

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

1. МАЛЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ

Б. И. Резников, Г. В. Царенков

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021, Санкт-Петербург, Россия

(Получена 8 июля 1993 г. Принята к печати 26 июля 1993 г.)

Теоретически исследовано влияние глубоких примесей на фотоэффект в сильно смещенной высокоомной симметричной МПМ структуре при освещении монохроматическим светом ($h\nu \geq E_g$). Решалась полная 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.

Для темнового случая показано, в частности, что ток j немонотонно зависит от концентрации примеси N_t . При малых N_t ток электронный, линейно уменьшается с ростом N_t и пропорционален приложенному напряжению V . При N_t , превосходящих некоторое характерное значение, ток дырочный и пропорционален $\sqrt{N_t V}$. Вблизи анода расположена область сильного поля.

Определены пороги интенсивностей освещения, ниже которых распределение электрического поля и ток не отличаются от темновых. Показано, что при увеличении интенсивности освещения выше пороговой распределение $E(x)$ сильно изменяется: поле у анода E_0 уменьшается, поле у катода E_d растет, а все распределение в толще становится более однородным. При интенсивности I_1 , вызывающей полное экранирование заряда примесей зарядом фотогенерированных дырок, распределение поля в толще близко к однородному, и (если $N_t \leq 10^{13} \text{ см}^{-3}$) $E_0 \approx E_d \approx V/d$. При интенсивности, близкой к I_1 , профиль поля линеен, а ток — линейная функция интенсивности. Величина I_1 и ток $j(I_1)$ не зависят от концентрации примеси. Полученные данные свидетельствуют о возможности управления электрическим полем в структуре малыми световыми потоками.

1. Введение

В [1,2] теоретически исследовался стационарный фотоэффект в сильно смещенной структуре металл—полупроводник—металл (МПМ) на основе чистого полуизолирующего кристалла. Было показано, что в результате освещения ($h\nu > E_g$) происходит перестройка распределения электрического поля, обусловленная объемным зарядом фотогенерированных свободных носителей. При достаточно больших интенсивностях у освещаемого анода возникает инверсия электрического поля. Причина инверсии поля — настолько большие градиенты электронной концентрации у освещаемой поверхности, что сумма диффузионных токов фотоносителей превышает полный ток через структуру.

Реальный полупроводник кроме компенсированных примесей с мелкими уровнями содержит также примеси, дающие глубокие уровни. Действие таких примесей двояко: во-первых, их заряд меняется из-за захвата носителей и, следовательно, может зависеть от интенсивности; во-вторых, они являются рекомбинационными центрами. Обе эти причины сказываются на распределении электрического поля, и при достаточно больших концентрациях глубоких

Рис. 1. Схема эксперимента (а) и энергетическая зонная диаграмма МПМ структуры в равновесии (b) и при смещении и освещении (с).

примесей их влияние на фотоэффект может стать существенным. Обзор ранних работ, рассмотревших случаи определяющего воздействия объемного заряда глубоких уровней на характеристику ток—напряжение и распределение поля, содержится в [3]. Там же кратко обсуждается зависимость ток—интенсивность при освещении примесным светом. В [4] для случая освещения собственным светом изучалось влияние примесей на характеристику ток—интенсивность. В рамках дрейфовой монополярной модели было продемонстрировано уменьшение тока из-за увеличения заряда примесей благодаря захвату фотогенерированных носителей. Несмотря на обилие работ, посвященных изучению монополярной и двойной инжекции в высокоомных полупроводниках, а также отдельных вопросов фотоэлектрических явлений, детальное исследование влияния освещения и параметров структуры на пространственное распределение электрического поля не проводилось. Последнее представляет интерес как в фундаментальном, так и в прикладном отношении.

Цель настоящей работы — исследовать влияние глубоких примесей на фотоэффект при освещении собственным светом для материалов с умеренными концентрациями примесей ($N_t \leq 10^{13} \text{ см}^{-3}$). Рассмотрение базируется на полной системе уравнений непрерывности в диффузионно-дрейфовом приближении и уравнении Пуассона. На границах учитывается термоэлектронная эмиссия носителей через поверхность металл—полупроводник.

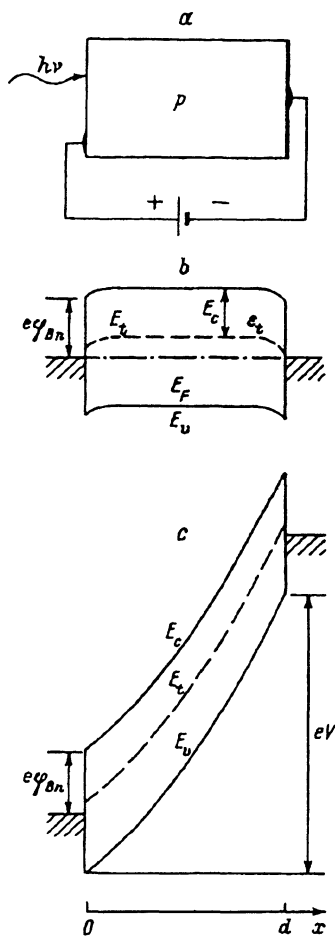
2. Постановка задачи

Рассматривается симметричная МПМ структура (рис. 1), на полупрозрачную поверхность которой падает монохроматический световой поток. К структуре приложено напряжение V , намного большее контактной разности потенциалов между полупроводником и металлом. Освещаемая поверхность $x=0$ является анодом.

Распределения концентраций электронов $n(x)$, дырок $p(x)$ и электрического поля $E(x)$ находятся из уравнений непрерывности и Пуассона

$$\frac{dq_n}{dx} = -U + g(x), \quad (1)$$

$$\frac{dq_p}{dx} = -U + g(x), \quad (2)$$



$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi\rho}{\epsilon}, \quad (3)$$

где потоки q_n , q_p

$$q_n(x) = -D_n \frac{dn}{dx} - \mu_n En, \quad (4)$$

$$q_p(x) = -D_p \frac{dp}{dx} + \mu_p Ep. \quad (5)$$

Мы будем рассматривать высокоомный компенсированный полупроводник, содержащий кроме мелких доноров и акцепторов также систему глубоких уровней, которые описываются статистикой рекомбинации Шокли—Рида. В этом случае скорость рекомбинации—генерации неравновесных носителей заряда будет определяться суммой индивидуальных скоростей U_j через одиночные примесные уровни с концентрацией N_{tj}

$$U = \sum_j U_j, \quad U_j = \frac{N_{tj} \alpha_{nj} \alpha_{pj} (pn - n_j^2)}{\alpha_{nj} (n + n_j) + \alpha_{pj} (p + p_j)}, \quad (6)$$

