

©1994 г.

СВЕТООУПРАВЛЯЕМЫЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПОЛЯ В ВЫСОКООМНОЙ МПМ СТРУКТУРЕ ПРИ НАЛИЧИИ ГЛУБОКИХ ПРИМЕСНЫХ УРОВНЕЙ.

2. БОЛЬШИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ

Б.И.Резников, Г.В.Царенков

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе Российская академия наук,
Санкт-Петербург, Россия
(Получена 2 декабря 1993 г. Принята к печати 13 декабря 1993 г.)

Теоретически исследовано влияние глубоких примесей на фотоэффект в сильно смещенной высокоомной симметричной МПМ структуре при освещении монохроматическим светом ($h\nu \gtrsim E_g$). Решалась система уравнений непрерывности в диффузионно-дрейфовом приближении и уравнение Пуассона. На границах учтена термоэлектронная эмиссия носителей через поверхность металл-полупроводник. Результаты приведены для структуры Au-CdTe-Au с одиночным примесным уровнем, проявляющим себя в толще как уровень прилипания для дырок.

Показано, что и при наличии примеси при интенсивностях, превосходящих критическую, в тонком слое вблизи анода имеет место инверсия (смена знака) электрического поля. За инверсной областью расположена область квазинейтральности, ширина которой растет с интенсивностью и заметно уменьшается с ростом N_t . Последнее связано с рекомбинацией носителей в потенциальной яме для электронов. С ростом N_t уменьшается величина поля у катода.

Качественный характер зависимости ток-интенсивность такой же, как и при отсутствии примесей. Однако величина тока, ограниченного объемным зарядом (ТООЗ), и скорость роста тока при интенсивностях, превышающих инверсную, заметно уменьшаются из-за захвата дырок на примесные уровни в толще структуры. При малых N_t величина ТООЗ линейно уменьшается с ростом N_t .

Характеристика ток-напряжение линейна при малых напряжениях V и испытывает насыщение при больших V . Ток насыщения пропорционален интенсивности освещения и не зависит от N_t .

С уменьшением V распределение $E(x)$ в толще становится немонотонным, вблизи анода появляется область, где $d^2E/dx^2 > 0$, ширина инверсной области растет и при малых V и N_t может достигать десятков микрон.

1. Введение

Настоящее исследование непосредственно продолжает работу [1], в которой был изучен фотоэффект в сильно смещенной высокоомной МПМ структуре при наличии глубоких примесных уровней в случае

малых интенсивностей, когда приложенное внешнее поле почти не возмущено, но заряд примесей уже экранирован фотоносителями. Ранее в [2,3] рассматривался случай чистого полуизолирующего кристалла и было показано, в частности, что при значительных интенсивностях освещения фотоиндуцированная перестройка распределения электрического поля, обусловленная объемным зарядом фотогенерированных свободных носителей, приводит к инверсии электрического поля у освещаемого анода [3]. Причина инверсии поля — настолько большие градиенты электронной концентрации у освещаемой поверхности, что сумма диффузионных токов фотоносителей превышает полный ток через структуру.

Цель данной работы — исследовать фотоэффект в высокоомных структурах, содержащих примеси, при интенсивностях, вызывающих инверсию поля в чистом кристалле. Особое внимание будет уделено распределению электрического поля в толще и вблизи контактов с металлом. Как и в [1-3], рассмотрение базируется на полной системе уравнений непрерывности в диффузионно-дрейфовом приближении и уравнении Пуассона. На границах учитывается термоэлектронная эмиссия носителей через поверхность металл-полупроводник. Математическая формулировка задачи полностью совпадает с использованной в [1].

2. Результаты численного решения

2.1. *Параметры модели.* Численные расчеты проводились на примере структуры Au-CdTe-Au. Рассматривался частный случай одиночного примесного уровня акцепторного типа с параметрами, взятыми из [4]: энергия залегания $\epsilon_t = E_c - E_t = 0.7$ эВ, сечения захвата носителей $\sigma_n = 4.5 \cdot 10^{-16}$ см², $\sigma_p = 2.9 \cdot 10^{-14}$ см², концентрация глубоких примесей $N_t < 10^{14}$ см⁻³. Полупроводниковая часть структуры — полуизолирующий кристалл с фиксированной равновесной концентрацией дырок в слитке при комнатной температуре $p_* = 10^8$ см⁻³. Принятым значениям ϵ_t и p_* соответствуют значение $p_1 = 1.74 \cdot 10^5$ см⁻³ и равновесная степень заполнения $f_* = 1.74 \cdot 10^{-3}$.

Остальные параметры те же, что и в работах [1-3]: $E_g = 1.5$ эВ, $N_c = 9.05 \cdot 10^{17}$ см⁻³, $N_v = 5.1 \cdot 10^{18}$ см⁻³, $n_i^2 = 2.6 \cdot 10^{11}$ см⁻⁶, $e\phi_{Bn} = 0.71$ эВ, $\mu_p = 50$ см²/В·с, $b = \mu_n/\mu_p = 10$, $V_n = 8.5 \cdot 10^6$ см/с, $V_p = 6 \cdot 10^6$ см/с, $\epsilon = 10.9$, $\alpha = 10^4$ см⁻¹, $d = 0.3$ см, $V = 300$ В, $T = 300$ К.

