

©1995 г.

ТЕМНОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ И ТОК В ВЫСОКООМНЫХ СИЛЬНО СМЕЩЕННЫХ СТРУКТУРАХ МЕТАЛЛ–ДИЭЛЕКТРИК–ПОЛУПРОВОДНИК

Б.И.Резников, Г.В.Царенков

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской Академии Наук, 194021, Санкт-Петербург, Россия
(Получена 27 марта 1995 г. Принята к печати 1 апреля 1995 г.)

Теоретически исследовано влияние высоты барьера Шоттки, туннельной прозрачности диэлектрика и других параметров на темновые характеристики высокоомных сильно смещенных МДПДМ структур с одиночным глубоким примесным уровнем. Найдены условия однородности электрического поля в структуре и показано, что уменьшение туннельной прозрачности приводит к раскомпенсации свободного и связанного зарядов и увеличению электрического поля вблизи анода. Определены условия инверсии (смены знака) поля у анода и область параметров, соответствующих возрастанию поля у катода с положительной кризисной.

1. Введение

Электрические поля вблизи контакта металла с изолятором и полупроводником и вольт-амперные характеристики структур с поверхностными барьерами изучаются свыше 50 лет. Мотт и Герни [1] определили поле и плотность электронов вблизи источника электронной эмиссии в отсутствие и при наличии слабых внешних полей. В первом случае при нулевом токе они установили убывание электрического поля по гиперболическому закону на расстояниях, превосходящих характерный масштаб, примерно равный дебаевскому радиусу. Во втором случае при незначительном влиянии диффузии (напряжение смещения $V \gg kT/e$) они получили корневую зависимость напряженности поля от координаты типа $E \sim \sqrt{x}$ и ток, ограниченный объемным зарядом, $j \sim V^2/d^3$ (d — размер кристалла). Данное рассмотрение послужило основой упрощенной теории монополярной инжекции, развитой Лампертом и Марком [2], которые учли дополнительный фактор — объемный заряд глубоких примесных уровней. Пренебрежение диффузионным током и рассмотрение катода как бесконечного резервуара

инжектируемых электронов позволило поставить приближенное граничное условие $E(0) = 0$, получить решение уравнения Пуассона, не зависящее от особенностей контактов и рассмотреть ряд физических моделей (идеальный изолятор, безловушечный изолятор с равновесными свободными носителями, изолятор с ловушками и т. д.).

Дальнейшее усложнение описания проходило по линии учета диффузии, детализации граничных условий, описывающих обмен носителями через поверхность раздела (формула (9.9) работы [2]), и рассмотрения двух типов носителей. Постановка эмиссионных граничных условий делает решение явно зависящим от свойств контактов, так как скорость обмена носителями определяет их поверхностную концентрацию, объемный заряд и распределение поля вблизи поверхности. Естественно, что вместе с детализацией росло число параметров задачи и результаты приобретали более частный характер. Обзор многочисленных работ, приведенный в [2], свидетельствует также, что по мере усложнения описания уменьшается количество результатов, связанных с дифференциальными характеристиками. Это же относится и к последующим работам, где учтены новые физические факторы, в частности, поверхностная рекомбинация и изменение величины поверхностности барьеров [3]. Полученные результаты, однако, относятся к зависимости тока от напряжения, частоты и интенсивности падающего излучения и не содержат информации об электрических полях. Повидимому, это связано с тем, что исследуются низкоомные полупроводники, где выделены области объемного заряда и квазинейтральности, и пространственное распределение поля определено в основном легированием и слабо меняется с освещением.

Применение широкозонных высокоомных компенсированных кристаллов в приборах, использующих эффект пространственной перестройки поля при освещении, стимулировало экспериментальные [4,5] и теоретические [6,7] исследования фотоэффекта и распределения электрических полей. Темновая задача в [4-7] рассматривалась как частный случай. В работе [6] для структуры металл-полупроводник-металл (МПМ) на основе чистого кристалла, не содержащего глубокой примеси, приводится ряд результатов, полученных в рамках полной системы уравнений диффузионно-дрейфового приближения с граничными условиями, описывающими эмиссию носителей через поверхность раздела металл-полупроводник. В [7] было исследовано влияние концентрации глубокой примеси на распределение электрического поля и ток в высокоомной МПМ структуре, содержащей глубокие примесные уровни. Численные расчеты проводились для значений параметров, соответствующих уровню, являющемуся центром прилипания для дырок. Результаты были получены для фиксированных значений энергии примесного уровня $E_c - E_t = \varepsilon_t$ и сечений захвата на примесь и не отражали всего разнообразия характеристик структур.

На основании краткого обзора можно сделать вывод, что имеющиеся аналитические решения относятся к случаям, когда свойства контактов малосущественны и описывают поля в структурах с хорошими инжектирующими контактами [2]. Численные решения полной системы уравнений диффузионно-дрейфового приближения с эмиссионными граничными условиями получены для фиксированных значений определяющих параметров в случае, когда скорость обмена носителями че-

рез поверхность раздела большого дрейфовой скорости [6,7]. Результаты расчета характеристик структур металл-диэлектрик-полупроводник (МДПДМ) при произвольной туннельной прозрачности границ, изложенные в [3] и других работах, относятся к низкоомным полупроводникам и практически не содержат информации об электрических полях. Таким образом, мы приходим к удивительному выводу об отсутствии теории темновых полей в высокоомных структурах, когда свойства контактов могут существенно влиять на распределение полей.

Цель настоящей работы — исследовать влияние поверхностных параметров структуры на темновое распределение электрических полей и вольт-амперные характеристики высокоомных сильно смещенных МДПДМ структур. В качестве параметров рассматривались высота барьера между полупроводником и металлом φ_{B_n} и значение туннельной прозрачности границы T . Выбор именно этих параметров объясняется тем, что их значения непосредственно определяют граничную концентрацию носителей, распределение носителей в толще, степень заполнения примеси и, следовательно, распределение объемного заряда и поля в структуре.

2. Постановка задачи.

Рассматривается высокоомная МДПДМ структура, к которой приложено напряжение V , намного большее, чем высота барьера. Распределения концентрации носителей и электрического поля описывается системой уравнений непрерывности в диффузионно-дрейфовом приближении и уравнением Пуассона (см. работу [7], уравнения (1)–(6), (8b), (9)–(11)). Учитывается заряд глубоких примесей и объемная рекомбинация. Граничные условия определяют потоки носителей в металл через скорости эмиссии $V_{n,p}^T$, зависящие от коэффициентов прозрачности (вероятностей туннелирования) диэлектрических слоев $T_{n,p}$.

$$\begin{aligned} q_n(0) &= -V_{n0}^T (n_0 - n_0^{eq}), & q_n(d) &= V_{nd}^T (n_d - n_d^{eq}), \\ q_p(0) &= -V_{p0}^T (p_0 - p_0^{eq}), & q_p(d) &= V_{pd}^T (p_d - p_d^{eq}). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $V_n^T = T_n V_n$, $V_p^T = T_p V_p$, $V_n = A_n^* T^2 / e N_c$, $V_p = A_p^* T^2 / e N_v$, A_n^* , A_p^* — эффективные константы Ричардсона. При записи граничных условий мы не учитывали зависимость прозрачности от напряжения (см., например, [3]). Изменением равновесных концентраций из-за изменения барьеров со стороны металла вследствие падения напряжения на пленках V_i также пренебрегалось. Считалось, что диэлектрические пленки достаточно тонкие, так что $eV_i/kT \ll 1$. Для полей в пленке порядка $10^3 \div 10^4$ В/см поправка к равновесным концентрациям не превосходит 10%, если толщина пленки ограничена значениями $(25 \div 250)$ Å. Таким образом, граничные условия (1) совпадают по виду с условиями, рассмотренными в [6,7], однако скорости эмиссии $V_{n,p}^T$ могут изменяться в широких пределах, поскольку пропорциональны прозраčnostям пленок. Коэффициенты прозрачности $T_{n,p}$ (см., например, [8]) экспоненциально зависят от функции, содержащей толщину пленки,

туннельную массу, барьеры между энергией туннелирующей частицы и шириной запрещенной зоны изолятора, а также падение напряжения V_i на слое. Из-за отсутствия достаточно надежной информации об этих величинах зависимость $T_{n,p}$ от характеристик пленки не детализируется, и коэффициент прозрачности используется как входной параметр, не зависящий от напряжения V .