где $\alpha_{nj} = \langle \sigma_{nj} v_n \rangle$, $\alpha_{pj} = \langle \sigma_{pj} v_p \rangle$ — коэффициенты захвата носителей на j -уровень с энергией E_{tj}

$$n_j = N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_{tj}}{kT}\right), \quad p_j = N_v \exp\left(-\frac{E_{tj} - E_v}{kT}\right).$$

Плотность объемного заряда для системы однозарядных уровней дается выражением

$$\rho = e \left[p - n + N_d - N_a + \sum_k N_k^d (1 - f_k) - \sum_l N_l^a f_l \right], \quad (7)$$

где выделены полностью ионизованные мелкие доноры и акцепторы с концентрациями N_a и N_d , а f_j — степень заполнения электронами соответствующего уровня

$$f_j = \frac{\alpha_{nj} n + \alpha_{pj} p_j}{\alpha_{nj} (n + n_j) + \alpha_{pj} (p + p_j)}.$$

Не нарушая общности, выражение (7) может быть записано в виде

$$\rho = e \left(p - n - N_a^* - \sum_j N_{tj} f_j \right), \quad (8a)$$

где $N_a^* \equiv N_a - N_d - \sum_k N_k^d$ — эффективная концентрация ионизованных акцепторов. Ввиду того что при изготовлении структуры хорошо контролируется равновесная концентрация свободных носителей, а не N_a^* , удобно записать плотность объемного заряда (8a) в виде

$$\rho = e \left[p - p_* - n + n_* - \sum_j N_{tj} (f_j - f_j^*) \right], \quad (8b)$$

где введены равновесные концентрации носителей и степени заполнения примесей в слитке. Связь эффективной концентрации N_a^* с величинами p_* , n_* , f_j^* определяется из (8а) условием $\rho = 0$ и дается соотношением

$$N_a^* = p_* - n_* - \sum_j N_{tj} f_j^*$$

Здесь $n_* = n_i^2/p_*$, $f_j^* = p_j/(p_* + p_j)$.

Заметим, что для образцов, в которых фиксируется равновесная концентрация дырок p_* (вдали от контактов), знак заряда примеси определен разностью $f_j - f_j^*$. При $f_j > f_j^*$ (избыточное электронное заполнение по сравнению с равновесным) примесь вносит отрицательный заряд. В противоположном случае $f_j < f_j^*$ (избыточное дырочное заполнение) примесь вносит положительный заряд.

Скорость генерации пар внешним излучением дается выражением

$$g(x) = \alpha I_j e^{-\alpha x}, \quad (9)$$

где I_j — плотность потока фотонов, вошедших в полупроводник, α — коэффициент поглощения света.

Система (1) — (3) относительно n , p , E — пятого порядка. Граничные условия на поверхностях раздела металл—полупроводник $x=0$ и $x=d$, как и в [1,2], определяются обменом электронами и дырками посредством термоэлектронной эмиссии со скоростями V_n , V_p

$$\begin{aligned} q_n(0) &= -V_n(n_0 - n_0^{eq}), & q_n(d) &= V_n(n_d - n_d^{eq}), \\ q_p(0) &= -V_p(p_0 - p_0^{eq}), & q_p(d) &= V_p(p_d - p_d^{eq}). \end{aligned} \quad (10)$$

В силу симметрии структуры $n_d^{eq} = n_0^{eq}$, $p_d^{eq} = p_0^{eq}$. Здесь $V_n = A_n^* T^2 / eN_c$, $V_p = A_p^* T^2 / eN_v$ (A_n^* , A_p^* — эффективные константы Ричардсона).

Источник внешнего напряжения накладывает условие на распределение электрического поля внутри полупроводника

$$\int_0^d E dx = V. \quad (11)$$

3. Результаты численного решения

3.1. *Параметры модели.* Численные расчеты проводились на примере структуры Au—CdTe—Au. Отличие настоящего рассмотрения от модели, изученной в [1,2], заключается в учете перезарядки глубоких уровней и рекомбинации носителей. Для изучения эффектов, связанных с наличием примесных уровней, рассмотрим сначала частный случай одиночного примесного уровня. Будем полагать, что он акцепторного типа и характеризуется следующими параметрами [5]: энергия залегания $\epsilon_t = E_c - E_t = 0.7$ эВ, сечения захвата носителей $\sigma_n = 4.5 \times 10^{-16}$ 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.

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

При $\epsilon_i = 0.7$ эВ значение $p_1 = 1.74 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$, так что $f_* = 1.74 \cdot 10^{-3}$.

Численная процедура решения системы (1)—(3) описана в [1]. Улучшение алгоритма достигалось применением матричной прогонки для решения линейаризованных разностных уравнений, аппроксимирующих исходную систему.

3.2 *Термодинамическое равновесие.* Представляет интерес зависимость от концентрации N_i состояния термодинамического равновесия. Было решено уравнение Пуассона с выражением для ρ в виде (8б), в котором p и n описываются равновесными распределениями с заданными граничными концентрациями (фиксированное положение уровня Ферми на поверхности), а $f = p_1/(p + p_1)$. Из численных решений следует, что при увеличении N_i из-за тепловой генерации дырок концентрация их в толще структуры растет и при $N_i > 10^{10} \text{ см}^{-3}$ достигает p_* , а степень заполнения примесей — равновесного значения для безграничного образца f_* . В толще формируется область, свободная от объемного заряда, профиль потенциала приобретает П-образную форму, причем с увеличением N_i область квазинейтральности расширяется, а значение потенциала в центре стремится к пределу, заданному величинами $p_0^{\text{эф}}$ и p_* . Область объемного заряда и электрическое поле сосредоточиваются вблизи границ, причем при $N_i > 10^{10} \text{ см}^{-3}$ электрическое поле у поверхности растет пропорционально $\sqrt{N_i}$. В частности, при изменении N_i от нуля до 10^{13} см^{-3} поле E_0 увеличивается от 2 до 208 В/см. Заметим, что знак E_0 и его величина существенно зависят от высоты барьера ϕ_{Bn} . Величина E_0 также зависит от энергии залегания примеси ϵ_i .

