можно оценить величину фактора, характеризующего нелинейность, $n_0 \approx 1.2$. В области экспоненциальной зависимости емкости от напряжения из (9), (10) находим, что

$$C = \frac{\varepsilon}{4\sqrt{2}\pi r_d}\sqrt{\frac{N_c}{N_D}}\exp\left(\frac{\hat{V} - \hat{\Delta}}{2}\right). \tag{13}$$

Видно, что характерный масштаб напряжения составляет $2kT/q$ и емкость не зависит от D и N_D. Последняя величина сокращается при явной записи r_d. Таким образом, при фиксированном напряжении в (13) входит единственный параметр контакта — Δ, остальные — константы полупроводника.

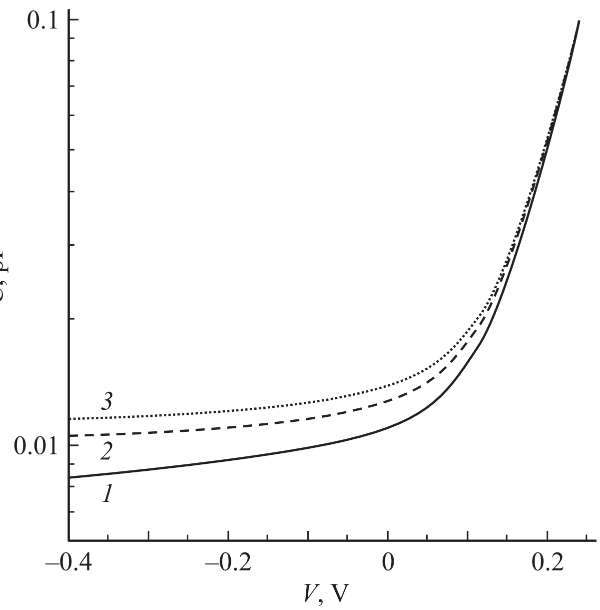

Рис. 4. Зависимость емкости контакта Мотта от приложенного смещения при различном уровне легирования подложки. N_D, cm^{-3}: *1* — $1 \cdot 10^{17}$, *2* — $5 \cdot 10^{17}$, *3* — $3 \cdot 10^{18}$. $\Delta = 250$ meV, $D = 100$ nm, $T = 300$ K, $S = 10\,\mu$m^2.

Изменяя толщину нелегированного слоя D, можно в определенных пределах модифицировать характеристики контактов. На рис. 3 показаны зависимости тока, дифференциального сопротивления, фактора нелинейности и емкости от напряжения при $\Delta = 50$ meV, $T = 300$ K, $N_D = 5 \cdot 10^{17}$ cm^{-3}, $\mu = 4000$ cm^2/V $\cdot$ s и нескольких значениях $D = 100$, 200, 300 и 500 nm. При вычислениях $R_d(V)$ и $C(V)$ площадь контакта $S = 10\,\mu$m^2. При увеличении D возрастают R_d и абсолютная величина β. Видно, что максимальные значения $|\beta|$ могут быть реализованы в области нулевых напряжений, что важно для детектирования с низким уровнем шума. При положительных смещениях концентрация инжектированных носителей велика, формируется виртуальный катод в i-слое и величина емкости (13) практически не зависит от D. При отрицательных напряжениях C приближается к геометрической емкости обедненного i-слоя.

Влияние уровня легирования n^+-слоя на ВАХ и емкость контактов Мотта с ультрамалым барьером оказывается слабым. Следует лишь повторить, что при повышении уровня легирования до слабого вырождения n^+-слоя сохраняется приемлемая точность расчетов [4]. Только при существенном повышении эффективной высоты барьера Δ происходит снижение концентрации носителей в i-слое и от N_D начинает в некоторой степени зависеть емкость контакта. На рис. 4 приведены зависимости $C(V)$ для такого случая: $\Delta = 250$ meV, $D = 100$ nm, $T = 300$ K, $\mu = 4000$ cm^2/V $\cdot$ s, $S = 10\,\mu$m^2, величина N_D изменяется от $1 \cdot 10^{17}$ до $3 \cdot 10^{18}$ cm^{-3}. Видно, что при изменении напряжения происходит переход от геометрической емкости обедненного i-слоя (с учетом области экранирования поля в n^+-слое) к резкой экспоненциальной зависимости при инжекции носителей тока.

4. Заключение

На основе аналитического решения для потенциала проанализированы токовые и емкостные характеристики контактов Мотта с ультрамалыми барьерами Δ порядка единиц kT. В этих условиях происходит смена механизма нелинейности контакта, определяющую роль начинает играть пространственный заряд носителей тока, инжектированных в i-область. Происходит обращение направления выпрямления тока. Для контакта металл–i-слой–n^+-подложка дифференциальное сопротивление $R_d(V)$ и емкость $C(V)$ приобретают экспоненциальные зависимости от V вблизи нулевого напряжения смещения. Рост отвечает увеличению положительного потенциала на металле. При обратных смещениях ток приближается к линейной зависимости от напряжения, емкость стремится к величине, определяемой геометрическими характеристиками обедненного i-слоя. Важно заметить, что при нулевых напряжениях смещения контакт с ультрамалым барьером обладает сильной квадратичной нелинейностью. Величина фактора нелинейности $|\beta|$ сопоставима со значением $\beta \approx 38\,\mathrm{V}^{-1}$ для идеального контакта Шоттки, но дифференциальное сопротивление оказывается на много порядков меньше. Другой особенностью контакта Мотта с ультрамалым барьером является сильная нелинейность емкости, которая должна учитываться при проектировании чувствительных детекторов или других приборов для приема и преобразования электромагнитного излучения.

Список литературы

[1] N.F. Mott. Proc. Cambr. Philos. Soc. **34**, 568 (1938).
[2] N.F. Mott. Proc. Roy. Soc. Ser. A **171**, 27 (1939).
[3] E.H. Rhoderick, R.H. Williams. Metal–semiconductor contacts. Claredon Press, Oxford (1988). 252 p.
[4] В.И. Шашкин, А.В. Мурель. ФТТ **50**, 519 (2008).
[5] В.И. Шашкин, В.Л. Вакс, В.М. Данильцев, А.В. Масловский, А.В. Мурель, С.Д. Никифоров, Ю.И. Чеченин. Изв. вузов. Радиофизика **48**, 544 (2005).
[6] V.I. Shashkin, Yu.A. Drjagin, V.R. Zakamov, S.V. Krivov, L.M. Kukin, A.V. Murel, Y.I. Chechenin. Int. J. Infrared Millimeter Waves **28**, 945 (2007).
[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] В.И. Шашкин, А.В. Мурель. ФТП **38**, 574 (2004).
[10] E.F. Schubert, J.E. Conningham, W.T. Tsang, T.H. Chiu. Appl. Phys. Lett. **49**, 292 (1986).
[11] D.W. Winston, R.E. Hayes. Proc. Int. Symp. on compound semic. San-Diego CA (1994). P. 747.