

Решение задачи инжекции носителей тока в изолирующий слой при самосогласованных граничных условиях на контактах

© В.И. Шашкин[¶], Н.В. Востоков

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

(Получена 12 марта 2008 г. Принята к печати 20 марта 2008 г.)

В дрейфово-диффузионном приближении получено аналитическое решение задачи об инжекции носителей тока в изолирующий i -слой конечной толщины при учете самосогласованных граничных условий. Главным допущением является пренебрежение собственным легированием i -слоя. Решение позволяет рассчитать потенциал, электрическое поле и вольт-амперные характеристики целого ряда структур: металл — i - n^+ (или p^+)-полупроводник, металл— i -слой—металл и $n^+(p^+)$ - i - $n^+(p^+)$ -структур. Решение допускает обобщение для структур, имеющих гетеробарьеры на границе полупроводниковых слоев. Предложенный подход учитывает контактные явления и объемные эффекты, связанные с ограничением тока пространственным зарядом в i -слое. Решение справедливо как в предельных случаях, так и в переходных режимах.

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

1. Введение

Известно, что при наличии в структуре промежуточного изолирующего или нелегированного i -слоя важную роль могут иметь инжекция носителей заряда из контактов и токи, ограниченные пространственным зарядом [1,2]. Такое поведение характерно для структур с низкими инжекционными барьерами или омическими контактами, поставляющими большое количество носителей в i -слой в некотором диапазоне напряжений смещения. При этом инжектированные носители определяют характер токопереноса и приводят (в простейшем случае отсутствия ловушек для заряда) к известной зависимости тока $j \propto V^2/L^3$, где V — приложенное напряжение, L — толщина нелегированного слоя. В этом случае доминируют объемные свойства полупроводника, роль контактов незначительна. В другом предельном случае, когда имеются потенциальные барьеры на границах i -слоя, контактные явления становятся определяющими [1,3]. Основной характеристикой становится высота барьера Δ и вольт-амперные характеристики (ВАХ) приобретают экспоненциальную зависимость в некотором диапазоне напряжений смещения $j \propto \exp(-\Delta/kT + qV/kT)$, где k — постоянная Больцмана, T — температура, q — элементарный заряд.

Очевидно, что при определенных параметрах оба механизма токопереноса могут быть существенны и должны конкурировать друг с другом. Анализ этой ситуации в общем случае требует определения тока в i -слое при учете граничных условий на обоих контактах. Эта задача, сформулированная в дрейфово-диффузионном приближении для i -слоя конечной толщины L , имеет более чем полувековую историю. Ввиду громоздкости расчетов первые [4,5] и последу-

ющие [2] попытки получить самосогласованное аналитическое решение не были завершены. Наиболее продвинутым представляется подход, развитый в последнее время [6,7] для анализа тока в структуре металл—органический полупроводник—сильно легированный полупроводниковый контакт. Однако при нахождении аналитического решения в [7] был сделан ряд неоправданных допущений и расчет также не был доведен до конца.

В данной работе получено самосогласованное аналитическое решение в дрейфово-диффузионном приближении для инжекционного тока через изолирующий i -слой конечной толщины. Основным допущением является пренебрежение объемным легированием i -слоя. Выведены физически обоснованные граничные условия для контакта i -слоя с металлом и вырожденным полупроводником. В подходе учитывается, что на границе полупроводниковых слоев может присутствовать дополнительный разрыв края зоны Δ_i , ограничивающий инжекцию носителей тока. Таким образом, полученное решение учитывает объемные и контактные явления при инжекции в полупроводниковый слой и позволяет, в частности, рассчитать ВАХ для структур металл—изолирующий i -слой—сильно легированная полупроводниковая подложка.