3. Результаты численного решения.

3.1. Параметры модели. Изучалась высокоомная структура на основе CdTe с концентрацией равновесных дырок в толще $p_* = 10^9 \text{ см}^{-3}$ и $p_* = 10^8 \text{ см}^{-3}$. Величина барьера между полупроводником и металлом варьировалась. Концентрация примесей N_t изменялась в диапазоне $(0 \div 5 \cdot 10^{14}) \text{ см}^{-3}$. При этом верхняя граница диапазона определялась так, чтобы для выбранного значения энергии примесного уровня ε_t влияние объемного заряда примеси было существенным. Расчеты проводились для различных значений сечений захвата на примесный уровень электронов и дырок, таким образом чтобы изучить случай, когда объемный заряд в структуре чувствителен к изменению электронной концентрации ($\sigma_n = 10^{-13} \text{ см}^2$, $\sigma_p = 10^{-16} \text{ см}^2$; $\sigma_n = 10^{-13} \text{ см}^2$, $\sigma_p = 10^{-17} \text{ см}^2$), и случай, когда примесные уровни являются уровнями прилипания для дырок ($\sigma_n = 10^{-16} \text{ см}^2$, $\sigma_p = 10^{-16} \text{ см}^2$). Приложенное к структуре размером $d = 0.3 \text{ см}$ напряжение равнялось 600 В. Значения остальных параметров такие же, как и в работе [6]. Численный метод описан в работе [9].

3.2. Влияние барьера φ_{Bn} на распределение поля. В настоящем разделе изучается распределение поля при существенном влиянии примесей. Энергия примесного уровня равна $\varepsilon_t = 0.79 \text{ эВ}$, концентрация примеси $N_t = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, коэффициенты туннельной прозрачности максимальны и равны $T_{n,p} = T = 1$. На рис. 1 представлены распределения электрического поля для нормированных значений $\tilde{E}(X) = E/E_e$,

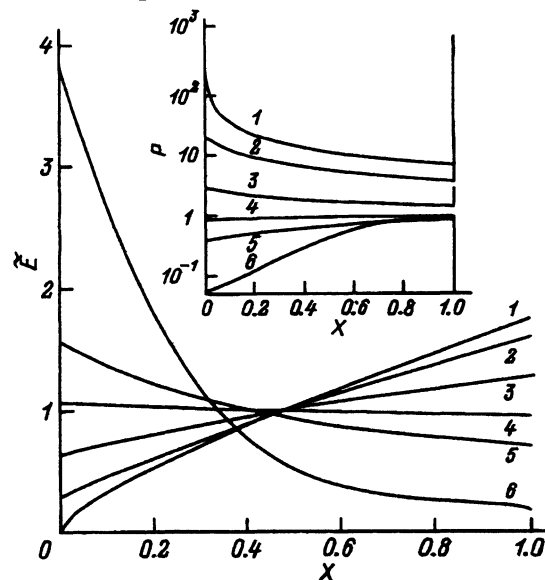


Рис. 1. Зависимость распределения электрического поля $\tilde{E}(X) = E/E_e$ ($E_e = V/d$, $X = x/d$) и дырочной концентрации $P = p/p_*$ (вставка) от высоты барьера Шоттки φ_{Bn} при $p_* = 10^9 \text{ см}^{-3}$. φ_{Bn} , В: 1 — 1.1, 2 — 1, 3 — 0.95, 4 — 0.92, 5 — 0.9, 6 — 0.85.

($X = x/d$, $E_e = V/d$) при $p_* = 10^9 \text{ см}^{-3}$ для различных значений φ_{B_n} . За исключением случая $\varphi_{B_n} = 0.85 \text{ В}$ все они близки к линейным зависимостям, причем величина $d\tilde{E}/dX$ и ее знак зависят от φ_{B_n} . Производная $d\tilde{E}/dX$ положительна при $\varphi_{B_n} > \varphi_{B_n}^{cr}$, которое в этом случае примерно равно 0.92 В , и отрицательна, при $\varphi_{B_n} < \varphi_{B_n}^{cr}$. Для $\varphi_{B_n} \simeq \varphi_{B_n}^{cr}$ профиль $\tilde{E}(X)$ практически однороден. Знак кривизны зависимости $\tilde{E}(X)$ в анодной части противоположен знаку производной $d\tilde{E}/dX$. Поле у анода возрастает с отрицательной кривизной и убывает с положительной кривизной. Такое поведение связано как с объемным зарядом дырок так и с объемным зарядом примеси, изменяющим знак в зависимости от величины φ_{B_n} . При $N_t = 0$ аналогичная картина наблюдается лишь при $\varphi_{B_n} > \varphi_{B_n}^{cr}$, когда значителен объемный заряд дырок. При уменьшении φ_{B_n} ниже $\varphi_{B_n}^{cr}$ (минимальное расчетное значение φ_{B_n} было 0.7 В) профили $\tilde{E}(X)$ стремятся к линейным зависимостям с малым отрицательным наклоном, что связано с незначительным объемным зарядом неравновесных носителей.

Отметим еще одну особенность распределения $E(X)$. С увеличением φ_{B_n} , как видно из рис. 1, величина \tilde{E}_0 уменьшается. При значениях φ_{B_n} , соответствующих условиям $p_0^{eq}, p_d^{eq} \gg p_*$, она близка к нулю и даже отрицательна (при $\varphi_{B_n} = 1.1 \text{ В}$). Данный эффект связан с тем, что при концентрации дырок на границах намного большей ее величины в толще становятся существенными диффузионные эффекты вблизи границ (см. кривую 1 на вставке к рис. 1). В случае очень больших граничных концентраций ($\varphi_{B_n} \simeq 1.1 \text{ В}$) диффузионный ток превышает полный ток, и, согласно закону сохранения полного тока, поле у поверхности изменяет знак. Данное явление, названное инверсией электрического поля, изучалось в [10] при достаточно большой интенсивности освещения, вызывающей значительные диффузионные электронные токи вблизи анода. Отметим также, что в рассматриваемом случае, когда $p_* = 10^9 \text{ см}^{-3}$, зависимость $\tilde{E}(X)$ слабо чувствительна к сечениям захвата носителей на примесных уровнях. Расчеты полей, проведенные для других сочетаний параметров ($\sigma_n = 10^{-13} \text{ см}^2$, $\sigma_p = 10^{-17} \text{ см}^2$ и $\sigma_n = 10^{-16} \text{ см}^2$, $\sigma_p = 10^{-16} \text{ см}^2$) дали практически совпадающие результаты.

Дырочная концентрация $P = p/p_*$ при $N_t \neq 0$ (рис. 1, вставка) сравнительно слабо изменяется в толще структуры и претерпевает резкие изменения в диффузионном слое вблизи катода. Характерные значения P в толще зависят от φ_{B_n} и растут с ростом φ_{B_n} . При $\varphi_{B_n} \geq \varphi_{B_n}^{cr}$ значения $p \geq p_*$, а при $\varphi_{B_n} < \varphi_{B_n}^{cr}$ значения $p < p_*$. Знак dP/dX противоположен знаку $d\tilde{E}/dX$, что связано с тем, что в толще величина $q_p(X)$ практически постоянна, и выполняется соотношение $pE = \text{const}$. В диффузионном слое вблизи катода при $\varphi_{B_n} > \varphi_{B_n}^{cr}$ концентрация P растет, а при $\varphi_{B_n} < \varphi_{B_n}^{cr}$ концентрация P падает. Это связано с тем, что граничная концентрация p_d (примерно равная p_d^{eq} при туннельной прозрачности $T_p = 1$) больше концентрации в толще, если $\varphi_{B_n} > \varphi_{B_n}^{cr}$, и меньше ее, если $\varphi_{B_n} < \varphi_{B_n}^{cr}$.

