

ФОТОЭФФЕКТ В СТРУКТУРЕ МЕТАЛЛ—ПОЛУПРОВОДНИК—МЕТАЛЛ НА ОСНОВЕ ВЫСОКООМНОГО ПОЛУПРОВОДНИКА

Кашерининов П. Г., Резников Б. И., Царенков Г. В.

Теоретически исследован стационарный фотоэффект в симметричной структуре металл—полупроводник—металл на основе высокоомного полупроводника. К структуре приложено напряжение, во много раз превышающее контактную разность потенциалов. На границах с металлом учтена эмиссия электронов и дырок. Численные расчеты проведены для случая освещения со стороны положительного контакта.

Показано, что при малых интенсивностях освещения $I_l \ll I_*$ ток j в структуре растет линейно с интенсивностью, при умеренных интенсивностях зависимость $j(I_l)$ сублинейна, а при больших интенсивностях $I_l \gg I_*$ ток слабо растет вблизи значения j_* . Здесь I_* — характерный масштаб интенсивности (пропорциональный квадрату приложенного напряжения V и обратно пропорциональный кубу ширины образца d), а $j_* = (9/8)eI_*$ — ток, ограниченный пространственным зарядом. Нелинейность $j(I_l)$ существует при отсутствии захвата носителей на уровне прилипания, поверхностной и объемной рекомбинации и связана исключительно с ослаблением внешнего поля полем генерированных носителей.

Электрическое поле в структуре растет при удалении от освещаемой поверхности. С увеличением интенсивности поле у освещаемой поверхности E_0 уменьшается ($E_0 \ll V/d$ при $I_l \ll I_*$), а поле у темного контакта E_d растет [$E_d \approx (3/2)V/d$ при $I_l \gg I_*$]. В основной части образца превалирует дрейфовый перенос, дырочная концентрация намного больше электронной, и выполняется соотношение $pE = \text{const}$ (p — концентрация дырок). Вблизи контактов имеются тонкие пограничные слои, в которых диффузия согласует значения концентраций электронов и дырок в толще с их граничными значениями.

Введение. Структуры металл—полупроводник—металл (МПМ) широко используются в качестве детекторов излучений (свет, рентгеновское излучение, γ -кванты), когда полупроводником является широкозонный высокоомный компенсированный кристалл (например, CdTe, HgJ₂, C) [1].

В последнее время предложено их использование в качестве светуправляемых оптоэлектронных приборов, предназначенных для волоконно-оптических линий связи, систем обработки информации и регистрации сигналов оптического изображения (светуправляемые оптические затворы, коммутаторы оптических каналов, усилители оптических сигналов и т. д.) [2]. Действие приборов основано на эффекте пространственной перестройки электрического поля, вызванной образованием объемного заряда свободных носителей, генерируемых в структуре при ее освещении.

Экспериментальные результаты показывают, что при малых интенсивностях освещения поле в структуре, на контактах которой задана постоянная разность потенциалов, близко к однородному, а зависимость ток—интенсивность $j(I_l)$ линейна. С увеличением интенсивности электрическое поле вблизи освещаемой поверхности уменьшается, а зависимость ток—интенсивность становится сублинейной [3,4].

Теоретическое рассмотрение фотоэффекта в МПМ (МДПДМ) структурах имеет продолжительную историю. Еще Роуз [5] на основании эксперимента отмечал, что зависимость $j(I_l)$ может быть как линейной, так и сублинейной или суперлинейной. Все разнообразие экспериментальных данных предлагалось объяснить влиянием центров рекомбинации (уровней прилипания), которые включаются при увеличении интенсивности. В [6] излагаются результаты исследований

Рис. 1. Распределение электрического поля в структуре при $I_f = 10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

На вставках — энергетическая зонная диаграмма МПМ структуры: сверху — в равновесии, внизу — при смещении (сплошные линии — при освещении, штриховые — без него).

влияния света на ток, ограниченный объемным зарядом, согласно которым тип нелинейной зависимости $j(I_f)$ определяется распределением ловушек по энергиям в запрещенной зоне.