3.3 *Темновой ток.* Приложенное внешнее напряжение (расчеты проводились при $V = 300$ В) вызывает существенные деформации распределений всех физических величин, зависящие от концентрации глубоких примесей. При малых концентрациях примесных уровней ($N_i < 10^{10} \text{ см}^{-3}$) распределения всех физических величин в толще линейны по координате и слабо (менее чем на 10—20%) отклоняются от граничных значений. Плотность объемного заряда в кристалле отрицательна и определяется в основном зарядом примесных уровней. Электрическое поле у анода E_0 максимально и линейно растет с увеличением N_i . Электрическое поле у катода E_d минимально и уменьшается с ростом N_i . В середине образца поле равно $E_c = V/d$. Из-за малых значений концентрации свободных носителей рекомбинация незначительна, и в толще выполняются соотношения $pE = \text{const}$, $nE = \text{const}$. Ток в кристалле в основном электронный, слабо падает с ростом концентрации примесных уровней и пропорционален приложенному напряжению.

При $N_i > 10^{10} \text{ см}^{-3}$ появляются нелинейные эффекты, которые для $N_i > N_i^{\text{суп}}$ (в рассматриваемом случае величина $N_i^{\text{суп}} = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$) становятся преобладающими. В распределении $p(x)$ вблизи катода появляется полка $p = p_*$, расширяющаяся к аноду при увеличении N_i . В области полки заселенность уровней близка к f_* (p_*), объемный заряд примесей исчезает и, так как заряд свободных носителей мал, величина $\rho(x)$ близка к нулю, а электрическое поле $E(x) \ll E_0$. Около анода, напротив, формируется область повышенного электрического поля. Величина E_0 растет примерно пропорционально $\sqrt{N_i}$ и может стать намного больше среднего значения поля, приложенного к структуре. Толщина области объемного заряда уменьшается пропорционально

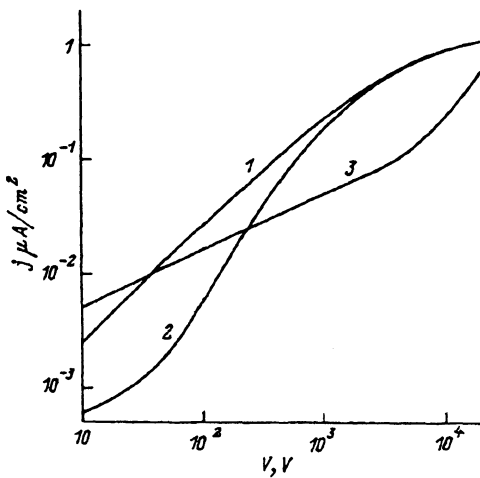


Рис. 2. Характеристика ток—напряжение в темноте при различных концентрациях примеси ($\epsilon_t = 0.7$ эВ). N_t , см^{-3} : 1—0, 2— 10^{11} , 3— 10^{13} .

$1/\sqrt{N_t}$ и становится много меньше d , а зависимость $E(x)$ принимает экспоненциальный характер. В большей части толщи концентрация электронов намного меньше равновесной, а концентрация дырок близка к p_* . Заселенность ловушек изменяется внутри области объемного заряда от значения, определяемого p_0 , до значения f_* .

Увеличение N_t , приводящее к росту концентрации дырок и уменьшению концентрации электронов в толще, изменяет соотношение между электронным и дырочным током и приводит к немонотонной зависимости j от N_t . Скорость изменения j прямо связана со скоростью падения электронной концентрации. При малых $N_t \leq 10^{10} \text{ см}^{-3}$, когда ток в основном электронный, уменьшение $j(N_t)$ еще незначительно. В интервале $10^{10} < N_t < 10^{12} \text{ см}^{-3}$ из-за большой скорости изменения $n(N_t)$ падение $j(N_t)$ более заметно. При концентрации примесных уровней, соответствующих области развитых нелинейных эффектов ($N_t > 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$), ток через кристалл практически равен дырочному и растет с увеличением N_t и V примерно как $\sqrt{N_t V}$.

На рис. 2 представлена характеристика ток—напряжение для различных N_t . При $N_t = 0$, как показано в [1], $j-V$ характеристика линейна, если $V \ll \ll V_n d / \mu_n$, и стремится к насыщению, если $V \gg V_n d / \mu$ [см. также формулу (14)]. При $N_t = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и $V < 5000$ В ток $j \sim V^{1/2}$. Вольт-амперная характеристика при $N_t = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ имеет более сложный характер из-за того, что в ток вносят вклад как электроны, так и дырки.

3.4. Фотозффект при малых интенсивностях. Мы установили, что в смещенной структуре ($eV/kT \gg 1$) при значительной концентрации примесных уровней $N_t > N_t^{ср}$ в темноте существует резкая асимметрия в распределении $E(X)$, вызванная значительным отрицательным объемным зарядом примеси. Электрическое поле сосредоточено вблизи анода, $\bar{E}_0 \gg 1$ [$\bar{E}(X) = E(X)/E_c$, $E_c = V/d$, $X = x/d$], а вблизи катода имеется протяженная область слабого поля, так что $\bar{E}_d \ll 1$ (рис. 3, кривая 1).

При освещении такой структуры слабыми световыми потоками $I_i \leq 10^{10} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ распределение $E(X)$ практически не изменяется, а ток близок к темновому.

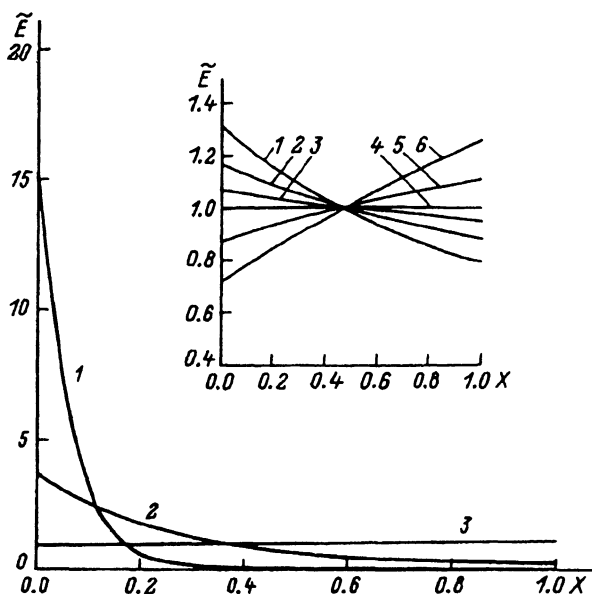


Рис. 3. Распределение электрического поля в структуре ($N_t = 10^{13} \text{ см}^{-3}$) при малой интенсивности освещения. $I_i, \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$: 1 — 0, 2 — 10^{12} , 3 — 10^{13} . На вставке — $I_i, \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$: 1 — $4 \cdot 10^{12}$, 2 — $5 \cdot 10^{12}$, 3 — $6 \cdot 10^{12}$, 4 — $7 \cdot 10^{12}$, 5 — 10^{13} , 6 — $2 \cdot 10^{13}$.