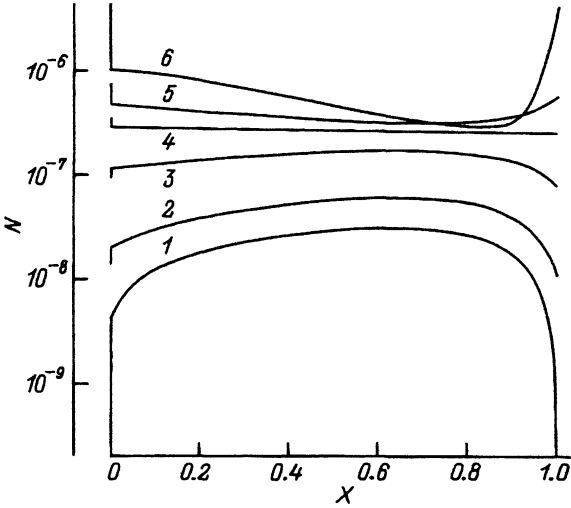


Рис. 2. Зависимость распределения концентрации электронов $N = n/p_*$ от высоты барьера Шоттки φ_{B_n} при $p_* = 10^9 \text{ см}^{-3}$. φ_{B_n} , В: 1 — 1.1, 2 — 1, 3 — 0.95, 4 — 0.92, 5 — 0.9, 6 — 0.85.

Профили электронной концентрации $N = n/p_*$ (рис. 2) показывают наличие диффузионного слоя вблизи анода. Знак производной dN/dX в анодной и катодной части толщи различен. Вблизи анода он положителен при $\varphi_{B_n} > \varphi_{B_n}^{cr}$ и отрицателен при $\varphi_{B_n} < \varphi_{B_n}^{cr}$, при этом в первом случае $n < n_*$, а во втором — $n > n_*$. Изменение электронной концентрации происходит с характерной длиной, сравнимой с размером структуры. Это означает, что механизм изменения $n(x)$ — это генерация примесным уровнем (при $\varphi_{B_n} > \varphi_{B_n}^{cr}$) или рекомбинация (при $\varphi_{B_n} < \varphi_{B_n}^{cr}$). Значения n_d убывают с ростом φ_{B_n} , что естественно, ибо с ростом φ_{B_n} величина n^{eq} падает, а при больших скоростях эмиссии ($T_n = 1$) имеет место соотношение для концентрации $n_d \simeq n^{eq}$.

Степень заполнения ловушек f зависит от концентрации и электронов и дырок, поэтому ее поведение более сложно (рис. 3). Вблизи электродов, где концентрации носителей резко меняются в диффузионных слоях, распределение $f(X)$ также сильно изменяется. Детали распределения в толще зависят от значений сечений захвата. В рассматриваемом случае распределение $f(X)$ коррелирует в основном с распределением $P(X)$. При $\varphi_{B_n} > \varphi_{B_n}^{cr}$ степень заполнения меньше равновесной и растет, а при $\varphi_{B_n} < \varphi_{B_n}^{cr}$ больше равновесной и убывает. Знак разности $f - f_*$ определяет знак объемного заряда примеси [7]. В случае $\varphi_{B_n} > \varphi_{B_n}^{cr}$, концентрация $p > p_*$, степень заполнения примеси $f < f_*$ и поле $\tilde{E}(X)$ растет (рис. 1). В противоположном случае $\varphi_{B_n} < \varphi_{B_n}^{cr}$ концентрация $p < p_*$, $f > f_*$, и поле убывает.

С уменьшением равновесной дырочной концентрации p_* уменьшается величина $\varphi_{B_n}^{cr}$, (для $p_* = 10^8 \text{ см}^{-3}$ она составляет 0.87 В), однако качественный характер зависимости $\tilde{E}(X)$ от φ_{B_n} сохраняется. Нелинейность зависимости поля от координаты растет, что связано с увеличением объемного заряда примеси, пропорционального разности $f - f_*$ [7]. В частности, при $p_* = 10^8 \text{ см}^{-3}$ ($\sigma_n = 10^{-13} \text{ см}^2$, $\sigma_p = 10^{-16} \text{ см}^2$) появляются распределения $\tilde{E}(X)$, обладающие точкой перегиба и по-

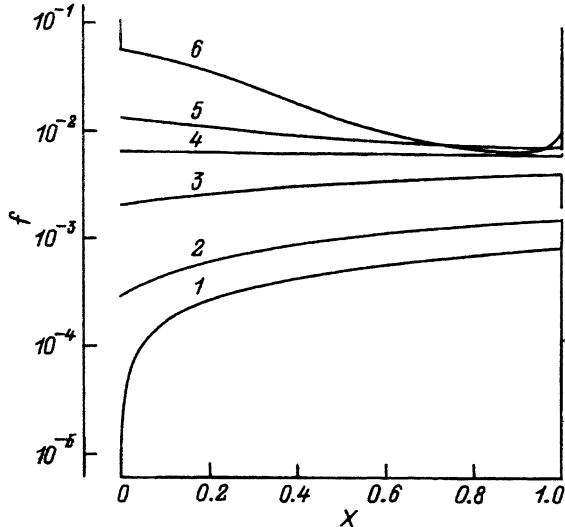


Рис. 3. Зависимость степени заполнения глубокой примеси $f(X)$ от высоты барьера Шоттки φ_{Bn} при $p_* = 10^9 \text{ см}^{-3}$, $\varphi_{Bn}, \text{В}$: 1 — 1.1, 2 — 1, 3 — 0.95, 4 — 0.92, 5 — 0.9, 6 — 0.85.

положительной кривизной в катодной части структуры. С ростом отношения σ_n/σ_p эта нелинейность усиливается и становится характерной особенностью распределения — рис. 4 ($p_* = 10^8 \text{ см}^{-3}$, $\sigma_n = 10^{-13} \text{ см}^2$, $\sigma_p = 10^{-17} \text{ см}^2$). Аналитическое рассмотрение распределений $\tilde{E}(X)$ с положительной кривизной в катодной части толщи проведено в [11].

Значительно проще выглядят профили $\tilde{E}(X)$ в случае, когда примесные уровни являются уровнями прилипания для дырок — рис. 5 ($p_* = 10^8 \text{ см}^{-3}$, $\sigma_n = 10^{-16} \text{ см}^2$, $\sigma_p = 10^{-16} \text{ см}^2$). В этом случае степень заполнения примесного уровня и объемный заряд в структуре зависят только от концентрации дырок $f = p_1/(p_1 + p)$, и поведение $\tilde{E}(X)$ полностью определяется величиной $f - f_* = f_*(p_* - p)/(p_1 + p)$. За исключением области вблизи анода, в толще степень заполнения примеси близка

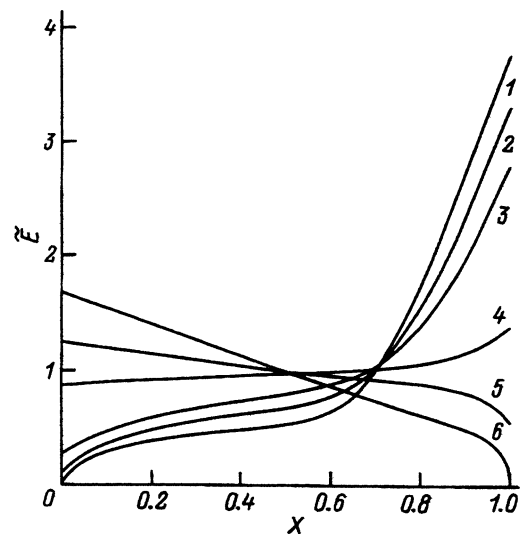


Рис. 4. Зависимость распределения электрического поля $\tilde{E}(X)$ от высоты барьера Шоттки φ_{Bn} при $p_* = 10^8 \text{ см}^{-3}$, $\sigma_n = 10^{-13} \text{ см}^2$, $\sigma_p = 10^{-17} \text{ см}^2$. $\varphi_{Bn}, \text{В}$: 1 — 1, 2 — 0.92, 3 — 0.9, 4 — 0.87, 5 — 0.85, 6 — 0.8.