2. Основные соотношения дрейфово-диффузионного подхода

Для определенности задача решается для электронов. Рассматривается слоистая структура: металл—нелегированный i -слой толщины L —сильно легированная n^+ -подложка. Координата x отсчитывается от границы с металлом в глубь полупроводниковой структуры. Разрыв в зоне проводимости на границе полупроводников со-

[¶] E-mail: sha@ipm.sci-nnov.ru

ставляет Δ_i . Запишем основные уравнения для i -слоя [1]:

$$\chi = kT \cdot \ln \left[\frac{n}{N} \right] + \Delta_i - q\psi, \quad (1)$$

$$j = n \cdot \mu \frac{d\chi}{dx}, \quad (2)$$

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{qn}{\varepsilon\varepsilon_0}, \quad (3)$$

где χ — электрохимический потенциал, n — концентрация, $N = 2(2\pi m \cdot kT/h^2)^{3/2}$ — эффективная плотность состояний, ψ — электрический потенциал, μ — подвижность, $E = -d\psi/dx$ — напряженность электрического поля, ε — относительная диэлектрическая проницаемость, ε_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума. Из (1)–(3) следует дифференциальное нелинейное уравнение 2-го порядка для электрического поля:

$$\frac{kT}{q} E'' + E \cdot E' = -\frac{j}{\mu \cdot \varepsilon\varepsilon_0}. \quad (4)$$

Для n^+ -подложки воспользуемся приближением Томаса–Ферми [8] и запишем следующие уравнения [1]:

$$\chi_s(x) = \frac{\hbar^2}{2m_s} [3\pi^2 \cdot n_s(x)]^{2/3} - q\psi_s(x), \quad (5)$$

$$j = \frac{\sigma}{q} \frac{d\chi_s}{dx}, \quad (6)$$

$$\frac{dE_s}{dx} = -\frac{q}{\varepsilon_s\varepsilon_0} (n_s - N_0), \quad (7)$$

где m_s — эффективная масса, n_s — концентрация, N_0 — плотность ионизированных доноров, ψ_s — потенциал, σ и ε_s — соответственно проводимость и относительная диэлектрическая проницаемость n^+ -слоя. Мы полагаем, что $\psi_s = 0$, электрическое поле $E_s \equiv -d\psi_s/dx = 0$, $n_s = N_0$ и $\chi_s = \chi_0$ при $x \rightarrow +\infty$. Из уравнений легко найти решение для поля в n^+ -слое:

$$E_s(x) = \left[E_s(L) - \frac{j}{\sigma} \right] \exp \left[\frac{L-x}{l} \right] + \frac{j}{\sigma}, \quad x \geq L, \quad (8)$$

где

$$l = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s\varepsilon_0 \cdot \chi_0}{3q^2 \cdot N_0}}, \quad (9)$$

что отвечает длине экранирования Томаса–Ферми. Для упрощения задачи всюду в дальнейшем будем считать, что проводимость сильно легированной подложки достаточно велика, чтобы в (8) можно было пренебречь слагаемыми с током. Такое предположение оправдано в большинстве случаев. Небольшой вклад последовательного сопротивления можно учесть в самом конце, после расчета ВАХ структур. В результате имеем решение для задачи линейного экранирования:

$$E_s(x) = E_s(L) \exp \left[\frac{L-x}{l} \right], \quad x \geq L. \quad (10)$$

Решения (8) и (10) определяют характерный масштаб длины — l (9), что позволяет записать основное уравнение (4) в безразмерном виде:

$$\hat{E}'' + \hat{E} \cdot \hat{E}' + \hat{j} = 0, \quad (11)$$

где

$$\hat{x} = \frac{x}{l}, \quad (12)$$

$$\hat{E} = \frac{ql \cdot E}{kT}, \quad (13)$$

$$\hat{j} = \frac{q^2 l^3}{\mu \cdot \varepsilon\varepsilon_0 (kT)^2} j. \quad (14)$$

Уравнение (11) можно один раз проинтегрировать:

$$\hat{E}' + \frac{\hat{E}^2}{2} + \hat{j} \cdot \hat{x} = A. \quad (15)$$

Это уравнение хорошо изучено и его решение известно (см., например, [4,5]). Решение удобно представить через функции Эйри [9]:

$$\hat{E}(\hat{x}) = \Phi(y) \equiv -2 \left[\frac{\hat{j}}{2} \right]^{1/3} \frac{Ai'(y) + C \cdot Bi'(y)}{Ai(y) + C \cdot Bi(y)}, \quad (16)$$

$$y(\hat{x}) = \left[\frac{\hat{j}}{2} \right]^{1/3} \left[\frac{A}{\hat{j}} - \hat{x} \right]. \quad (17)$$

Штрихи обозначают производные от функций Эйри по аргументу. Константы A и C должны быть определены из граничных условий.