2.2. *Вычислительная процедура.* Отметим две существенные физические особенности задачи, порождающие значительные вычислительные трудности.

1. Область интегрирования охватывает всю структуру, в толще которой превалирует дрейфовый перенос, а вблизи контактов диффузия, согласующая концентрации носителей в толще с их граничными значениями. Это порождает тонкие пограничные слои с большими градиентами физических величин. С увеличением интенсивности освещения градиенты концентраций растут и роль диффузии увеличивается.

2. Для высокоомных полупроводников даже при малых интенсивностях освещения концентрация фотогенерированных носителей превышает эффективную концентрацию ионизованных акцепторов. Это

эквивалентно высокому уровню возбуждения и соответствует сильной связи уравнения Пуассона (через плотность объемного заряда) с транспортными уравнениями. Связь эта усиливается при наличии глубоких примесных уровней, когда даже незначительные изменения степени их заполнения существенно меняют плотность объемного заряда и распределение электрического поля. Это приводит к тому, что задача становится столь нелинейной, что последовательное решение уравнений системы (алгоритмы типа алгоритма Гуммеля) не приводит к сходящемуся решению даже при сильном демпфировании, и следует искать альтернативные подходы.

Отмеченные свойства данной задачи требуют использования адекватного математического аппарата, учитывающего все ее особенности. Базовая система, описывающая перенос фотогенерированных носителей, интегрируется численно. Конечно-разностный аналог записывается на неравномерной сетке, сгущенной на краях промежутка в области максимальных градиентов физических величин. Для аппроксимации потоков носителей используются разностные выражения, предложенные Шарфеттером и Гуммелем [5]. Производные потоков и поля аппроксимируются стандартными центральными разностями. В результате исходная задача сводится к системе нелинейных трехточечных разностных уравнений. Последняя (вместе с граничными условиями) записывается относительно приращений векторов искомых функций и линеаризуется. Линеаризованная разностная задача решается матричной прогонкой [6]. При переходе к следующей итерации в необходимых случаях применяется демпфирование. Одновременное решение всех уравнений обеспечивает получение решения с минимальным числом итераций по нелинейности. Специальная процедура выдает начальное приближение векторов искомых функций, обеспечивающее сходимость ньютоновских итераций к решению. Точность расчета контролируется по выполнению закона сохранения полного тока через структуру и минимизацией невязок разностного аналога уравнения Пуассона ниже допустимого предела во всех точках сетки.

2.3. Дифференциальные характеристики и зависимость ток-интенсивность. Ранее было показано [1], что рост интенсивности освещения до величины I_1 приводит к полному экранированию поля отрицательного объемного заряда примесей полем фотоносителей. При значениях интенсивности близких к I_1 характеристика ток-интенсивность почти линейна, а распределение $E(X)$ аналогично профилю $E(X)$ в случае $I_i \leq I_*$, изученному при $N_t = 0$ в [2]. Цель дальнейших исследований — изучение влияния примеси на физическую картину фотоэффекта при интенсивностях I_i , значительно превосходящих интенсивность экранирования поля примеси I_1 .

Результаты численных расчетов показывают, что при $I_i \gg I_1$ распределения физических величин $P(X) = p(X)/p_*$, $N(X) = n(X)/p_*$, $\tilde{E}(X) = E(X)/E_e$ ($E_e = V/d$, $X = x/d$) качественно не отличаются от зависимостей, полученных в [2,3] при отсутствии примесей. Из рис. 1 и 2 хорошо видно, что по характеру физических процессов вся структура разбивается на три подобласти. Это два пограничных слоя вблизи электродов, где диффузия согласует значения концентраций в толще с их граничными значениями, и толща, в основной части которой существует лишь дрейф носителей. В пограничном слое вблизи анода,

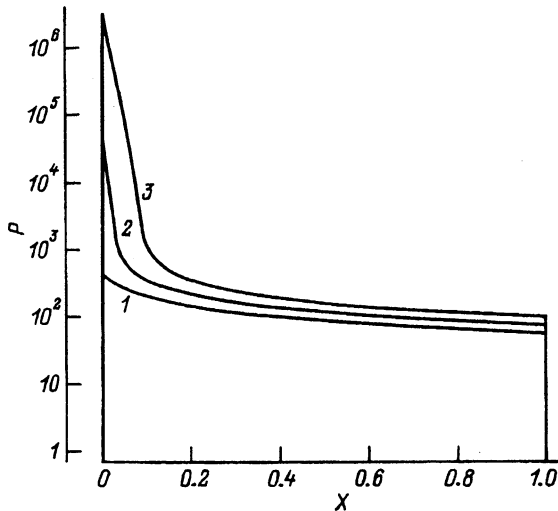
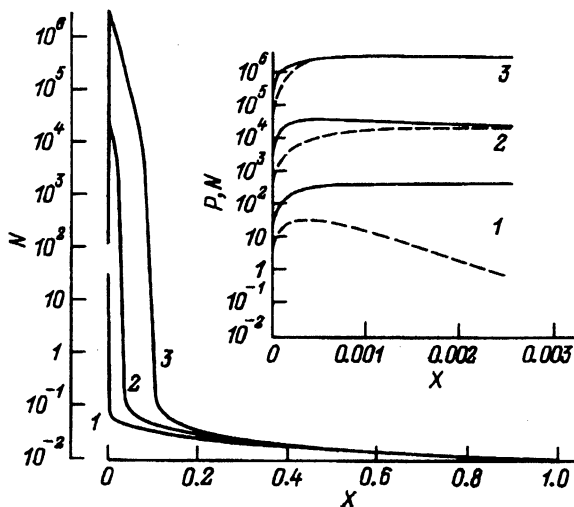