При дальнейшем увеличении интенсивности освещения величина E_0 уменьшается, величина E_d растет, а распределение поля становится менее асимметричным. Эти изменения видны на рис. 3, где для концентрации примесей $N_t = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ приведены профили $E(X)$ для различных значений интенсивности. На вставке показаны распределения поля для интервала интенсивностей $I_i \equiv \equiv (4-20) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Существенно, что в этом интервале зависимость $E(X)$ близка к линейной, и при $I_i \geq 7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ величина E_0 становится

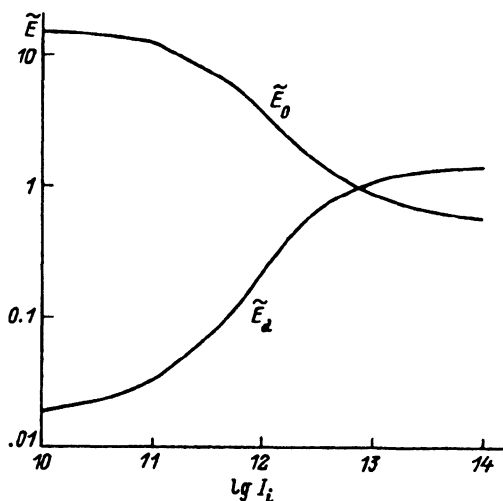


Рис. 4. Зависимость от интенсивности граничных полей \tilde{E}_0 , \tilde{E}_d при малой интенсивности освещения ($\epsilon_t = 0.7$ эВ, $N_t = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $V = 300$ В).

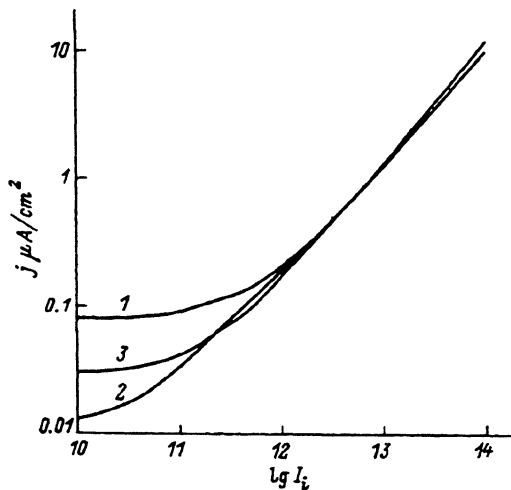


Рис. 5. Характеристика ток—интенсивность при малой интенсивности освещения ($\epsilon_i = 0.7$ эВ, $V = 300$ В), N_t , см^{-3} : 1 — 0, 2 — 10^{11} , 3 — 10^{13} .

меньше E_d . Распределения $E(X)$, представленные на вставке, напоминают профили электрического поля в случае малых интенсивностей ($I_i < I_*$) при $N_t = 0$ [1]. Зависимости от интенсивности граничных значений поля и тока изображены на рис. 4, 5.

Поведение $E(X)$ и граничных значений поля E_0 , E_d объясняется изменением заселенности примесей в результате захвата свободных дырок. Последние генерируются светом вблизи анода и проникают в толщу под действием электрического поля. Распределения концентраций дырок и электронов представлены на рис. 6, 7. Видно, что с увеличением интенсивности концентрация дырок у анода сильно растет. В толще и у катода $P(X)$ немонотонно зависит от I_i , однако при $I_i \geq 10^{12} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ концентрация дырок увеличивается во всей толще кристалла. При малых интенсивностях плотность заряда свободных

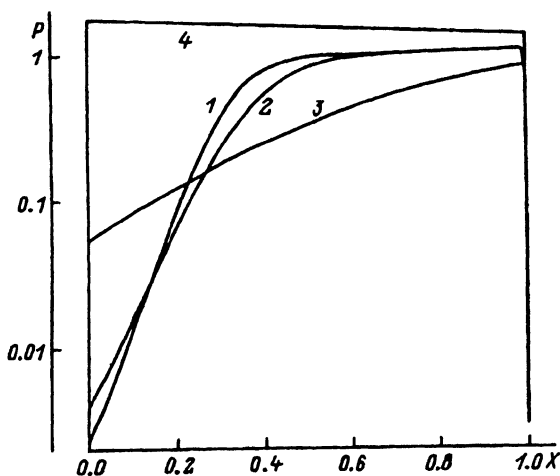


Рис. 6. Распределение дырочной концентрации $P = p/p_*$ при малой интенсивности освещения. I_i , $\text{см}^{-2} \text{ с}^{-1}$: 1 — 0, 2 — 10^{11} , 3 — 10^{12} , 4 — 10^{13} .

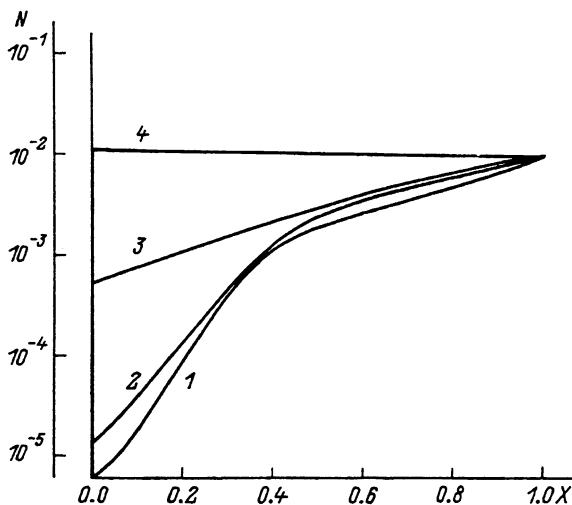


Рис. 7. Распределение электронной концентрации $N = n/p_*$ при малой интенсивности освещения. I_i , $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$: 1 — 0, 2 — 10^{11} , 3 — 10^{12} , 4 — 10^{13} .

носителей мала по сравнению с зарядом примеси. Поэтому все изменения в распределении $E(X)$ связаны с изменением заселенности примесных уровней, которые из-за выполнения неравенств $\alpha_n n \ll \alpha_p p_1$, $\alpha_n n_1 \ll \alpha_p p_1$ являются уровнями прилипания для дырок. Это приводит к тому, что заселенность f описывается простым выражением $f = p_1 / (p + p_1)$, и при $p \gg p_1$ обратно пропорциональна концентрации дырок. Последнее хорошо видно при сравнении рис. 6 и 8.