3. Формулировка граничных условий и нахождение самосогласованных решений для поля, потенциала и тока

Очевидно, что для потенциала и электрического поля на границе i - n^+ -слоев должны выполняться следующие условия:

$$\psi(L) = \psi_s(L), \quad (18)$$

$$\varepsilon \cdot E(L) = \varepsilon_s \cdot E_s(L). \quad (19)$$

Также на границах должна быть непрерывной величина электрохимического потенциала. Приравнявая при $x = L$ выражения (1) и (5) с учетом (3), (10) и (19), получаем

$$\hat{E}'(L) = -\frac{1}{\alpha} \exp \left[\frac{\varepsilon}{\varepsilon_s} \hat{E}(L) + \frac{\chi_0 - \Delta_i}{kT} \right], \quad (20)$$

$$\alpha = \frac{\varepsilon_s \varepsilon_0 \cdot kT}{q^2 \cdot N \cdot l^2}. \quad (21)$$

По существу полученные выражения при учете уравнения Пуассона (3) определяют концентрацию электронов на правой границе i -слоя.

Далее, приравнявая электрохимический потенциал полупроводника на границе с металлом к $\chi(0) \equiv \chi_0 - q \cdot V$, где V — приложенное напряжение, получаем еще одно граничное условие:

$$\hat{E}'(0) = -\frac{1}{\alpha} \exp \left[-\frac{\Delta}{kT} \right]. \quad (22)$$

Здесь Δ обозначает высоту потенциального барьера на границе с металлом. Вместе с (3) это условие позволяет определить концентрацию электронов в i -слое на границе с металлом. Вместе с этим получаем выражение для приложенного напряжения:

$$qV = q \cdot \psi(0) + \chi_0 + \Delta - \Delta_i. \quad (23)$$

Условие (20) позволяет определить константу A :

$$A [\hat{E}(L), \hat{j}] = -\frac{1}{\alpha} \exp \left[\frac{\varepsilon}{\varepsilon_s} \hat{E}(L) + \frac{\chi_0 - \Delta_i}{kT} \right] + \frac{1}{2} \hat{E}^2(L) + \hat{j} \cdot L, \quad (24)$$

которая зависит от параметров — значения поля на границе и тока. Далее из (15) и (22) можно определить величину поля на границе с металлом:

$$\hat{E}(0) = \pm \sqrt{2A + \frac{2}{\alpha} \exp \left[-\frac{\Delta}{kT} \right]}. \quad (25)$$

Выбор знака перед корнем зависит от хода потенциала в i -слое. При монотонной зависимости потенциала от координаты электрическое поле всюду отрицательно и следует выбирать минус. После формирования виртуального катода в i -слое знак электрического поля на границе с металлом меняется, что соответствует знаку плюс в (25). Из (16) и (25) можно определить константу C :

$$C [\hat{E}(L), \hat{j}] = -\frac{\hat{E}(0)Ai(y(0)) + 2 \left[\frac{\hat{j}}{2} \right]^{1/3} Ai'(y(0))}{\hat{E}(0)Bi(y(0)) + 2 \left[\frac{\hat{j}}{2} \right]^{1/3} Bi'(y(0))}. \quad (26)$$

Подставляя в (16) и (17) найденные константы A и C , мы получаем решение для электрического поля, которое зависит от двух параметров — тока \hat{j} и значения электрического поля на границе — $\hat{E}(\hat{L})$. Полагая $x = L$, получаем трансцендентное уравнение

$$\hat{E}(\hat{L}) = \Phi(y(L), \hat{j}, \hat{E}(\hat{L})), \quad (27)$$

которое при каждом значении тока \hat{j} позволяет определить величину электрического поля на границе слоев — $\hat{E}(\hat{L})$. После установления связи \hat{j} и $\hat{E}(\hat{L})$ решение для электрического поля (16), (17) полностью определено и зависит только от одного параметра — тока \hat{j} . После этого несложно получить решение для потенциала и с

использованием соотношений (10), (19) и (23) вычислить приложенное напряжение:

$$V = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_s} \hat{E}(\hat{L}) + \chi_0 + \Delta - \Delta_i - 2 \cdot \ln \left[\frac{Ai(y(0)) + C \cdot Bi(y(0))}{Ai(y(\hat{L})) + C \cdot Bi(y(\hat{L}))} \right]. \quad (28)$$

При известной связи \hat{j} и $\hat{E}(\hat{L})$ это соотношение определяет ВАХ структуры.