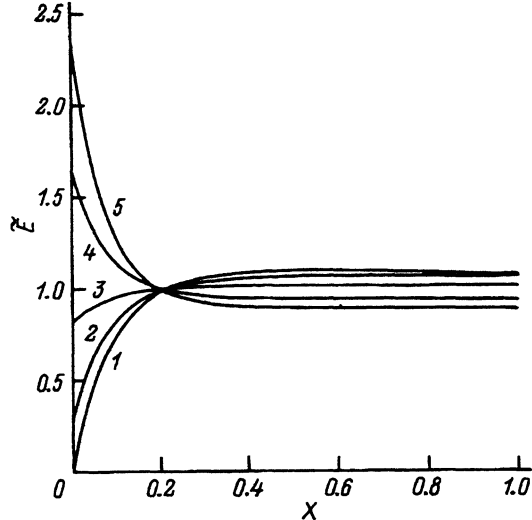


Рис. 5. Зависимость распределения электрического поля $\tilde{E}(X)$ от высоты барьера Шоттки φ_{B_n} при $p_* = 10^8 \text{ см}^{-3}$, $\sigma_n = 10^{-16} \text{ см}^2$, $\sigma_p = 10^{-16} \text{ см}^2$. φ_{B_n} , В: 1 — 1, 2 — 0.9, 3 — 0.87, 4 — 0.85, 5 — 0.84.

к равновесной, объемный заряд примеси мал и поле почти постоянно. Данный случай, когда примесные уровни есть центры прилипания для дырок, изучался в работе [7] при $\varphi_{B_n} = 0.7 \text{ В}$. Вблизи анода зависимость $\tilde{E}(X)$ определяется знаком разности $p_0 - p_*$, которая, как видно из дальнейшего анализа (см. разд. 4.2.), зависит от соотношения между величинами φ_{B_n} и $\varphi_{B_n}^{cr}$. Поле растет, если $\varphi_{B_n} > \varphi_{B_n}^{cr}$, и убывает в противоположном случае.

Интересно проследить влияние соотношения между сечениями захвата на примесь σ_n и σ_p на характер распределения степени заполнения примеси. В случае, когда σ_n меньше или порядка σ_p , процессы генерации — рекомбинации электронов через примесный уровень в толще затруднены, степень заполнения примеси близка к равновесной и резко изменяется лишь в диффузионном слое вблизи катода. При

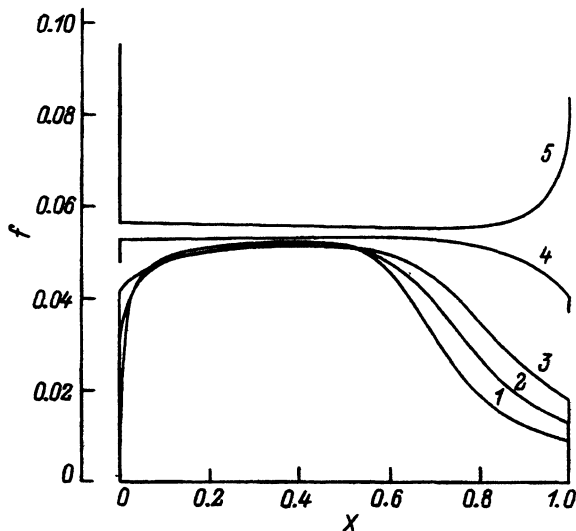


Рис. 6. Зависимость распределения степени заполнения глубокой примеси $f(X)$ от высоты барьера Шоттки φ_{B_n} при $p_* = 10^8 \text{ см}^{-3}$, $\sigma_n = 10^{-13} \text{ см}^2$, $\sigma_p = 10^{-17} \text{ см}^2$. φ_{B_n} , В: 1 — 1, 2 — 0.92, 3 — 0.9, 4 — 0.87, 5 — 0.85.

$\sigma_n \gg \sigma_p$ степень заполнения изменяется также в катодной части толщи за счет генерации электронов с уровня примеси (при $\varphi_{B_n} > \varphi_{B_n}^{cr}$) или их рекомбинации через этот уровень (при $\varphi_{B_n} < \varphi_{B_n}^{cr}$). Рост отношения σ_n/σ_p делает изменение $f(X)$ в толще еще более заметным и увеличивает отклонение f от равновесного значения (рис. 6). Соответственно профили $\tilde{E}(X)$ в катодной части также изменяются сильнее (рис. 4).

3.3. Влияние туннельной прозрачности на распределение поля. Влияние туннельной прозрачности границ рассматривалось для величины барьера между полупроводником и металлом равным $\varphi_{B_n} = 0.92$ В. Это соответствовало случаю, когда при $T = 1$ и $p_* = 10^9$ см⁻³ профиль электрического поля близок к однородному (рис. 1). Коэффициенты прозрачности изменялись в пределах $T_n = T_p = 1 \div 10^{-3}$. На рис. 7 для случая $N_t = 10^{13}$ см⁻³ представлены распределения электрического поля $\tilde{E}(X)$ для различных значений коэффициентов туннельной прозрачности. Видно, что зависимость $\tilde{E}(X)$ при уменьшении прозрачности все более отклоняется от однородного профиля. Поле у анода $\tilde{E}(0)$ растет, поле у катода $\tilde{E}(d)$ падает, так что $d\tilde{E}/dX < 0$. Дополнительные расчеты показали, что в рассматриваемом случае, когда $p_0 - p_* \gg n - n_*$, поле зависит лишь от коэффициента туннельной прозрачности для дырок на аноде $T_p(0)$. Из сравнения рис. 1 и рис. 7 видно, что уменьшение прозрачности действует на распределение поля так же, как уменьшение φ_{B_n} . Зависимость распределения электрического поля от прозрачности границ в рассматриваемом случае целиком определяется изменением объемного заряда примеси вследствие изменения степени заполнения глубоких уровней. При $N_t = 0$ уменьшение прозрачности приводит лишь к уменьшению дырочной концентрации в толще и к слабому изменению наклона профиля $\tilde{E}(X)$, который остается практически однородным.

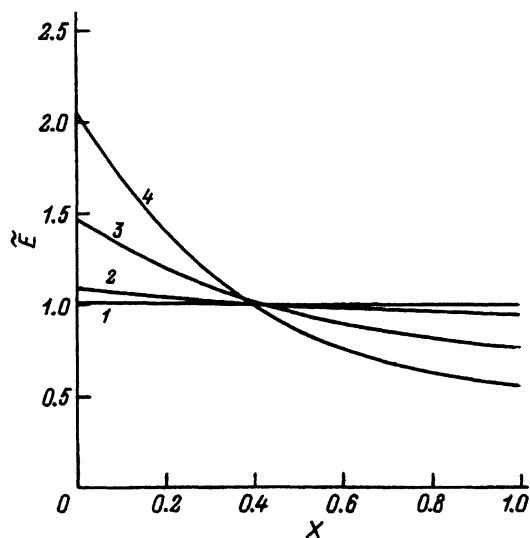


Рис. 7. Зависимость распределения электрического поля $\tilde{E}(X)$ от туннельной прозрачности границы $T_{n,p}$ при $p_* = 10^9$ см⁻³, $\varphi_{B_n} = 0.923$ В. $T_{n,p}$: 1 — 1, 2 — 10^{-1} , 3 — $2 \cdot 10^{-2}$, 4 — 10^{-2} .

С уменьшением прозрачности концентрации дырок в толще уменьшается, а их распределение становится также более однородным. Вблизи катода происходит накопление дырок в узком пограничном слое толщиной $\delta^- \approx 10^{-4}d$, а концентрация p_d растет, стремясь к значению $2p_0^{eq}$. Поведение электронов с точностью до полярности аналогично поведению дырок. Их концентрация в толще намного меньше дырочной и падает в толще с уменьшением прозрачности. Распределение $n(X)$ испытывает скачок в диффузионном слое вблизи анода, стремясь с уменьшением прозрачности к значению $2n_0^{eq}$.