Из рис. 8 следует, что при $I_i < 10^{12} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ с увеличением интенсивности заселенность f у анода падает, а у катода растет. При $I_i > 10^{12} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ с увеличением I_i заселенность падает во всем кристалле, причем при $I_i > 7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ она становится меньше равновесной f_* . Уменьшение f ниже f_* означает смену знака плотности объемного заряда в кристалле, что и

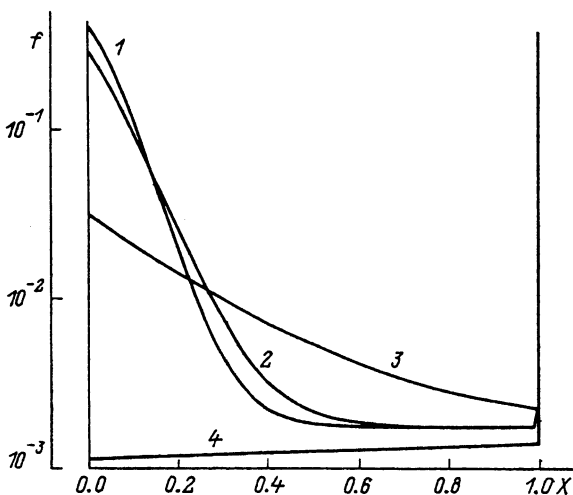


Рис. 8. Изменение заселенности примесей при малой интенсивности освещения. I_i , $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$: 1 — 0, 2 — 10^{11} , 3 — 10^{12} , 4 — 10^{13} .

приводит к изменению знака производной dE/dx и неравенству $E_0 < E_d$. Эти эффекты хорошо видны на вставке к рис. 3.

Интерпретируем поведение $n(X)$ в кристалле (рис. 7). С ростом I_t происходит компенсация заряда ловушек захваченными дырками, что приводит к значительному росту E_d и увеличивает поток электронов, поступающих с катода [$n(d) < n_d^{eq}$]. В результате концентрация электронов увеличивается во всей толще. При $I_t = 10^{13} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ концентрация $n(X)$ становится практически постоянной и близкой к n_d^{eq} во всей толще. Это распределение близко к темновому профилю $n(X)$ при $N_t = 0$ [1]. Однако в тонком слое вблизи анода имеется существенное отличие от [1], так как световая генерация обуславливает скачок концентрации $n(X)$ почти на порядок.

Что касается зависимости ток—интенсивность (рис. 5), то в силу равенства $j = e\mu_p p (d - \delta) E_d$ (δ — толщина пограничного слоя у катода) рост j (I_t) связан в основном с ростом $E_d(I_t)$, обусловленным падением $E_0(I_t)$ при $V = \text{const}$.

4. Аналитическое рассмотрение

4.1. Темновой ток. Рассмотрим сначала область малых значений $N_t < 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Уже отмечалось, что в этом случае концентрации n и p слабо отклоняются от своих равновесных значений на границах и малы по сравнению с p_* . При $dE/dx = (dE/dx)_0$ это дает линейность в зависимости поля от координаты $E(x) = E_0 + (dE/dx)_0 x$ и в зависимостях $E_0(N_t)$ и $E_d(N_t)$.

$$E_0 = E_c + \frac{2\pi ed}{\epsilon} [N_t (f_0 - f_*) + p_*], \quad E_0 - E_c = E_c - E_d \quad (12)$$

Ограничим область линейности 10%-м изменением величины E_0 . Используя (12), находим

$$N_t^{\text{sup}} = \frac{0.1\epsilon E_d (2\pi ed) - p_*}{f_0 - f_*} \quad (13)$$

При стандартных значениях параметров ($\epsilon_t = 0.7$ эВ, $E_c = 1000$ В/см) получаем $N_t^{\text{sup}} = 10^{10} \text{ см}^{-3}$, что хорошо согласуется с результатами численных расчетов. При дальнейшем увеличении N_t степень заполнения примеси начинает заметно меняться с координатой, и в распределении $E(X)$ появляется нелинейность.

Обратимся к вольт-амперной характеристике. При малых N_t величина $q_n \gg q_p$ и $j \approx -eq_n$. В этом случае (при $eV/kT \gg 1$)

$$j \approx \frac{e\mu_n n_d^{eq} E_c}{1 + \mu_n E_d / V_n} \left[1 - \frac{2\pi ed}{\epsilon E_c} (N_t (f_0 - f_*) + p_*) \right] \quad (14)$$

Из (14) следует, что при $\mu_n E_d / V_n \ll 1$ величина $j \sim V$ и уменьшается с увеличением N_t . При $N_t = N_t^{\text{sup}}$ уменьшение тока составляет 10%.

Рассмотрим теперь умеренные значения N_t ($10^{12} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$). Из результатов численных расчетов следует, что справедливы следующие упрощающие предположения:

- 1) заряд свободных носителей мал по сравнению с зарядом глубоких примесных уровней $p - n - p_* + n_* \ll N_t (f - f_*)$;
- 2) примесь является центром прилипания для дырок, $\alpha_p (p + p_1) \gg \alpha_n (n + n_1)$, $\alpha_p p_1 \gg \alpha_n n$, что дает $f \approx p_1 / (p + p_1)$;
- 3) дырочный ток у анода и в толще много больше электронного:

$$q_p \gg |q_n|, \quad j \approx eq_p;$$

- 4) рекомбинация слабо сказывается на $q_p(x)$;
 5) в толще и вблизи анода диффузионный поток дырок мал:

$$\left| \frac{dp}{dx} \right| \ll \frac{e}{kT} pE.$$

Из условий 3, 4 и 5 следует $j \approx e\mu_p pE$.