4. Результаты и обсуждение

Полученное аналитическое решение основано на использовании физически ясных граничных условий на обеих сторонах полупроводникового слоя конечной толщины L и по этой причине является строгим. В этом состоит главное отличие от подхода работы [7], где авторы привлекли асимптотические представления для определения констант в решении.

Для иллюстрации основных закономерностей проведем расчеты ВАХ для ряда структур на основе арсенида галлия. Мы полагаем под величиной Δ эффективную высоту барьера на границе с металлом, которая может изменяться в широких пределах. Уменьшение эффективной высоты барьера (вплоть до нуля) может быть достигнуто, например, специальным δ -легированием полупроводника в непосредственной близости от металла [10,11]. Выбраны следующие значения параметров: $T = 300$ К, $N_0 = 3 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$, $\varepsilon = \varepsilon_s = 13$, $\mu = 4000$ см 2 /В·с. На рис. 1 толстыми линиями приведены расчетные ВАХ для прямого направления смещения (электроны инжектируются в i -слой из подложки)

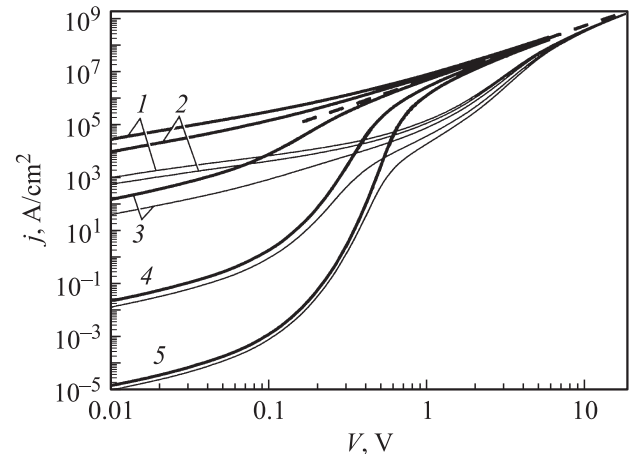


Рис. 1. Расчетные ВАХ контакта Мотта для прямого направления смещения при эффективной высоте барьера Δ , эВ: 1 — 0, 2 — 0.1, 3 — 0.25, 4 — 0.5, 5 — 0.7 и $L = 100$ нм (толстые линии). Тонкими линиями приведены ВАХ для гипотетических гетероструктур, у которых добавлен барьер $\Delta_i = 0.3$ эВ, а другие параметры оставлены без изменения. Пунктирной линией показана квадратичная зависимость Мотта-Герни (29).

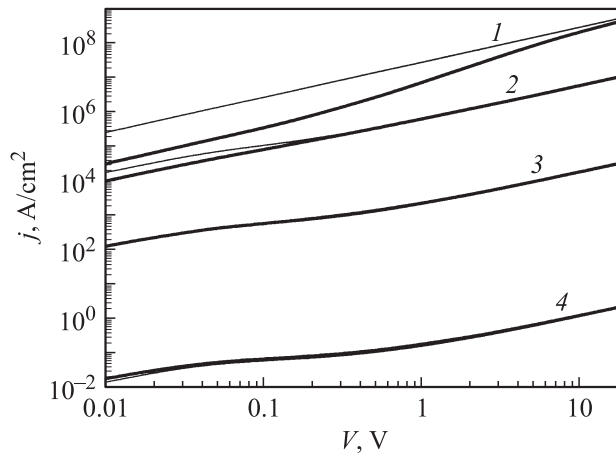


Рис. 2. Расчетные ВАХ контакта Мотта для обратного направления смещения при эффективной высоте барьера Δ , эВ: 1 — 0, 2 — 0.1, 3 — 0.25, 4 — 0.5 и $L = 100$ нм (толстые линии). Тонкими линиями показаны зависимости, полученные с помощью формулы (30).