3.4. Влияние энергии примесного уровня и концентрации примеси. Объемный заряд примеси пропорционален ее концентрации N_t и разности степеней заполнения при данных условиях и в равновесном безграничном образце $f - f_*$. Последняя в случае, когда примесь является уровнем прилипания для дырок, пропорциональна постоянной $p_1 = N_v \exp[-(E_g - \varepsilon_t)/kT]$. Отсюда следует, что чувствительность поля к примеси резко зависит от энергии примесного уровня. Для уровней, близких к зоне проводимости при $\varepsilon_t \approx 0.3$ эВ поле не зависит от N_t даже при $N_t > 10^{17}$ см $^{-3}$. Рис. 8 иллюстрирует зависимость распределения поля от ε_t при $N_t = 10^{13}$ см $^{-3}$. Показаны два случая. Пунктирные кривые относятся к случаю, соответствующему неравенству $p_0 > p_*$ ($p_* = 10^9$ см $^{-3}$, $\varphi_{B_n} = 1$ В, $T_n = T_p = 10^{-2}$), сплошные — к случаю, когда $p_0 < p_*$ ($p_* = 2 \cdot 10^9$ см $^{-3}$, $\varphi_{B_n} = 0.942$ В, $T_n = T_p = 3 \cdot 10^{-3}$). В первом случае $f < f_*$, объемный заряд примеси положителен, $dE/dx > 0$ и по мере роста энергии примесного уровня увеличивается. Во втором случае $f > f_*$, объемный заряд примеси отрицателен, $dE/dx < 0$ и с ростом ε_t увеличивается величина $|dE/dx|$. При значениях \tilde{E}_d заметно меньших \tilde{E}_0 вблизи анода формируется ярко выраженная область объемного заряда. Аналогичная зависимость $\tilde{E}(X)$ имеет место с ростом N_t , когда ε_t фиксировано (см. также [7]). Профиль $\tilde{E}(X)$ — почти равномерный при низких концентрациях примесей для $\varepsilon_t = 0.7$ эВ, при $N_t \geq 10^{14}$ см $^{-3}$ приобретает ярко выраженный асимметричный характер (рис. 8, вставка).

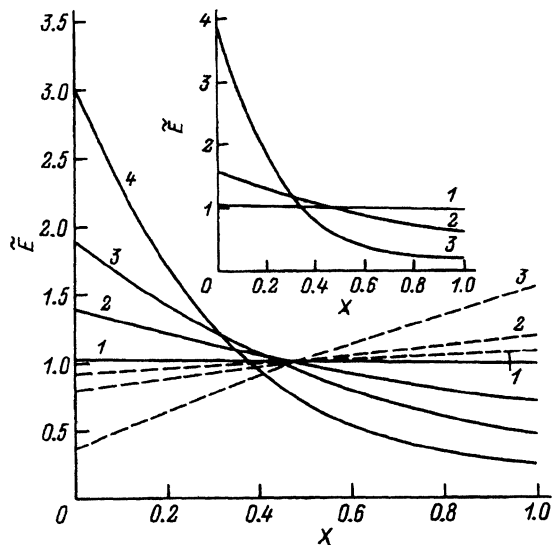


Рис. 8. Влияние энергии примесного уровня ε_t и концентрации примеси N_t (на вставке) на распределение электрического поля $\tilde{E}(X)$. Пунктирные линии — $p_0 > p_*$, ε_t , эВ: 1 — 0.65, 2 — 0.75, 3 — 0.79; сплошные линии — $p_0 < p_*$, ε_t , эВ: 1 — 0.65, 2 — 0.75, 3 — 0.77, 4 — 0.79. На вставке: $\varepsilon_t = 0.7$ эВ, N_t , см $^{-3}$: 1 — 10^{13} , 2 — 10^{14} , 3 — $5 \cdot 10^{14}$.

4.1. *Граничные дырочные концентрации.* Ключ к объяснению разнообразия распределений поля дает понимание связи поверхностных параметров и плотности объемного заряда в структуре. Последняя изменяется при изменении концентрации неравновесных носителей и изменении степени заполнения глубоких уровней. При достаточной плотности ловушек второй эффект может быть более значимым. При незначительном влиянии рекомбинации и диффузии в толще структуры объемный заряд будет существенно зависеть от концентрации дырок на поверхности анода.

В отсутствие фотогенерации дырки в полупроводнике инжектируются из металла, где их концентрация равна равновесной. Поток дырок из металла через границу диэлектрик-полупроводник равен $V_p^T p_0^{eq}$. В глубь полупроводника при наличии внешнего напряжения от границы $x = 0$ идет поток $(v_{dr}^p + V_p^T) p_0$. В стационарном состоянии эти потоки равны, и

$$p_0 = p_0^{eq} \frac{V_p^T}{V_p^T + v_{dr}^p}, \quad (2)$$

где $v_{dr}^p = \mu_p E_0$. Это выражение в случае $I_i = 0$, где I_i — поток излучения, совпадает с формулой (22) работы [6], полученной интегрированием уравнения непрерывности для дырок. Из формулы (2) видно, что уменьшение прозрачности границ (уменьшение V_p^T) или равновесной концентрации дырок (уменьшение φ_{B_n}) уменьшает поток поступающих дырок. Это приводит к падению концентрации у поверхности $x = 0$ и в толще, поскольку там перенос чисто дрейфовый (рис. 1, вставка).

В чистых кристаллах падение $P(X)$ в толще уменьшает объемный заряд и делает изменение поля более слабым. В силу равенства $pE = \text{const}$ в толще распределение $P(X)$ также становится более однородным. Для малых значений прозрачности, удовлетворяющих условию $T_p \ll p_* \mu_p E_e / (p_0^{eq} V_p)$, что означает $p_0 \ll p_*$, поле приобретает малый отрицательный наклон $dE/dX = -4\pi e p_* / \epsilon$.

Поведение граничной концентрации p_d следует из равенства потоков дырок на границах, которое в случае симметричной структуры ($p_0^{eq} = p_d^{eq}$, $V_p^T(0) = V_p^T(d)$) дает (см. (13б) работы [6])

$$p_0 + p_d = 2p_0^{eq}. \quad (3)$$

С учетом (2) получаем

$$p_d = p_0^{eq} \left[1 + \frac{1}{1 + V_p^T / v_{dr}^p} \right], \quad (4)$$

откуда видно, что при $V_p^T \rightarrow 0$ концентрация у катода p_d растет и стремится к значению $2p_0^{eq}$. Концентрация дырок вне пограничного слоя $p(d - \delta^-)$, где $\delta^- \simeq kT / eE_d = l_E^d$ определяется законом сохранения полного тока $p(d - \delta^-)E_d = p_0 E_0$ и равна

$$p(d - \delta^-) = p_0^{eq} \frac{V_p^T}{v_{dr}^p(d) + V_p^T E_d / E_0}. \quad (5)$$

При малых значениях T_p в силу близости E_0 и E_d концентрации $p(d - \delta^-)$ практически совпадает с p_0 , т. е. распределение дырок близко к однородному. Аналогично могут быть выведены соотношения для определения n_0 , n_d и $n(\delta^+)$, где $\delta^+ = kT/eE_0 = l_E^0$. Концентрации n_0 , n_d и $n(\delta^+)$ вычисляются из формул (2), (4), (5) с заменой символов p на n , индексов 0 на d и аргумента $d - \delta^-$ на δ^+ (см. также формулы (17) и (18) работы [6] для темнового случая $I_i = 0$).

4.2. Уравнение Пуассона. Общий анализ. Распределение электрического поля находится из уравнения Пуассона, которое с учетом определения степени заполнения ловушек

$$f = \frac{\alpha_n n + \alpha_p p_1}{\alpha_n(n + n_1) + \alpha_p(p + p_1)} \quad (6)$$

имеет вид (см., например, [7])

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e}{\varepsilon} \left\{ (p - p_*) [1 + N_t \alpha_p \tau f_*] - (n - n_*) [1 + N_t \alpha_n \tau (1 - f_*)] \right\}, \quad (7)$$

где

$$\tau^{-1} = \alpha_p(p + p_1) + \alpha_n(n + n_1), \quad f_* = p_1 / (p_* + p_1),$$

$$n_* = n_i^2 / p_*, \quad n_1 = N_c \exp(-\varepsilon_t / kT), \quad p_1 = N_v \exp\left(-\frac{E_g - \varepsilon_t}{kT}\right).$$

Здесь $\alpha_n = \langle \sigma_n v_n \rangle$, $\alpha_p = \langle \sigma_p v_p \rangle$ — коэффициенты захвата на примесный уровень, $\sigma_{n,p}$, $v_{n,p}$ — сечения захвата и тепловые скорости электронов и дырок.