Рис. 1. Распределение дырочной концентрации $P(X) = p(X)/p_*$ в структуре при различных интенсивностях освещения ($N_t = 10^{13} \text{ см}^{-3}$). $I_i, \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$: 1 — 10^{15} , 2 — 10^{17} , 3 — 10^{19} .

толщиной примерно $(1-3)\alpha^{-1}$, существенна также генерация носителей. Здесь концентрации электронов и дырок возрастают от граничных значений ($n_0 \approx I_i/V_n$, $p_0 \approx I_i/V_p$) до максимальных (превосходящих их на 2 порядка) и далее падают до значений в толще. Резкое отличие граничных и максимальных значений концентраций и немонотонная зависимость от координаты $p(X)$ и $n(X)$ в области генерации определяются большими скоростями эмиссии носителей с поверхности, намного превосходящими их дрейфовые скорости. Соотношение между концентрациями, их величины и толщины слоев, где n и p существенно превосходят их значения в толще, зависят от интенсивности освещения (рис. 1, 2). Фундаментальной особенностью распределений $n(X)$ и $p(X)$ является образование области квазинейтральности при интенсивностях $I_i \geq 10^{17} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ (рис. 2, вставка).

Рис. 2. Распределение электронной концентрации $N(X) = n(X)/p_*$ в структуре при различных интенсивностях освещения ($N_t = 10^{13} \text{ см}^{-3}$). На вставке — профили концентраций электронов (пунктир) и дырок (сплошные линии) вблизи освещаемой поверхности. $I_i, \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$: 1 — 10^{15} , 2 — 10^{17} , 3 — 10^{19} .



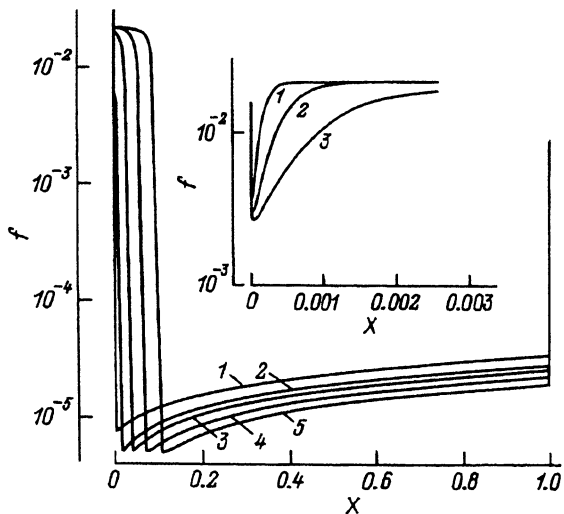


Рис. 3. Распределение степени заполнения ловушек при различных интенсивностях освещения ($N_t = 10^{13} \text{ см}^{-3}$). $I_i, \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$: 1 — 10^{15} , 2 — 10^{16} , 3 — 10^{17} , 4 — 10^{18} , 5 — 10^{19} . На вставке — распределение степени заполнения вблизи освещаемой поверхности. $I_i, \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$: 1 — 10^{17} , 2 — 10^{18} , 3 — 10^{19} .

Поведение концентраций $n(X)$ и $p(X)$ определяет степень заполнения ловушек $f(X)$ (рис. 3)

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

и объемный заряд примеси $eN_t(f_* - f)$. Вблизи поверхности и в области квазинейтральности $n(X), p(X) \gg p_1$, и при $\alpha_p p \gg \alpha_n n$ степень заполнения описывается зависимостью $f = \frac{\alpha_n n}{\alpha_p p}$. В толще вблизи катода, где $n \simeq n_0^{eq}$, $\alpha_n n \ll \alpha_p p_1$, $n(X) \ll p(X)$, примесь является центром прилипания для дырок, и $f \simeq p_1/p$. Здесь поведение f жестко связано только с распределением $p(X)$. Это проявляется в медленном росте $f(X)$ в средней части структуры и быстром росте $f(X)$ в диффузионном пограничном слое вблизи катода (рис. 3). Вблизи анода детали распределения $f(X)$ зависят от величины интенсивности, которая определяет наличие или отсутствие области квазинейтральности. При умеренных интенсивностях $I_i \leq 10^{15} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ величина $f(X)$ вблизи анода монотонно падает. Это происходит потому, что непосредственно у анода $p(X)$ растет быстрее, чем $n(X)$, и далее при отходе от поверхности $n(X)$ уменьшается быстрее, чем $p(X)$ (см. кривую 1 на вставке рис. 2). При интенсивностях $I_i \geq 10^{17} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ поведение $f(X)$ вблизи анода более сложно (см. вставку рис. 3). Это — падение в очень узком слое, затем рост, выход на полку и резкое уменьшение до значений, характерных для толщи. Ширина полки увеличивается с ростом интенсивности. Отмеченные детали распределения $f(X)$ связаны с более быстрым ростом дырочной концентрации в освещаемом слое (рис. 2, вставка, см. также рис. 5 работы [3]) и образованием области квазинейтральности, где $n(X) \simeq p(X)$ и $f_m \simeq \alpha_n/\alpha_p$. Первое вызывает падение вблизи поверхности величины f . Затем, когда концентрации носителей становятся близкими, а $f(0) < f_m$ (что связано с величиной ε_t и соотношением между сечениями), степень заполнения f растет и выходит на полку. Резкое падение f после выхода на полку связано с