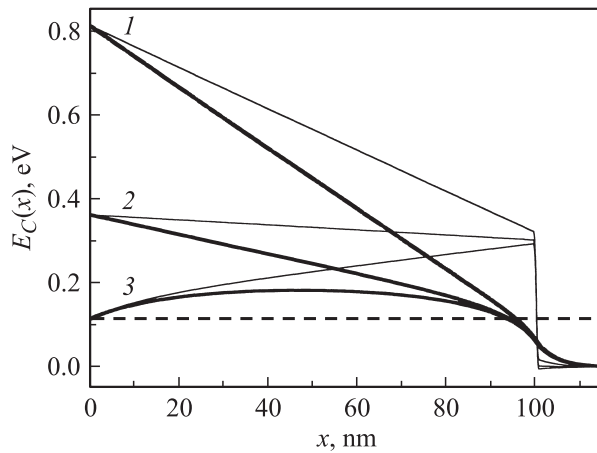


Рис. 3. Ход дна зоны проводимости $E_C(x)$ в полупроводнике при нулевом напряжении смещения контакта Мотта с эффективной высотой барьера Δ , эВ: 1 — 0.7, 2 — 0.25, 3 — 0. Толстые линии — $\Delta_i = 0$ эВ, тонкие — $\Delta_i = 0.3$ эВ.

при изменении эффективной высоты барьера Δ от 0.7 до 0 эВ и $L = 100$ нм. Видно, что для структур с высоким барьером $\Delta \geq 0.5$ эВ имеется интервал напряжений, где ток растет экспоненциально. Для низкобарьерных структур с $\Delta \leq 0.1$ эВ такой интервал экспоненциального роста отсутствует. При больших напряжениях (токах) все кривые приближаются к квадратичной зависимости, характерной для токов, ограниченных пространственным зарядом [1,2]:

$$j = \frac{9 \cdot \mu \cdot \varepsilon \varepsilon_0}{8 \cdot L^3} V^2. \quad (29)$$

Из рисунка следует, что для выбранных значений параметров такие высокие плотности тока не могут быть реализованы в эксперименте.

На рис. 2 показаны расчетные ВАХ для обратного направления смещения при изменении Δ от 0.5 до 0 эВ и $L = 100$ нм (толстые линии). Тонкими линиями на рисунке приведены зависимости тока для контакта с барьером Мотта [1,3]:

$$j = \frac{\mu \cdot N(\Delta - qV)}{L} \exp\left[-\frac{\Delta}{kT}\right] \frac{\exp\left[\frac{qV}{kT}\right] - 1}{1 - \exp\left[\frac{-\Delta + qV}{kT}\right]}. \quad (30)$$

Отличия этих зависимостей от расчетных наиболее сильны для малых барьеров, когда неоднородность электрического поля в i -слое велика из-за пространственного заряда электронов.

Чтобы продемонстрировать влияние барьера Δ_i на границе полупроводниковых слоев, на рис. 1 тонкими линиями приведены ВАХ для гипотетических гетероструктур, у которых добавлен барьер $\Delta_i = 0.3$ эВ, а другие параметры оставлены без изменения. Дополнительный барьер Δ_i заметно уменьшает ток в структурах с малыми барьерами на границе с металлом $\Delta \leq 0.25$ эВ. Также он ограничивает инжекцию при больших напряжениях смещения. Такое влияние Δ_i достаточно очевидно и связано с изменением потенциального барьера для электронов. На рис. 3 показан ход края зоны проводимости в равновесных условиях при $\Delta = 0.7, 0.25$ и 0 эВ и $\Delta_i = 0$ и 0.3 эВ.

Варьирование толщины i -слоя L приводит к изменениям в ВАХ, которые согласуются с зависимостями (29), (30) в соответствующих областях параметров. На рис. 4 толстыми линиями приведены расчетные ВАХ при $\Delta_i = 0, \Delta = 0.5$ и 0.25 эВ и $L = 50, 200$ и 500 нм. Тонкими линиями показаны соответствующие зависимости, полученные с помощью формулы (30). Видно также, что при уменьшении Δ зависимость тока от L в области линейной проводимости становится более сильной, чем $j \propto L^{-1}$, согласно (30).