Рассмотрим случай, когда второй член в фигурных скобках, пропорциональный $n - n_*$, много меньше первого. При $n \ll n_1$ или $\alpha_p(p + p_1) \gg \alpha_n(n + n_1)$ распределение поля перестает зависеть от электронной концентрации. Если пренебречь в толще влиянием диффузии и объемной рекомбинации, поле и дырочная концентрация находятся из системы уравнений

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e}{\varepsilon} (p - p_*) \left[1 + \frac{N_t \alpha_p f_*}{\alpha_p(p + p_1) + \alpha_n n_1} \right], \quad (9)$$

$$pE = p_0 E_0 = \text{const}. \quad (10)$$

Из численных расчетов, описанных в предыдущем разделе, следует, что распределение поля в структуре — монотонная функция, и, следовательно, знак производной dE/dx связан со знаком разности $p_0 - p_*$. При $p_0 > p_*$ поле в структуре растет, а при $p_0 < p_*$ убывает. При $p_0 = p_*$ распределение $E(x)$ в толще однородно. Это соответствует отсутствию объемного заряда в структуре и означает взаимную компенсацию объемного заряда свободных носителей и глубоких примесных уровней. С учетом определения $p_0^{eq} = N_v \exp[-(E_g - e\varphi_{B_n})/kT]$ для больших значений туннельной прозрачности, когда $V_p^T \gg v_{dr}^p$ и $p_0 \simeq p_0^{eq}$, можно ввести определение $\varphi_{B_n}^{cr}$ из равенства $p_0^{eq} = p_*$:

$$e\varphi_{B_n}^{cr} = E_g - kT \ln \frac{N_v}{p_*}. \quad (11)$$

Из (11) следует, что при $p_* = 10^9 \text{ см}^{-3}$ значение $\varphi_{B_n}^{cr} = 0.923 \text{ В}$, а при $p_* = 10^8 \text{ см}^{-3}$ оно равно $\varphi_{B_n}^{cr} = 0.864 \text{ В}$.

В общем случае произвольной прозрачности границы поверхностная концентрация p_0 может быть определена через φ_{eff} , величина которого зависит от туннельной прозрачности

$$\varphi_{\text{eff}} = \varphi_{B_n} - \frac{kT}{e} \ln \left[1 + \frac{v_{dr}^p(0)}{V_p^T} \right]. \quad (12)$$

Условие $p_0 = p_*$ дает (11), где вместо $\varphi_{B_n}^{cr}$ в левой части стоит $\varphi_{\text{eff}}^{cr}$, так что выражение для $\varphi_{B_n}^{cr}$ теперь имеет вид

$$e\varphi_{B_n}^{cr} = E_g - kT \ln \frac{N_v/p_*}{1 + v_{dr}^p/V_p^T}. \quad (13)$$

Из вышеприведенного анализа видно, что значение $\varphi_{B_n}^{cr}$, определяющее диапазон возрастания или убывания поля в толще, при $v_{dr}^p/V_p^T \ll 1$ практически не зависит от E_0 и, следовательно, от N_t . Наличие глубоких примесей лишь определяет детали распределения поля и дырочной концентрации. Отсюда следует, что основные особенности распределения $E(x)$ могут быть поняты на примере частного случая $N_t = 0$. При этом, поскольку характер изменения поля определяется величиной p_0 , зависящей от φ_{B_n} и $T_{n,p}$, именно эти величины управляют распределением $E(x)$.

Уравнение (9) с учетом (10) может быть в общем случае проинтегрировано в виде зависимости $x(E)$. При $x = d$ эта зависимость вместе с соотношением, следующим из условия

$$\int_{E_0}^{E_d} \frac{E}{(dE/dx)} dE = V, \quad (14)$$

дает систему двух уравнений относительно граничных значений поля E_0 и E_d . Плотность тока в структуре (при $l_E^0/d \ll 1$, $E_0 > 0$, $l_E^d/d \ll 1$, $E_d > 0$) находится из соотношения (27) работы [6]

$$j/e = \frac{p_0^{eq} v_{dr}^p}{1 + v_{dr}^p/V_p^T} + \frac{n_0^{eq} v_{dr}^n}{1 + v_{dr}^n/V_n^T},$$

$$v_{dr}^p = \mu_p E_e \tilde{E}_0, \quad v_{dr}^n = \mu_n E_e \tilde{E}_d. \quad (15)$$

Если $T_n \simeq T_p$, то, за исключением довольно узкого диапазона значений φ_{B_n} шириной $(2 \div 3)kT/e$, в котором равновесные концентрации электронов и дырок не сильно отличаются (для CdTe это окрестность $\varphi_{B_n} = 0.75 \text{ В}$), в (15) превалирует либо электронная ($\varphi_{B_n} < 0.75 \text{ В}$), либо дырочная ($\varphi_{B_n} > 0.75 \text{ В}$) компонента тока.

4.3. Распределение поля при малом объемном заряде примесных уровней. Зависимость $E(X)$ в общем случае весьма громоздка, поэтому проанализируем ряд частных случаев, допускающих простую интерпретацию. Рассмотрим случай $N_t \alpha_p f_* \tau \ll 1$. Интегрирование (9) с учетом (10) и (14) дает неявную зависимость поля от координаты

$$\psi_* X = \tilde{E}_0 - \tilde{E} - c \ln \left| \frac{1 - \tilde{E}/c}{1 - \tilde{E}_0/c} \right|, \quad (16)$$

где

$$\psi_* = E_*/E_e, \quad E_* = \frac{4\pi e d p_*}{\varepsilon}, \quad c = \frac{p_0}{p_*} \tilde{E}_0. \quad (17)$$

Граничные значения поля находятся из системы уравнений

$$\frac{\psi_*}{\tilde{E}_0} = 1 - \omega - \frac{p_0}{p_*} \ln \left[1 + \frac{p_*/p_0(\omega - 1)}{p_*/p_0 - 1} \right], \quad (18)$$

$$\omega = \tilde{E}_d/\tilde{E}_0 = \sqrt{1 + \frac{2\psi_*}{\tilde{E}_0} \left(\frac{p_0}{p_*} - \frac{1}{\tilde{E}_0} \right)}. \quad (19)$$

4.3.1. При малых и умеренных отношениях $p_0/p_* \leq 1$ в уравнениях (16) и (18) логарифмический член может быть линеаризован. Распределение поля имеет вид убывающей линейной функции, слабо зависящей от отношения p_0/p_* , если $\psi_* \ll 1$:

$$\tilde{E} = \tilde{E}_0 - \psi_* X (1 - p_0/p_*). \quad (20)$$

Граничные значения поля

$$\tilde{E}_0 = 1 + (\psi_*/2)(1 - p_0/p_*)^2, \quad \tilde{E}_d = 1 - (\psi_*/2)(1 - p_0/p_*)^2 \quad (21)$$

отклоняются от величины среднего электрического поля E_e на одинаковую величину. При рассматриваемых значениях параметров ($E_e = 2 \cdot 10^3$ В/см, $p_* = 10^9$ см⁻³) значение $\psi_* = 0.025 \ll 1$, и поле в структуре практически не отличается от среднего.

Таким образом, темновое поле в сильно смещенных чистых кристаллах ($\psi_* \ll 1$, $N_t \alpha_p f_* \tau \ll 1$) в случае $p_0 < p_*$ близко к однородному и не зависит от прозрачности. Физически это означает малость объемного заряда дырок, инжектированных из металла через туннельно-прозрачный диэлектрик, и малость объемного заряда равновесных дырок в толще структуры. Справедливо и обратное утверждение — независимость распределения поля от прозрачности свидетельствует о малой концентрации примесных уровней. Заметим, что независимость распределения $E(x)$ от туннельной прозрачности сохраняется до тех пор пока падение напряжения на диэлектрике пренебрежимо мало по сравнению с разностью потенциалов на структуре.