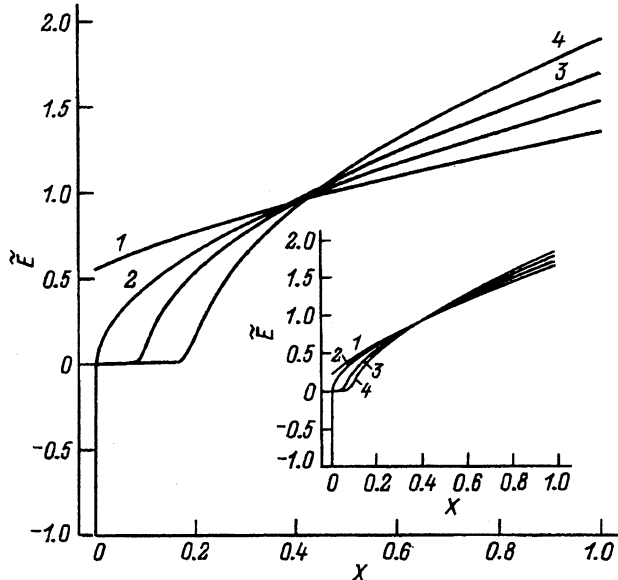


Рис. 4. Распределение электрического поля в структуре $\tilde{E}(X) = E(X)/E_e$ при различных интенсивностях для различных концентраций примеси: $N_t = 10^{12} \text{ см}^{-3}$, на вставке — $N_t = 10^{13} \text{ см}^{-3}$. $I_i, \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$: 1 — 10^{15} , 2 — 10^{17} , 3 — 10^{18} , 4 — 10^{19} .

уменьшением n вне области квазинейтральности, являющейся потенциальной ямой для электронов [3].

На рис. 4 показаны распределения $\tilde{E}(X)$ при различных интенсивностях $I_i = (10^{15} - 10^{19}) \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ для различных концентраций примеси $N_t = 10^{12}, 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Общий характер распределений $\tilde{E}(X)$ и зависимость профилей от интенсивности качественно не отличаются от зависимостей, полученных в [2,3] при $N_t = 0$. Из рисунка видно, что:

— независимо от наличия примеси при достаточно больших интенсивностях в тонком слое вблизи анода возникает инверсия (смена знака) электрического поля. Из данных расчета следует, что величина граничного поля $\tilde{E}_0 = E(0)/E_e$ и профили $\tilde{E}(X)$ в инверсной области ($E < 0$) практически не зависят от N_t . Это связано с тем, что при интенсивностях, соответствующих развитой инверсии, когда $|\tilde{E}_0| \simeq 1$, объемный заряд примеси много меньше заряда свободных фотоносителей в освещаемом слое;

— с ростом N_t уменьшается ширина области квазинейтральности $X_0 = x_0/d$. В частности, при $N_t = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $I_i = 10^{19} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ ее протяженность уменьшается примерно на порядок по сравнению с величиной X_0 при $N_t = 0$ [3] и составляет $X_0 \simeq 0.04$. Одновременно зависимость $X_0(I_i)$ становится более слабой. Эти эффекты связаны с рекомбинацией носителей в потенциальной яме для электронов;

— с ростом N_t уменьшается величина поля на темновой границе $\tilde{E}_d = E_d/E_e$, которая, как и все распределение $\tilde{E}(X)$ в толще, слабее зависит от интенсивности.

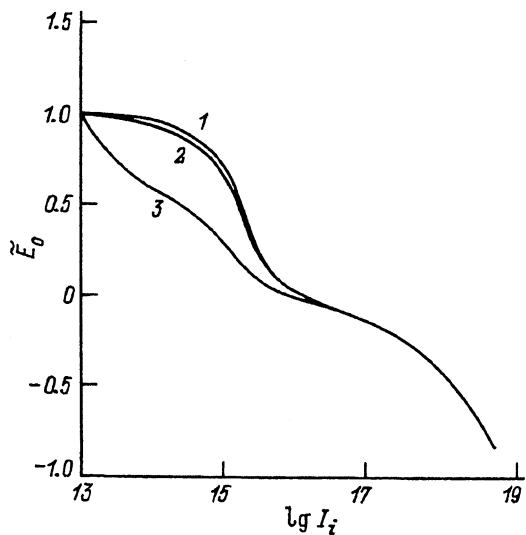


Рис. 5. Зависимость граничного поля \tilde{E}_0 от интенсивности при различных концентрациях примеси. $N_t, \text{см}^{-3}$: 1 — 0, 2 — 10^{12} , 3 — 10^{13} .