Условия 1—5 позволяют записать уравнение Пуассона в виде

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{E_j}{L} \frac{E - E_j}{Ef_* + (1 - f_*)E_j}, \quad (15)$$

где

$$L^{-1} = \frac{4\pi e N_t (1 - f_*) f_*}{\epsilon E_j}, \quad E_j = \frac{j}{e\mu_p p_*}. \quad (16)$$

Решение уравнения (15) при условии $E(x=0) = E_0$ дает

$$E(x) - E_0 + \frac{E_j}{f_*} \ln \left| \frac{E(x) - E_j}{E_0 - E_j} \right| = -\frac{E_j x}{f_* L}. \quad (17)$$

Для нахождения E_0 воспользуемся условием для разности потенциалов (11), которое с использованием (15) дает

$$\frac{E_0^2 - E_d^2}{2} + \frac{E_j}{f_*} \left[E_0 - E_d - E_j \ln \left| \frac{E_d - E_j}{E_0 - E_j} \right| \right] = \frac{E_j V}{f_* L}. \quad (18)$$

Из (17) при $x = d$ следует связь между E_0 и E_d

$$E_0 - E_d - \frac{E_j}{f_*} \ln \left| \frac{E_d - E_j}{E_0 - E_j} \right| = \frac{E_j d}{f_* L}. \quad (19)$$

Заметим, что вблизи катода имеется тонкий диффузионный слой (рис. 6), в котором нарушаются условия 3 и 5. Однако поскольку изменения $E(X)$ и разности потенциалов в этом слое ничтожны, решение (17) может быть использовано во всем промежутке $[0, d]$.

Используя (19), исключаем из (18) логарифмический член. Имеем

$$\frac{E_0^2 - E_d^2}{2} + \frac{E_j(1 - f_*)}{f_*} (E_0 - E_d) + \frac{E_j^2 d}{f_* L} - \frac{VE_j}{Lf_*} = 0. \quad (20)$$

Система уравнений (19) и (20) для определения E_0 и E_d содержит неизвестную величину $E_j \sim j$. Поэтому для ее замыкания необходимо дополнительное соотношение. Используя следствие условий 3—5, определение E_j (16) и соотношение $p_0(E_0)$, выведенное в [1] при условиях $eV/kT \gg 1$, $E_0 > 0$ и $kT/(eE_0 d) \ll 1$, получим дополнительное соотношение между E_j и E_0

$$E_j = \frac{p_0}{p_*} E_0, \quad p_0 = \frac{p_0^{eq}}{1 + \mu_p E_0 / V_p}. \quad (21)$$

При значениях N_t , соответствующих области нелинейных эффектов, величина E_d становится много меньше E_0 . Это позволяет упростить решение системы (19)—(21). Полагая $E_d = 0$ в (20) и вводя

$$W = \sqrt{\frac{\epsilon V}{2\pi e N_t (1 - f_*)}}, \quad (22)$$

запишем (20) в виде

$$E_0^2 \left(1 + 2 \frac{p_0}{p_1} \right) + 4 \frac{dV}{W^2} \frac{p_0}{p_*} E_0 - \frac{4V^2}{W^2} = 0. \quad (23)$$

Подстановка (21) в (23) дает кубическое уравнение для E_0 , в котором члены с нечетными степенями малы. Мы дадим приближенное решение, введя $W_* = W (1 + 2p_0/p_1)^{1/2}$ и полагая, что величина p_0/p_1 может быть вычислена на основании оценки E_0 в первом приближении. Тогда (23) может рассматриваться как квадратное уравнение для E_0 , решение которого имеет вид

$$E_0 = E_* f(a), \quad E_* = \frac{2V}{W_*}, \quad f(a) = (1 + a)^{1/2} - a, \quad a = \frac{dp_0}{W p_*} \ll 1. \quad (24)$$

Вообще говоря, это не решение, так как E_* через W_* (p_0) зависит от E_0 . Однако эта зависимость слабая, и в первом приближении при определении E_0 можно либо пренебречь зависимостью p_0 (E_0), положив $p_0 \approx p_0^{ст}$, либо учесть ее приближенно, положив $p_0 = p_0 [E_* (p_0^{ст})]$.

При определении $j = e\mu_p p_0 E_0$ поправку к p_0 следует учесть, беря p_0 (E_*). Тогда

$$j = \frac{e\mu_p p_0^{ст} \frac{2V}{W_*} f(a)}{1 + \frac{\mu_p}{V_p} \frac{2V}{W_*}} f(a) = \frac{j_* f(a)}{1 + \frac{\mu_p}{V_p} \frac{2V}{W_*}}, \quad j_* = 2e\mu_p p_0^{ст} \frac{V}{W_*}. \quad (25)$$

Сравнение данных расчета E_0 (N_t) и j (V) по формулам (24) и (25) (W_* рассчитывалось при $p_0 = p_0^{ст}$) с численным решением ($N_t = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $\epsilon_t = 0.7 \text{ эВ}$) показало хорошее совпадение. При $10 \text{ В} < V < 500 \text{ В}$ погрешность формулы (24) не более 4%, а погрешность (25) не более 3%. Отклонение j от j_* около 15%. Для $V \geq 1000 \text{ В}$ погрешность (25) значительно возрастает. Это связано с тем, что при таких напряжениях граница области линейности сдвигается вверх и при $N_t = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ некоторый вклад еще вносит электронный ток.

Из определения W и W_* следует, что в первом приближении $W_* \sim V^{1/2}$.

Отсюда следует, что j также примерно пропорционально $V^{1/2}$.

Что касается области применимости формул для E_0 (24) и j (25), то следует подчеркнуть, что ряд основных предположений ограничивает снизу величину N_t . Это и предположение о дырочном характере тока и условие $E_d \ll E_0$ и $N_t f_* \gg p_*$. Отсюда следует, что формулы (24) и (25) применимы для значений N_t и V , соответствующих достаточно сильным проявлениям нелинейных эффектов. Для $V = 300 \text{ В}$ и $\epsilon_t = 0.7 \text{ эВ}$ это значения $N_t > 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. В области $N_t < N_t^{ср}$ следует использовать формулу (14).

Заметим, что формула (25) аналогична выражению для тока, полученному для контакта металл—полупроводник, включенного в запорном направлении в рамках термоэмиссионно-диффузионной теории [6]. Отличие заключается в модернизации выражения для ширины слоя объемного заряда W_* , которое учитывает изменение поля на поверхности вследствие координатной зависимости степени заполнения глубокой примеси. При этом используется эффективная концентрация примеси в виде $N_t (1 - f_*) / (1 + 2p_0/p_1)$.

4.2. *Малые световые потоки.* Численное решение задачи о фотоэффекте при малых интенсивностях выявило ряд фактов. К важнейшим из них следует отнести:

- нечувствительность распределения $E(X)$ к освещению вплоть до $I_i \approx 10^{10} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$;
- уменьшение E_0 , увеличение E_d и более равномерное распределение $E(X)$ при дальнейшем росте интенсивности;
- почти однородное распределение поля при $I_i \approx 7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$;
- смена знака производной dE/dx , разности $E_0 - E_d$ и близость $E(X)$ к линейному распределению при $I_i \approx 7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$;
- почти линейная зависимость $j(I_i)$ вблизи интенсивности $I_i \approx 7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

Для интерпретации этих фактов дадим аналитическое решение задачи. Будем считать, что примеси являются центрами прилипания для дырок, так что выполняется условие 2 раздела 4.1. Будем рассматривать достаточно большие концентрации ловушек $N_l > 10^{12} \text{ см}^{-3}$, когда даже в темновом случае электронная концентрация в толще много меньше дырочной.