4.3.2. Противоположный предельный случай $p_0 \gg p_*$ реализуется при $\varphi_{B_n} > \varphi_{B_n}^{cr}$ и больших туннельных прозрачностях границ. Он близок к рассмотренной в [2] модели хорошего омического (резервуарного)

контакта. В этом случае из (9), (10) и (14) находим, что распределение поля — возрастающая корневая функция

$$\tilde{E} = \sqrt{\tilde{E}_0^2 + 2\psi_* \frac{p_0}{p_*} \tilde{E}_0 X} = \sqrt{\tilde{E}_d^2 - 2\psi_* \frac{p_0}{p_*} \tilde{E}_0 (1 - X)}. \quad (22)$$

Граничные значения поля находятся из системы уравнений

$$\tilde{E}_d = \tilde{E}_0 \sqrt{1 + \frac{2\psi_0}{\tilde{E}_0}}, \quad \psi_0 = \psi_* \frac{p_0}{p_*}, \quad (23)$$

$$(1 + 2y)^{3/2} = \frac{3}{\psi_0} y^2 + 1, \quad y = \frac{\psi_0}{\tilde{E}_0}. \quad (24)$$

При больших значениях y полученное решение переходит в решение, рассмотренное в [1] и [2]. Из (22)–(24) при $y \rightarrow \infty$ получаем, что значение \tilde{E}_0 убывает как $\tilde{E}_0 \simeq 9/8\psi_0^{-1}$, величина \tilde{E}_d близка к $3/2$, а распределение $E(X) \simeq 3/2\sqrt{x}$ и слабо зависит от p_0 . Плотность тока j (15) близка к $j_* = (9/8)\epsilon\mu_p V^2/4\pi d^3$, где j_* — плотность тока ограниченного объемным зарядом [1]. Первое положение относительно зависимости $\tilde{E}_0(y)$ не совсем точно. Действительно, при больших значениях p_0/p_* величина \tilde{E}_0 убывает по закону, близкому к ψ_0^{-1} . Однако при p_0/p_* больше некоторой критической величины ($\simeq 10^3$ в нашем случае) у анода происходит инверсия поля и появляется тонкая ($\simeq 10^{-3}d$) область, где поле отрицательно. Вне этой области поле меняется по обычному корневому закону. Причина расхождения с численными расчетами — неучет диффузионных эффектов при аналитическом рассмотрении. Второе и третье положения верны, это связано с тем, что они получены из интегрального условия, для которого детали распределения вблизи анода из-за малости поля несущественны.

Заметим, что описанная выше ситуация, когда поле у анода мало, поле у катода $\tilde{E}_d \simeq 3/2$, а ток $j \simeq j_*$, изучена в работах [6,10]. В обоих случаях инверсия поля — следствие больших диффузионных токов. В темновом случае они обусловлены инжекцией дырок из металла с большими равновесными концентрациями p_0^{eq} , а в случае, рассмотренном в работах [6,10], — значительными концентрациями фотогенерированных электронов вблизи анода при интенсивностях освещения, в несколько раз превосходящих характерную величину $I_* = 8j_*/9e$.

Итак, при отсутствии примесей в обоих предельных случаях, $p_0 \ll 1$ и $p_0 \gg 1$, распределение $E(X)$ не зависит от p_0 и, следовательно, от прозрачности границ. В первом случае при $E_* \ll E_e$ оно близко к однородному, во втором возрастает по закону $E \sim \sqrt{x}$. Таким образом, величина \tilde{E}_0 и характер распределения поля дают информацию относительно соотношения между p_0 и p_* .

4.4. Распределение при $N_t \neq 0$ и $p_0/p_* \ll 1$. Изучим теперь влияние глубоких примесей на распределение $\tilde{E}(X)$ в случае $\varphi_{B_n} < \varphi_{B_n}^{cr}$ и туннельных прозрачностях, меньших 1. В уравнении Пуассона (9) будем полагать $p \ll p_*$ и $p \gg p_1$. Интегрирование (9) дает

$$\frac{1 + Q\tilde{E}}{1 + Q\tilde{E}_0} = e^{-Q\psi_* X}, \quad Q = \frac{N_t f_*}{p_0 \tilde{E}_0}. \quad (25)$$

Из (25) следует, что при $1/Q \ll 1$ распределение $\tilde{E}(X)$ асимметрично, и $\tilde{E}_d \ll \tilde{E}_0$. При $\exp(-Q\psi_*) \ll 1$, $N_t f_*/p_0 \gg 1$ поле у анода равно

$$\tilde{E}_0 = \left(\frac{N_t f_*}{p_0} \psi_* \right)^{1/2}. \quad (26)$$

Соотношение (26) есть несколько упрощенная формула (24) из работы [7]. Его точность, как следует из сравнения с численным решением, около 20%. Это связано с тем, что сильное уменьшение поля в катодной области приводит к заметному росту дырочной концентрации. Вблизи катода условие $p \ll p_*$ нарушается и решение (25) непригодно (см. кривую b на вставке к рис. 1). Однако, из-за того что основное падение напряжения на структуре приходится на анодную область, где приближение $p \ll p_*$ справедливо, использование (25) в интегральном условии (14) не вносит большой погрешности.

Физическая причина асимметрии распределения поля и роста \tilde{E}_0 состоит в следующем. В случае $p \ll p_*$ характер распределения поля полностью определяется объемным зарядом примеси $eN_t(f - f_*)$, который зависит от степени заполнения ловушек. С увеличением N_t плотность объемного заряда должна оставаться конечной, что возможно, только если f стремится к f_* . Последнее означает, что в толще $p \rightarrow p_*$, и, так как результат не должен зависеть от размера (а в безграничном образце плотность заряда $\rho = 0$), с ростом N_t в толще образца конечных размеров ρ будет стремиться к нулю. В темновом случае в отличие от равновесного внешнее поле сносит дырки к катоду, и условие $\rho = 0$ вблизи анода не выполняется, при этом с ростом поля \tilde{E}_0 уменьшается толщина области, занятой сильным полем.

Из (26) следует, что при больших прозрачностях границы T_p , когда $V_p^T \gg v_{dr}^p$, поле \tilde{E}_0 зависит лишь от φ_{B_n} . При прозрачностях меньше 1, когда $V_p^T \ll v_{dr}^p$, поле у анода растет обратно пропорционально прозрачности

$$\tilde{E}_0 = \frac{N_t f_*}{p_0^{eq}} \frac{\mu_p E_*}{V_p^T}. \quad (27)$$

Данный вывод ограничен условиями применимости рассмотрения (несущественность диффузии, справедливость неравенств $p \ll p_*$, $p \gg p_1$) и составляет наиболее существенное отличие от случая $N_t = 0$, когда поле у анода практически не зависело от прозрачности.

Укажем на следствия формул (26) и (2), которые могут оказаться полезными при трактовке экспериментальных данных. Воспользовавшись малостью диффузионного тока вблизи анода (рис. 1, вставка), выразим p_0 в (26) через j . Это дает соотношение

$$N_t f_* = \frac{\tilde{E}_0 j}{e \mu_p E_*}. \quad (28)$$

При измеренных в эксперименте поле и токе можно определить произведение $N_t f_*$ и, если концентрация примеси известна, оценить энергию примесного уровня ε_t . Последняя может быть также вычислена непосредственно из уравнения Пуассона (7) как функция N_t , σ_n/σ_p и

эквивалентной концентрации p_t , соответствующей объемному заряду примеси

$$p_t = -\frac{\epsilon}{4\pi e} \frac{dE}{dx} - (p_* - p) - (n - n_*). \quad (29)$$

При $p_0 \ll p_*$, $(\alpha_n/\alpha_p)[N_t(n_* - n)/p_t + n] \ll p_0$, $(\alpha_n/\alpha_p)^{1/2}n_i \ll p_0$ значение постоянной p_1 равно

$$p_1 = p_0(N_t/p_t - 1)^{-1}, \quad (30)$$

а энергия примесного уровня

$$\epsilon_t = E_g - kT \ln(N_v/p_1). \quad (31)$$

Из выражения (2) может быть выведена формула для оценки туннельной прозрачности границы

$$T_p = \frac{j/e}{p_0^{eq} V_p} \left(1 - \frac{p_0}{p_0^{eq}}\right)^{-1}. \quad (32)$$

Заметим, что формула (32) может быть получена сразу из граничного условия (1), если электронный ток пренебрежимо мал по сравнению с дырочным.