Зависимость граничного поля \tilde{E}_0 от интенсивности освещения при различных концентрациях примеси для $\varepsilon_t = 0.7 \text{ эВ}$ дана на рис. 5. Видно, что пока концентрация примеси N_t меньше 10^{12} см^{-3} наличие примеси слабо отражается на величине \tilde{E}_0 . При $N_t \gtrsim 10^{12} \text{ см}^{-3}$ примесь влияет уже сильнее, в частности заметно увеличивается производная $|d\tilde{E}_0/dI_i|$. Однако, в силу того что для примесного уровня $\varepsilon_t = 0.7 \text{ эВ}$ инверсия электрического поля наступает при достаточно больших интенсивностях $I_i \simeq 10^{16} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, заряд фотоносителей в большей части области генерации существенно больше заряда примеси даже при $N_t = 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Поэтому при интенсивностях больших инверсной влияние примеси проявляется значительно слабее. В частности, величина инверсной интенсивности при $N_t \gtrsim 10^{13} \text{ см}^{-3}$ слабо зависит от концен-

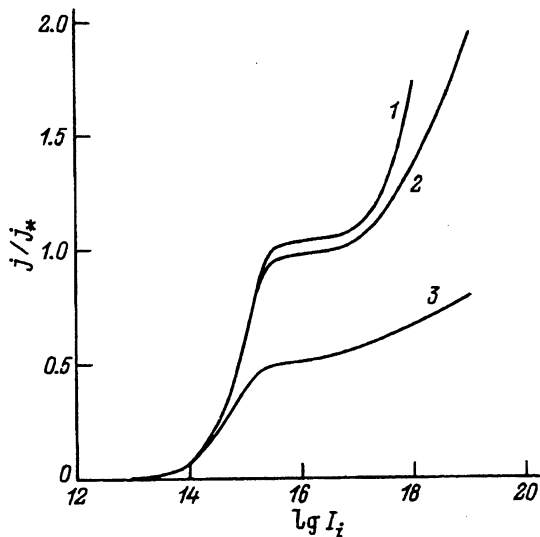


Рис. 6. Зависимость ток-интенсивность при различных концентрациях примеси. $N_t, \text{см}^{-3}$: 1 — 0, 2 — 10^{12} , 3 — 10^{13} .

традии примесей, а зависимость $\tilde{E}_0(I_i)$ при интенсивностях бóльших инверсной практически не чувствительна к наличию примесей (рис. 5).

Зависимость ток-интенсивность при различных N_t представлена на рис. 6. Из рисунка видно, что качественный характер зависимости $j(I_i)$ такой же, как и в случае отсутствия примесей. Однако значение тока, ограниченного объемным зарядом, и скорость роста тока при интенсивностях, превышающих инверсную, сильно зависят от концентрации примесей. Они заметно уменьшаются из-за захвата дырок на примесные уровни в толще структуры.

3. Зависимость тока, ограниченного объемным зарядом, от концентрации примеси

Численный эксперимент выявил уменьшение значения тока, ограниченного объемным зарядом, с ростом концентрации примеси по закону, близкому к линейному.

Получим этот результат аналитически для уровней, у которых равновесная степень заполнения f_* мала — $f_* \ll 1$. Рассмотрим интенсивности несколько большие инверсной. В этой области ток меняется чрезвычайно слабо (рис. 6), а поле \tilde{E}_0 близко к нулю (рис. 5). Используем для анализа систему (33), (35), полученную в [1] интегрированием уравнения Пуассона при граничном условии $\phi(d) = V$ в предположении $q_p(x) = \text{const} = j/e$ и пренебрежении диффузией в толще.

В качестве левой границы интервала интегрирования x'_0 выберем координату x_{dr} , в которой дрейфовое решение $E(x)$ обращается в нуль [3]. Будем пренебрегать разностью потенциалов на отрезке (x_0, x_{dr}) , где $\phi(x_0) = 0$. Для интенсивностей близких к инверсной это предположение хорошо выполняется, и значения $x_0, x_{dr} \ll d$.