При этих предположениях заселенность f — функция только p , и уравнение Пуассона примет вид

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{4\pi e}{\epsilon} (p_* - p) \left[\frac{N_l f_*}{p + p_1} + 1 \right]. \quad (26)$$

Из (26) видно, что пока $p(x) \ll p_*$ и $p(x) \ll p_1$, электрическое поле не зависит от интенсивности. При рассматриваемом $\epsilon_t = 0.7$ эВ величина $p_1 \ll \ll p_*$, и второе условие является более жестким.

При очень малых интенсивностях освещения электрическое поле сосредоточено вблизи анода. Поэтому чувствительность $E(X)$ к освещению будет определяться величиной характерной концентрации дырок в толще вблизи анода, $p(\delta^+)$. В [1, с. 1485] в пренебрежении темновыми носителями для этой концентрации дано выражение

$$p(\delta^+) = \frac{I_i}{(1 + \alpha I_E^0) \mu_p E_0} \approx \frac{I_i}{\mu_p E_0}, \quad I_E^0 = \frac{kT}{eE_0}. \quad (27)$$

Подставив (27) в неравенство $p(x) \ll p_1$, получим критерий независимости $E(X)$ от интенсивности:

$$I_i \ll \mu_p E_0 p_1. \quad (28)$$

Численная оценка при $E_0 = 10^4$ В/см, $\epsilon_t = 0.7$ эВ дает $I_i \ll 10^{11} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, что и объясняет первый из результатов, перечисленных в начале раздела.

Оценим теперь чувствительность тока к интенсивности освещения. Используя выражения (26) и (27) работы [1], найдем значение интенсивности, ниже которой нет зависимости j от I_i . Это значение выводится из неравенства

$$\frac{eI_i}{1 + \alpha I_E^0} \ll j_0 \approx e p_0^{\text{св}} \mu_p E_0. \quad (29)$$

Численная оценка (при $p_0^{\text{св}}$, близком к p_1) также дает $I_i \ll 10^{11} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

Рассмотрим теперь интенсивности, заметно превышающие пороговые значения $I_{th} = \mu_p E_0 p_0^{\text{св}}$. Из численных расчетов следует, что в этом диапазоне интенсивностей концентрация фотогенерированных дырок существенно больше электронной (рис. 6, 7). Вне пограничных слоев в толще структуры $q_p(x) \gg \gg q_n(x)$, влияние рекомбинации и диффузии на величину $q_p(x)$ несущественно, и ток

$$j \approx e\mu_p E. \quad (30)$$

Используя (30), получаем уравнение Пуассона (26) в виде

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{4\pi e}{\epsilon} (N_t (1 - f_*) + p_*) \frac{E - E_j}{E} \cdot \frac{E + E_j \beta}{E + E_j \frac{1 - f_*}{f_*}}, \quad (31)$$

$$\beta = \frac{1 - f_*}{f_*} \cdot \frac{p_*}{N_t (1 - f_*) + p_*}, \quad E_j = \frac{j}{e\mu_p p_*}. \quad (32)$$

Интегрирование этого уравнения при условии $E(x=d) = E_d$ дает электрическое поле в виде неявной функции x

$$E(x) - E_d + \frac{E_j}{f_* (1 + \beta)} \ln \left| \frac{E - E_j}{E_d - E_j} \right| + \frac{E_j \beta}{f_* (1 + \beta)} \times \\ \times (1 - (1 + \beta) f_*) \ln \left| \frac{E + E_j \beta}{E_d + E_j \beta} \right| = \frac{4\pi e}{\epsilon} (N_t (1 - f_*) + p_*) (d - x). \quad (33)$$

Распределение $E(x)$ для случая без примеси, рассмотренного в [1], может быть получено предельным переходом при $N_t \rightarrow 0$, $p_* \rightarrow 0$ и $E/E_j \rightarrow 0$. Разложение (33) в степенной ряд с точностью до членов $(E/E_j)^2$ дает

$$E_d^2 - E^2 = \frac{8\pi j}{\epsilon \mu_p} (d - x), \quad (34)$$

что совпадает с соотношением (32) работы [1].

Граничное поле у катода E_d , входящее в (33), получается удовлетворением условия (11) с использованием (33):

$$(E'_0 - E_d) \left[\frac{E'_0 + E_d}{2} + \frac{E_j}{f_*} (1 - (1 + \beta) f_*) \right] - \frac{E_j^2 \beta}{f_*} (1 - (1 + \beta) f_*) \times \\ \times \ln \left| \frac{E'_0 + E_j \beta}{E_d + E_j \beta} \right| = \frac{4\pi e}{\epsilon} (N_t (1 - f_*) + p_*) (V - E_j (d - x'_0)), \quad (35)$$

где $E(x'_0) = E'_0$. Здесь x'_0 — означает левую границу интервала интегрирования, которая, в частности, может быть положена равной нулю [или x_0 , где потенциал $\phi(x_0) = 0$, см. [2]].

Система (33), (35) содержит неизвестную величину $E_j \sim j$, и для ее замыкания требуется дополнительное соотношение. Такое соотношение при условиях $E_0 > 0$, $I_E/d \ll 1$ выведено в [1]. При дополнительных предположениях (пренебрежение электронным током и $\mu_p E_0 \ll V_p$) оно упрощается и имеет вид

$$j = \frac{eI_j}{1 + \alpha I_E^0} + e\rho_0^{\text{эф}} \mu_p E_0. \quad (36)$$

Второе слагаемое в (36) соответствует темновому дырочному току и должно учитываться лишь при очень малых интенсивностях. Точность (36), как показано в [1], удовлетворительна, если $E_0/E_c > 0.1$. Отметим, что (36) заменяет (21) для случая фотоэффекта.

Итак, при освещении зависимость всех интересующих нас величин от интенсивности может быть найдена из совместного решения системы (33),

(35), (36). Данная система весьма сложна, поэтому мы будем рассматривать различные частные случаи.