В заключение раздела рассмотрим условие, когда электрическое поле определяется объемным зарядом глубокой примеси. При $p_0 + p_1 \gg (\alpha_n/\alpha_p)n_1$, $p_* \gg p_1$ из (9) следует неравенство

$$N_t f(0) \geq p_*, \quad (33)$$

имеющее простой физический смысл — объемный заряд примеси вблизи анода должен превосходить объемный заряд равновесных дырок. Условию (33) можно придать форму

$$N_t \geq \frac{p_* p_0}{N_v} \exp \frac{E_g - \epsilon_t}{kT}, \quad (34)$$

откуда видна экспоненциальная зависимость граничной концентрации примеси от глубины залегания ϵ_t . Из (34) следует, что с уменьшением p_* , высоты барьера Шоттки φ_{B_n} и туннельной прозрачности границы раздела влияние глубокой примеси с фиксированной глубиной залегания становится существенным при их меньшей концентрации.

5. Обсуждение экспериментальных данных

Темновой ток и распределение электрического поля в высокоомных структурах на основе CdTe исследовались в [4,5]. Результаты эксперимента [4] и расчет концентрации дырок у анода приведены в табл. 1. Величина p_0 рассчитывалась из соотношения $j = e p_0 \mu_p E_0$, что означает пренебрежение диффузионным током у анода. Справедливость этого допущения хорошо видна из вставки к рис. 1.

Таблица 1.

Вар. эксп.	E_e , кВ/см	E_0 , кВ/см	j , мкА/см ²	p_0 , 10 ⁹ см ⁻³
A ₁	2.27	2.25	37.5	2.06
A ₂	2.27	4.25	5.5	0.16

Эксперименты A_1 и A_2 относятся к одному и тому же объекту, однако для A_2 диэлектрический слой у анода утолщен. Это приводит к существенной разнице в токах и в характере распределения электрического поля. Для эксперимента A_1 распределение $\tilde{E}(X)$ равномерное, а в случае A_2 значение $\tilde{E}_0 \simeq 1.87$ и профиль $\tilde{E}(X)$ похож на аналогичные кривые при $p_0 \ll p_*$ (рис. 7). Зависимость распределения поля от прозрачности свидетельствует о заметной концентрации примесных уровней в образцах. Это также подтверждается оценкой эквивалентной примесной концентрации p_t , которая в данном случае равна $p_t = 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, что намного больше значений p_* и p_0 .

Как следует из развитой модели, теоретический расчет требует знания численных значений 19 параметров. К ним относятся параметры материала $E_g, N_v, N_c, V_p, V_n, \mu_p, \mu_n, \epsilon$, поверхностные параметры — φ_{B_n}, T_n, T_p , концентрация равновесных дырок в нейтральном объеме p_* , параметры легирующей примеси $N_t, \epsilon_t, \sigma_n, \sigma_p$, размер образца d и условия эксперимента T, V . Если электронная компонента несущественна, то знание μ_n, V_n, N_c, T_n не требуется, и необходимое число параметров равно 15. Расчеты проводились при $T = 300 \text{ К}$. Значения d и V были $d = 0.22 \text{ см}$, $V = 500 \text{ В}$. Считалось, что в вариантах эксперимента A_1 и A_2 параметры материалов были одинаковыми и структуры различались лишь туннельной прозрачностью. Использовались принятые в [6] параметры: $\mu_p = 50 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, $V_p = 6 \cdot 10^6 \text{ см/с}$, $N_v = 5.1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $E_g = 1.5 \text{ эВ}$, $\epsilon = 10.9$. Таким образом, неизвестными остались p_* , T_p , φ_{B_n} и параметры легирующей примеси $N_t, \epsilon_t, \sigma_n, \sigma_p$. Из численных расчетов следует, что точные значения сечений захвата электронов и дырок в данном случае не являются необходимыми. Величина σ_n варьировалась в диапазоне $\sigma_n = 10^{-13} \div 10^{-16} \text{ см}^2$, а значение σ_p выбиралось равным $\sigma_p = 10^{-16} \text{ см}^2$. Остальные параметры p_* , $\varphi_{B_n}, T_p, N_t, \epsilon_t$ подбирались из согласования экспериментальных данных с результатами теоретического расчета.

Из однородности профиля $E(X)$ в случае A_1 следует вывод о равенстве $p_0 = p_*$, и, таким образом, $p_* = 2.06 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$. Далее для фиксированного значения T_p структуры A_1 вычислялась из (2) величина p_0^{eq} и $e\varphi_{B_n} = E_g - kT \ln N_v/p_0^{eq}$, а из (32) находилось значение T_p для структуры A_2 . Результаты вычислений сведены в табл. 2.

Таблица 2.

$T_p (A_1)$	$p_0^{eq}, 10^9 \text{ см}^{-3}$	$\varphi_{B_n}, \text{ В}$	$T_p (A_2)$
1	2.1	0.942	$3 \cdot 10^{-3}$
0.1	2.45	0.946	$2.5 \cdot 10^{-3}$
0.01	5.92	0.969	$1 \cdot 10^{-3}$

Из табл. 2 следует, что туннельная прозрачность для дырок заметно различается для разных структур, и в случае A_2 величина T_p существенно ниже, чем в случае A_1 . Отметим, что чувствительность величины $T_p (A_2)$ к значению $T_p (A_1)$ слабая. Используем (28) для оценки $N_t f_*$, p_1 и ϵ_t . Вычисления дают $N_t f_* = 1.71 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$. При $N_t = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ соответственно получаем $f_* = 1.7 \cdot 10^{-3}$, $p_1 = 3.53 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$, $\epsilon_t = 0.778 \text{ эВ}$. Вычисление энергии примесного уровня непосредствен-

но из уравнения Пуассона дает значение ε_t в интервале $0.788 \div 0.81$ эВ, если N_t изменяется в диапазоне $5 \cdot 10^{12} \div 10^{13}$ см $^{-3}$, а $\sigma_n/\sigma_p = 1 \div 10^3$.

Проделанные оценки позволяют заключить, что учет объемного заряда глубоких примесных уровней и пониженной туннельной прозрачности границ в модели высокоомной структуры позволяет адекватно описать темновые электрические поля и ток в структуре.

Авторы благодарят П.Г. Кашерининова и А.В. Кичаева за обсуждение проблемы и предоставленные экспериментальные данные.

Б.И. Резников, E-mail: reznikov@numer.ioffe.rssi.ru

Список литературы

- [1] Н. Мотт, Р. Герни. *Электронные процессы в ионных кристаллах*. (М., ИИЛ, 1950) с. 197.
- [2] М. Ламперт, П. Марк. *Инжекционные токи в твердых телах*. (М., Мир, 1973).
- [3] А.А. Саченко, О.В. Снитко. *Фотоэффекты в приповерхностных слоях полупроводников*. (Киев, Наукова думка, 1984).
- [4] П.Г. Кашерининов, А.В. Кичаев, Ю.Н. Перепелицын, В.Е. Харчиев, И.Д. Ярощцкий. Препринт ФТИ N 1570 (С.-Петербург, 1991).
- [5] П.Г. Кашерининов, А.В. Кичаев, И.Д. Ярощцкий. Письма ЖТФ, **19**, 49 (1993).
- [6] П.Г. Кашерининов, Б.И. Резников, Г.В. Царенков. ФТП, **26**, 1480 (1992).
- [7] Б.И. Резников, Г.В. Царенков. ФТП, **28**, 242 (1994).
- [8] J.G. Simmons, G.W. Taylor. Sol. St. Electron., **29**, 287 (1986).
- [9] Б.И. Резников, Г.В. Царенков. ФТП, **28**, 867 (1994).
- [10] Б.И. Резников, Г.В. Царенков. ФТП, **27**, 1262 (1993).
- [11] Б.И. Резников, Г.В. Царенков. ФТП, **29**, 1430 (1995).

Редактор Т.А. Полянская

Dark distribution of electric field and current in high-resistance strongly biased MISIM structure

B.I. Reznikov and G.V. Tsarenkov

A.F. Ioffe Physical Technical Institute, Russian Academy of Sciences,
194021 St.Petersburg, Russia

An influence of the Schottky barrier, an insulator tunnel-transparency and other parameters on dark characteristics of a high-resistance strongly biased MISIM structure with a single deep impurity level were investigated theoretically. The condition of a homogeneity of the electric field in the structure was found. It was shown that decreasing of the insulator tunnel-transparency leads to decompensation of free and coupled charges and increasing of the electric field near the anode. It was determined the condition of an inversion (i.e. change of sign) of electric field near the anode and the range of parameter values where the electric field increases in vicinity of the cathode with positive curvature.