При $\tilde{E}(x'_0) = 0$ система (33), (35) работы [1] содержит две неизвестные величины E_j и E_d . В переменных

$$y = \frac{E_d}{E_j}, \quad z = \frac{E_e}{E_j}, \quad E_j = \frac{j}{e\mu_p p_*} \quad (1)$$

она имеет вид

$$-y f_*(1+\beta) - \ln(1-y) - \beta[1 - f_*(1+\beta)] \ln(1+y/\beta) = \kappa f_*(1+\beta)(1 - X_{dr})z, \quad (2)$$

$$-y \left[\frac{y f_*}{2} + 1 - f_*(1+\beta) \right] + \beta[1 - f_*(1+\beta)] \ln(1+y/\beta) = \kappa f_* z (z - 1 + X_{dr}). \quad (3)$$

Здесь введены обозначения

$$\beta = \frac{(1 - f_*)p_*}{f_*[N_t(1 - f_*) + p_*]}, \quad \kappa = \frac{4\pi e d}{\varepsilon E_e} [N_t(1 - f_*) + p_*], \quad X_{dr} = \frac{x_{dr}}{d}. \quad (4)$$

Складывая (2) и (3), получаем

$$-\frac{y^2 f_*}{2} - [y + \ln(1 - y)] = \kappa f_* z [z + \beta(1 - X_{dr})]. \quad (5)$$

Заметим, что

$$\frac{1}{z} = \frac{j}{j_B}, \quad j_B = e\mu_p E_e p_*, \quad \frac{y}{z} = \tilde{E}_d = \frac{E_d}{E_e}. \quad (6)$$

Рассмотрим случай умеренных концентраций примеси, когда ток $j \gg j_B$ и значения z и $y = \tilde{E}_d z$ малы. Разлагая левые части системы (2), (5) в ряд по степеням y ($y \ll 1$, $y/\beta \ll 1$), получим

$$y^2 \left[1 - \frac{2}{3} \frac{1 - f_* - \beta y}{1 - f_*} \right] = \frac{2\kappa f_* \beta}{1 - f_*} (1 - X_{dr}) z, \quad (7)$$

$$y^2 \left[1 + \frac{2}{3(1 - f_*)} y \right] = \frac{2\kappa f_* z}{1 - f_*} [z + \beta(1 - X_{dr})]. \quad (8)$$

Положим в (8) значение $X_{dr} = 0$ и при $f_* \ll 1$ пренебрежем членом порядка y^3 . Используя тождества

$$\frac{y}{z} = \tilde{E}_d, \quad \frac{\kappa f_* \beta}{1 - f_*} = \frac{9j_B}{8j_*}, \quad j_* = \frac{9}{8} \frac{\varepsilon \mu_p V^2}{4\pi d^3}, \quad (9)$$

получим из (8)

$$\frac{j}{j_*} = \left(\frac{2}{3} \tilde{E}_d \right)^2 - \frac{j_B}{j_* \beta}. \quad (10)$$

Вблизи инверсии при малых значениях концентрации примеси ($N_t \leq 10^{12} \text{ см}^{-3}$) величина $\tilde{E}_d \approx 3/2$ [3]. Используя определение β (4) и полагая $N_t(1 - f_*) \gg p_*$, получим

$$\frac{j}{j_*} = 1 - \frac{j_B}{j_*} f_* \frac{N_t}{p_*}. \quad (11)$$

Из (10), (11) следует линейный закон уменьшения $j(N_t)$, слабое влияние интенсивности (через \tilde{E}_d) и определение характерного масштаба концентрации примеси N_m , при которой ток уменьшается в два раза:

$$N_m = \frac{1}{2} \frac{j_* p_*}{j_B f_*}. \quad (12)$$

Из (12) видна резкая зависимость N_m от энергии залегания примеси при малых f_* , так как $N_m \sim 1/f_*$. Для рассматриваемых условий ($\varepsilon_t = 0.7 \text{ эВ}$, $V = 300 \text{ В}$, $d = 0.3 \text{ см}$, $j_* = 181 \text{ мкА/см}^2$, $j_B = 0.8 \text{ мкА/см}^2$) величина N_m составляет $0.65 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Последнее объясняет слабую чувствительность зависимости ток-интенсивность к наличию примесей при $N_t \leq 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (рис. 6). Таким образом, введенный выше термин, «умеренные концентрации примеси» означает $N_t \ll 2N_m$.

Формула (11) может быть переписана в виде

$$j = j_* - j_t, \quad j_t = e\mu_p E_e N_t f_*. \quad (13)$$

Данный результат следует из уравнения Пуассона, в котором $\rho = e(p + N_t f_*)$. Такое выражение для ρ имеет место, когда $f \ll f_*$ и $p \gg p_* + N_t f$. Это происходит при предельном заполнении ловушек дырками ($f \ll 1$, $f_p = 1 - f \simeq 1$). Запишем уравнение Пуассона в виде $p = \frac{\varepsilon}{4\pi e} \frac{dE}{dx} - N_t f_*$ и используем определение тока $j = e\mu_p E p$. Интегрируя последнее выражение в промежутке $[x_0, d]$, получим

$$j(d - x_0) = \frac{\varepsilon\mu_p}{8\pi} [E_d^2 - E^2(x_0)] - e\mu_p N_t f_* V,$$

что (при $x_0 \ll d$, $E^2(x_0) \ll E_d^2$ и $8\pi e N_t f_* V / \varepsilon$) дает (10).

Выражение (13) можно рассматривать как вольт-амперную характеристику для интенсивностей, близких к инверсной ($\tilde{E}_0 \simeq 0$, $\tilde{E}_d \simeq 3/2$). Из него видно, что при наличии примеси вольт-амперная характеристика, кроме квадратичного члена по V , содержит также линейный по V член, и что при уменьшении внешнего поля относительное влияние примеси растет.