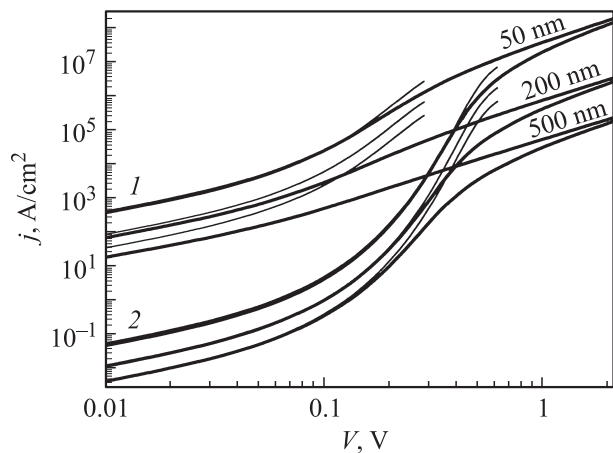


Рис. 4. Расчетные ВАХ для $L = 50, 200$ и 500 нм; $\Delta = 0.25$ эВ — группа толстых линий 1, $\Delta = 0.5$ эВ — группа толстых линий 2. Тонкими линиями показаны соответствующие зависимости, полученные с помощью формулы (30).

Влияние уровня легирования n^+ -слоя на ВАХ структур является слабым. Нужно лишь отметить, что использование статистики Больцмана для i -слоя (1) обеспечивает достаточную точность благодаря тому, что ток определяется областью максимума потенциального барьера, который отстоит от уровня электрохимического потенциала в большинстве случаев на величину много больше или хотя бы нескольких kT [12].

5. Обобщение решения для структур с металлическими и вырожденными полупроводниковыми контактами

Следует заметить, что предложенный подход к решению задачи инжекции носителей тока можно использовать при других условиях на границах i -слоя, когда оба контакта являются металлами или вырожденными полупроводниками.

Первый случай очень похож на рассмотренный выше. При решении следует воспользоваться выражениями вида (22) на обеих границах. Значения высот барьеров на границах могут отличаться. Все дальнейшие шаги очень похожи, а численные расчеты даже упрощаются.

Для второго случая с полупроводниковыми n^+ -контактами ситуация более сложная, поскольку из-за экранирования присутствуют падения потенциала в обоих контактах, и значения полей на границах $E(0)$ и $E(L)$ становятся параметрами задачи и должны быть определены самосогласованно. Тем не менее задача имеет решение. Отличие состоит в использовании выражения вида (20) с соответствующими параметрами разрыва зоны и легирования при $x = 0$. Для упрощения формул приведем граничное условие при $x = 0$, когда параметры контактных слоев полностью совпадают:

$$\hat{E}'(0) = -\frac{1}{\alpha} \exp \left[\frac{\varepsilon}{\varepsilon_s} \hat{E}(0) + \frac{\chi_0 - \Delta_i}{kT} \right]. \quad (31)$$

Для нахождения связи тока \hat{j} с самосогласованными значениями полей на границах $E(0)$ и $E(L)$ приходится решать систему трансцендентных уравнений:

$$\hat{E}(0) = \Phi(y(0), \hat{j}, \hat{E}(0), \hat{E}(L)), \quad (32)$$

$$\hat{E}(L) = \Phi(y(L), \hat{j}, \hat{E}(0), \hat{E}(L)). \quad (33)$$

Наконец, при определении приложенного напряжения вместо (23) следует использовать очевидное соотношение

$$qV = q \cdot \psi(-\infty). \quad (34)$$

Проиллюстрировать в настоящей работе решение задачи для всех этих случаев не представляется возможным. Также важно провести сопоставление с экспериментом и более подробно определить области параметров и приложенных смещений, где справедливо дрейфово-диффузионное приближение. Этому будет посвящена отдельная работа.