Пусть $f_* \ll 1$ и $Nif_*/p_* \gg 1$. Тогда в левой части (33) третье слагаемое является главным, и распределение $E(x)$ имеет вид

$$E(x) = E_j + (E_d - E_j) e^{\frac{d-x}{L}}, \quad (37)$$

где

$$L^{-1} = \frac{4\pi e Nif_* (1 - f_*) + p_*}{\varepsilon E_j}. \quad (38)$$

Из (37) следует, что

$$E_0 - E_j = (E_d - E_j) e^{d/L}. \quad (39)$$

Условие $\phi(d) = -V$ в рассматриваемом случае вместо (35) при использовании (39) дает связь между E_d и E_j

$$E_d - E_j = \frac{V - E_j d}{L(e^{d/L} - 1)}. \quad (40)$$

Из двух последних выражений следует, что

$$\tilde{E}_0 = \tilde{E}_j + (1 - \tilde{E}_j) F, \quad (41)$$

$$\tilde{E}_0 = E_0/E_c, \quad \tilde{E}_j = E_j/E_c, \quad F = F(N_t, E_j) = \frac{d/L}{1 - e^{-d/L}}, \quad (42)$$

$$d/L = \delta/\tilde{E}_j, \quad \delta = \frac{4\pi e d Nif_* (1 - f_*) + p_*}{\varepsilon E_c}.$$

Соотношения (40) и (41), определяющие E_0 и E_d через E_j , содержат неизвестную величину тока. Используя (36) при $\mu_p E_0/V_p \ll 1$, имеем

$$\tilde{E}_j = \frac{\tilde{I}_j}{1 + c/\tilde{E}_0} + \frac{p_0^{\text{ог}}}{p_*} \tilde{E}_0, \quad (43)$$

$$\tilde{I}_j = \frac{I_j}{\mu_p E D_*}, \quad c = \frac{\alpha k T}{e E_c}. \quad (44)$$

С помощью (41) величина \tilde{E}_0 (\tilde{E}_j) исключается из (43), и задача определения \tilde{E}_0 , \tilde{E}_j сводится к решению одного уравнения (43).

Определим интенсивность, при которой $\tilde{E}_0 = 1$. Из (41) следует, что это имеет место, когда $\tilde{E}_j = 1$. При $p_0^{\text{ог}}/p_* \ll 1$ находим из (43)

$$\tilde{I}_j (\tilde{E}_0 = 1) = 1 + c. \quad (45)$$

При этом из (40) следует, что $\tilde{E}_d = 1$, а из (37), что $E(x) = E_c$. Таким образом, при интенсивности, равной

$$I_j = \mu_p p_* E_c \left(1 + \frac{\alpha k T}{e E_c} \right), \quad (46)$$

распределение поля однородно ($E_0 = E_d = E(x) = E_d$), а ток равен $j_b = e\mu_{p*} E_c$. Данный случай соответствует полному экранированию фотоносителями отрицательного заряда примеси.

Полученные аналитические результаты находятся в согласии с численным экспериментом, пока концентрация примеси не превосходит значения $N_i = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и выполняются условия 1—5 предыдущего раздела. При этом ток j_b и интенсивность I_1 не зависят от концентрации примеси.

Численная оценка по (46) дает $I_1 = 6.25 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, что хорошо совпадает с результатами численного расчета, согласно которым $I_1 = (6-7) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

Получим выражение для тока для случая малых и больших интенсивностей по сравнению с I_1 . При весьма малых интенсивностях ($\bar{I}_i \ll 1$) величина $\bar{E}_0 \gg 1$, а величина $\bar{E}_j \ll 1$. В этом случае $d/L \gg 1$ и $F \approx \delta/\bar{E}_j$. Применяя к (41), (43) метод последовательных приближений, находим ($\bar{E}_j^{(0)} \approx \bar{I}_j$, $\bar{E}_0^{(0)} \approx \delta/\bar{E}_j$):

$$\bar{E}_j = \frac{\bar{I}_j}{1 + \frac{c}{\delta} \bar{I}_j} + \frac{p_0^{ex} \delta}{p_* \bar{I}_j}, \quad \bar{E}_0 = \bar{I}_i + (1 - \bar{I}_i) \frac{\delta}{\bar{I}_i} \approx \frac{\delta}{\bar{I}_i}. \quad (47)$$

При достаточно больших интенсивностях, когда $\bar{I}_i \gg 1$, $\bar{E}_j \gg 1$, так что $d/L \ll 1$ и $F = \left[1 - \frac{1}{2}(d/L)\right]^{-1}$, получаем

$$\bar{E}_j = \frac{(1 - \delta/2) \bar{I}_i + c\delta/2}{1 + c - \delta/2}. \quad (48)$$

Отметим, что применимость (47) ограничена снизу по I_j близостью фототока к темновому дырочному току, а применимость (48) ограничена сверху условием $\bar{E}_0 \geq 0.1$. Отметим также, что несмотря на то, что формула (48) выведена при условии $d/L \ll 1$, она дает правильный результат — $\bar{E}_j = 1$ при $\bar{I}_i = 1 + c$.

В случае значений интенсивности, близких к I_1 , имеем

$$\bar{E}_j = 1 + \frac{\bar{I}_i - \bar{I}_1}{1 + cF_1}, \quad F_1 = F(\bar{E}_j = 1). \quad (49)$$

Для выяснения влияния уровней прилипания на дифференциальную квантовую эффективность вычислим $dj/d(eI_i)$ при $I_i = I_1$. Дифференцируя (49), получим

$$\left. \frac{dj}{d(eI_i)} \right|_{I_i=I_1} = \frac{1}{1 + cF_1}. \quad (50)$$

Из (50) следует, что при наличии примеси квантовая эффективность убывает.

Таким образом, показана сильная зависимость распределения поля в высокоомной структуре от интенсивности освещения за счет изменения объемного заряда в толще при захвате дырок на примеси. Результаты свидетельствуют о возможности использования малых световых потоков $I_i = (10^{11} - 10^{13}) \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ для управления электрическим полем в структурах, содержащих примесь.

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] П. Г. Кашерининов, Б. И. Резников, Г. В. Царенков. ФТП, 26, 1480 (1992).
- [2] Б. И. Резников, Г. В. Царенков. ФТП, 27, 1262 (1993).
- [3] М. Ламперт, П. Марк. Инжекционные токи в твердых телах. М.: Мир (1973).
- [4] F. J. du Chatenier. Phil. Res. Rep., 23, 142 (1968).
- [5] T. Takebe, J. Sarai, H. Matsunami. J. Appl. Phys., 53, 457 (1982).
- [6] С. Зи. Физика полупроводниковых приборов. Т. 1. М. (1984).

Редактор Т. А. Полянская