4. Характеристика ток-напряжение при освещении

Характеристика ток-напряжение в рамках моделей монополярной и двойной инжекции рассматривалась в [7] для различных законов распределения ловушек по энергиям. Основой рассмотрения были нулевое граничное условие для поля на инжектирующем контакте и пренебрежение диффузией. Наиболее интересный результат состоял в установлении напряжения предельного заполнения ловушек V_L , в окрестности которого происходит резкое изменение тока. Производная dj/dV в окрестности V_L растет с увеличением концентрации ловушек, и при $V > V_L$ закон Ома заменяется квадратичной зависимостью.

Цель последующего рассмотрения — изучить $I-V$ -характеристику при освещении, используя точные граничные условия и учитывая диффузию.

На рис. 7 представлены $I-V$ -характеристики при различных N_t и I_i при $\varepsilon_t = 0.7$ эВ. При малых напряжениях $j \sim V$, а при больших имеется насыщение $I-V$ -характеристики. Ток насыщения зависит от интенсивности освещения и примерно пропорционален интенсивности. С возрастанием N_t ток уменьшается из-за захвата дырок на примеси и при больших концентрациях слабо зависит от интенсивности в области малых и средних напряжений. Это связано с тем, что ток определяется концентрацией дырок в толще, которая не чувствительна к интенсивности освещения.

Профили электрического поля $E(X)$ зависят от напряжения и при малых напряжениях имеют ряд характерных особенностей, представленных на рис. 8. Если при $V = 50$ В профиль $E(X)$ качественно не отличается от результатов, полученных при $V = 300$ В (рис. 4), то для $V = 5$ В видны отличия. Это связано с тем, что при малых смещениях увеличивается роль диффузии. В частности, с уменьшением V происходит рост ширины инверсной области, которая при напряжениях в несколько вольт и при малых концентрациях ловушек может достигать десятков микрон. Так, при $N_t = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $I_i = 10^{16} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ и $V = 2$ В величина $\alpha x_m = 13.5$, а для $N_t = 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $I_i = 10^{15} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$

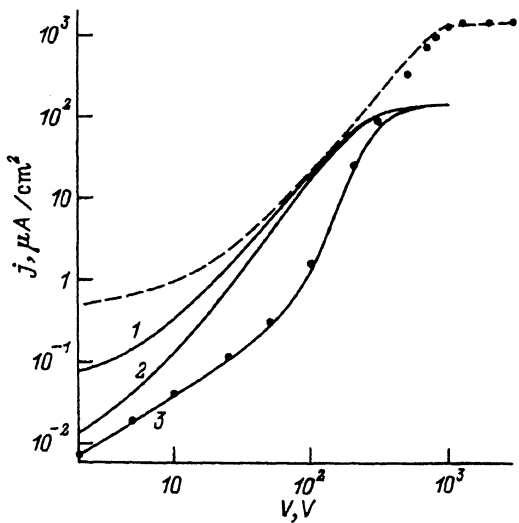


Рис. 7. Характеристика ток-напряжения при освещении для различных концентраций примеси. $I_i = 10^{15} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$, $N_t, \text{ см}^{-3}$: 1 — 0, 2 — 10^{12} , 3 — 10^{13} , точки — данные при $I_i = 10^{16} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$, $N_t = 10^{13} \text{ см}^{-3}$; штриховая линия — $I_i = 10^{16} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$, $N_t = 0$.

значение $\alpha x_m = 40$. Обращает на себя внимание значительная величина инверсного поля у поверхности ($E_0 \approx -3E_e$ при $V = 5 \text{ В}$ не показано на рис. 8), присущая развитой инверсии [3]. Кроме того, при малых V в распределении $E(X)$ в толще появляются особенности, отсутствующие при больших V . Это, во-первых, значительная по протяженности область, где $dE/dX < 0$ и $d^2E/dX^2 > 0$. Во-вторых, появление максимума поля внутри толщи, после прохождения которого поле слабо убывает к катоду, так что $E_{\text{max}} > E_d$. В-третьих, резкое убывание поля в диффузионном слое вблизи катода, причем при достаточно малом напряжении значение E_d становится меньше нуля. Это связано с тем, что сумма внешнего поля и поля фотоносителей меньше равновесного поля вблизи катода, составляющего при $N_t = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и $\varepsilon_t = 0.7 \text{ эВ}$ величину -208 В/см .

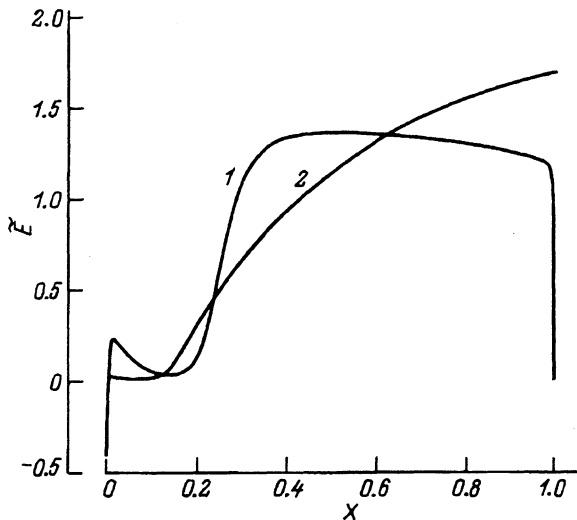


Рис. 8. Зависимость $E(X)$ для различных напряжений на структуре. $I_i = 10^{16} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$, $N_t = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $\varepsilon_t = 0.7 \text{ эВ}$; $V, \text{ В}$: 1 — 5, 2 — 50.