6. Заключение

В дрейфово-диффузионном приближении получено аналитическое решение задачи об инжекции носителей тока в изолирующий i -слой конечной толщины. Главным допущением является пренебрежение собственным легированием в i -слое. При нахождении решения использованы самосогласованные граничные условия на обеих сторонах i -слоя. Граничные условия имеют ясный физический смысл и обеспечивают непрерывность электрического потенциала, индукции и электрохимического потенциала в структуре. Показано, что решение может быть найдено для широкого класса структур с различными контактами. Рассматриваются металлические и вырожденные полупроводниковые контактные слои. Показано, что решение может быть определено для любой комбинации контактов: металл- i - n^+ (или p^+)-полупроводник, металл- i -слой-металл и $n^+(p^+)$ - i - $n^+(p^+)$ -структур с различным уровнем легирования контактных слоев. Величина барьера на границе с металлом является свободным параметром задачи. Существенно также то, что решение применимо для гетероструктур с разрывом зоны проводимости на границе полупроводниковых слоев, формирующим дополнительный потенциальный барьер для носителей тока. При полупроводниковых контактах величины разрывов зон на противоположных границах i -слоя могут отличаться. Нахождение потенциала и электрического поля сводится к решению одного или системы из двух трансцендентных уравнений. Каждое такое решение задает связь величины тока и приложенного напряжения и в конечном итоге определяет ВАХ структур.

Для структур типа металл- i -слой- n^+ -подложка проведены демонстрационные расчеты и построены ВАХ структуры. Показано, что решение описывает различные режимы протекания тока. При высоких потенциальных барьерах контактные явления доминируют, и на ВАХ присутствует участок с экспоненциальной зависимостью от напряжения. При низких барьерах (инжектирующих контактах) ток ограничен пространственным зарядом и объемные свойства полупроводникового i -слоя (его толщина, подвижность носителей и др.) выходят на первый план. Зависимость тока от напряжения приближается к квадратичной. Проиллюстрированы также и промежуточные режимы протекания тока, когда при изменении напряжения смещения доминируют разные эффекты. Таким образом, показано, что все эти достаточно хорошо исследованные предельные случаи транспорта носителей тока можно описать в едином подходе. Это облегчает описание промежуточных транспортных режимов и может открыть дополнительные возможности диагностики и оптимизации характеристик приборных структур в практических приложениях.

Авторы выражают благодарность А.В. Мурелю за многочисленные полезные обсуждения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 06-02-16474).

Список литературы

- [1] В.Л. Бонч-Бруевич, Л.Г. Калашников. *Физика полупроводников* (М., Наука, 1990).
- [2] М. Ламперт, П. Марк. *Инжекционные токи в твердых телах* (М., Мир, 1973).
- [3] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984) т. 1.
- [4] S.M. Skinner. *J. Appl. Phys.*, **26**, 509 (1955).
- [5] J. Lindmayer, J. Reynolds, C. Wrigley. *J. Appl. Phys.*, **34**, 809 (1963).
- [6] F. Neumann, Y.A. Genenko, C. Melzer, H. von Seggern. *J. Appl. Phys.*, **100**, 084 511 (2006).
- [7] F. Neumann, Y.A. Genenko, C. Melzer, S.V. Yampolskii, H. von Seggern. *Phys. Rev. B*, **75**, 205 322 (2007).
- [8] Н. Ашкрофт, Н. Мермин. *Физика твердого тела* (М., Мир, 1979) т. 1.
- [9] *Справочник по специальным функциям*, под ред. М. Абрамовица, И. Стиган (М., Наука, 1979).
- [10] В.И. Шашкин, А.В. Мурель, Ю.Н. Дроздов, В.М. Данильцев, О.И. Хрыкин. *Микроэлектроника*, **26**, 57 (1997).
- [11] В.И. Шашкин, А.В. Мурель, В.М. Данильцев, О.И. Хрыкин. *ФТП*, **36**, 537 (2002).
- [12] В.И. Шашкин, А.В. Мурель. *ФТТ*, **50**, 519 (2008).

Редактор Л.В. Беляков

Solution of a problem of charge-carrier injection in insulating layer with self-consistent boundary conditions at contacts

V.I. Shashkin, N.V. Vostokov

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

Abstract We present analytical solution of a problem of charge-carrier injection in insulating i -layer of limited thickness based on drift-diffusion approximation and self-consistent boundary conditions. The main assumption is neglecting of intrinsic doping of i -layer. Solution gives possibility to calculate potential, electric field and current-voltage characteristics for a series of structures: metal — i - n^+ (or p^+)-semiconductor, metal- i -metal and $n^+(p^+)$ - i - $n^+(p^+)$ -structures. Solution permits an extension for heterostructures with barriers at interfaces between semiconductor layers. Developed approach takes into account contact, as well as bulk phenomena due to space-charge-limited current density in i -layer. Solution has validity in limiting cases and in intermediate conditions.