Появление положительной кривизны профиля $E(X)$ можно объяснить, анализируя распределения $p(X)$, $n(X)$ и $f(X)$ для $V = 5$ В. Производная dE/dX в слое, прилегающем к инверсной области, отрицательна за счет преобладания отрицательного заряда примеси $\rho \simeq -eN_t(f - f_*)$ при $f > f_*$ (см. формулу (7b) работы [1]). Положительность второй производной d^2E/dX^2 в этом же слое обеспечивается преобладанием слагаемого $-N_t df/dX$.

Из данных численного расчета также следует, что концентрация электронов в толще меньше равновесной, и практически все дырки в глубине структуры ($X > 0.3$) захвачены на примеси.

Дадим интерпретацию $I-V$ -характеристики. При малых V , как следует из рис. 8, поле вблизи катода $E(d - \delta)$ близко к E_e , а концентрация дырок примерно равна p_* . Поэтому дырочный ток $j \simeq e\mu_p p_* E(d - \delta) \simeq j_B$. Из численного расчета (при $N_t = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $I_i = 10^{15} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, $\epsilon_t = 0.7 \text{ эВ}$) следует, что ток $j \simeq 1.3j_B$. Таким образом, омическая часть $I-V$ -характеристики структур, содержащих не слишком малые концентрации примеси (в данном случае $N_t = 10^{13} \text{ см}^{-3}$), приближенно описывается выражением $j \simeq j_B$.

В области насыщения при больших V внешнее поле намного больше поля, создаваемого объемным зарядом примеси, и отношение I_i/I_* мало. Данный случай рассмотрен в [2], где для тока получено выражение (формула 27а)

$$j \simeq eI_i \left(1 + \frac{\alpha dkT}{eV} \right)^{-1}. \quad (14)$$

Отсюда следует, что $j_{as} = eI_i$, и величина напряжения, при котором ток незначительно (на 10%) отличается от асимптоты, равна $V = 10\alpha dkT/e$. При стандартных условиях, рассматриваемых нами, это составляет 750 В. Критерий пренебрежения полем примеси при $f \ll f_*$ (см. рис. 3) есть

$$\frac{4\pi eN_t f_* d}{\epsilon} \ll V/d, \quad (15)$$

что дает

$$N_t \ll \frac{\epsilon V}{4\pi e f_* d^2}. \quad (16)$$

Заметим, что (14) есть приближенное выражение для $I-V$ -характеристики в случае относительно малого влияния примеси. Появление асимптоты в $I-V$ -характеристике в диапазоне параметров, соответствующем пренебрежимо малому влиянию примеси, качественно отличает наши результаты от результатов, изложенных в [7], где использовалось нулевое граничное условие для поля вблизи инжектирующего контакта. Как следует из расчетов (рис. 5), при $I_i < I_*$ и малых концентрациях примеси поле E_0 сравнимо с E_e и не может полагаться нулем.

Таким образом, при достаточно больших интенсивностях вблизи освещаемого анода МПМ диода возникает инверсия (смена знака)

электрического поля. Это явление имеет место независимо от концентрации глубокой примеси в широком диапазоне приложенного напряжения. При этом распределения электрического поля чувствительны к интенсивности освещения и величине смещения.

Результаты, приведенные в статье, ограничены фиксированными значениями ϵ_t , σ_n , σ_p и других параметров и, таким образом, не могут отражать все возможное разнообразие распределений $E(x)$. Исследование влияния энергии примесного уровня и сечений захвата носителей составит предмет специального рассмотрения.

Данная работа поддержана, в частности, индивидуальными грантами Международного научного фонда Дж. Сороса.

Б.И. Резников, E-mail: reznikov@numer.pti.spb.su

Список литературы

- [1] Б.И. Резников, Г.В. Царенков. ФТП, **28**, 242 (1994).
- [2] П.Г. Кашерининов, Б.И. Резников, Царенков Г.В. ФТП, **26**, 1480 (1992).
- [3] Б.И. Резников, Г.В. Царенков. ФТП, **27**, 1262 (1993).
- [4] T. Takebe, J. Sarai, H. Matsunami. J. Appl. Phys., **53**, 457 (1982).
- [5] D.L. Scharfetter, H.K. Gummel. IEEE Trans. Electron. Dev., Ed-16, N 1, 64 (1969).
- [6] А.А. Самарский. Введение в теорию разностных схем. М.: Наука (1971).
- [7] М. Ламперт, П. Марк. Инжекционные токи в твердых телах. М.: Мир (1973).

Редактор В.В. Чалдышев