В работе [7] в рамках простой модели с использованием обычных приближений (один тип носителей, пренебрежение диффузионной составляющей тока) продемонстрировано, что зависимость $j(I_f)$ нелинейна и при отсутствии ловушек, и существует режим, при котором ток не зависит от интенсивности и равен току, ограниченному объемным зарядом, впервые изученному Моттом и Герни [8].

В более поздних работах, рассматривающих более сложные структуры с туннельно-прозрачным диэлектриком (МДПДМ) и более сложные модели физических процессов, было показано, что нелинейность $j-I_f$ -характеристики может быть связана с поверхностной рекомбинацией носителей, накапливающихся у границы полупроводника—пленка диэлектрика [9].

В настоящее время существует качественное понимание влияния интенсивности на величину поля у освещаемой поверхности, однако детальный анализ природы нелинейности $j-I_f$ -характеристики, а также поведения профиля поля $E(x)$ при изменении I_f не проведен.

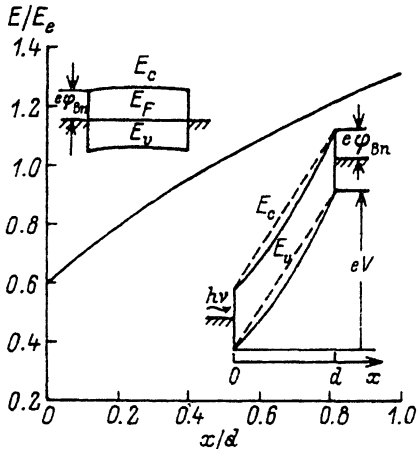
Цель настоящей работы — дать теорию стационарного фотоэффекта в симметричной МПМ структуре на основе высокоомного полупроводника (типа CdTe), к которому приложено напряжение, намного большее контактной разности потенциалов между полупроводником и металлом. Принципиально важно, что не рассматриваются изменение объемного заряда за счет захвата носителей на уровне прилипания и рекомбинация на поверхности. Существенным также является учет диффузии носителей наравне с их дрейфом. Мы изучим зависимость ток—интенсивность и влияние интенсивности на изменение распределения электрического поля, а также на детали распределения концентраций электронов и дырок в приконтактных слоях.

1. Постановка задачи

Рассмотрим симметричную МПМ структуру (см. вставку на рис. 1), на полупрозрачную поверхность которой падает монохроматический световой поток. К структуре приложено напряжение V , так что освещаемая поверхность $x=0$ находится при положительном потенциале. Распределения концентраций электронов $n(x)$, дырок $p(x)$ и электрического поля $E(x)$ находятся из уравнений непрерывности и Пуассона

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

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



$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e}{\epsilon} (p - n - N_a), \quad (3)$$

где потоки q_n , q_p в диффузионно-дрейфовом приближении имеют стандартный вид

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

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

Здесь U — скорость рекомбинации—генерации неравновесных носителей через одиночный примесный уровень в статистике Шокли—Рида:

$$U = \frac{pn - n_i^2}{\tau_{n0}(p + p_1) + \tau_{p0}(n + n_1)}, \quad (6)$$

$g(x)$ — скорость генерации пар внешним излучением,

$$g(x) = \alpha I_1 e^{-\alpha x}, \quad (7)$$

I_1 — плотность потока фотонов, вошедших в полупроводник, α — коэффициент поглощения света. Остальные обозначения — общепринятые.

Концентрация N_a , входящая в правую часть уравнения Пуассона, соответствует эффективной концентрации компенсированных полностью ионизованных акцепторов. Изменение объемного заряда из-за перезарядки глубоких центров не учитывается, так как их концентрация считается пренебрежимо малой. Обзор работ, рассмотревших влияние перезарядки глубоких центров (уровней прилипания) на фотоэффект, содержится в [6].

Система (1)—(3) относительно n , p , E — пятого порядка, и требуется задать 5 граничных условий. На поверхностях раздела металл—полупроводник $x=0$ и $x=d$ будем учитывать эмиссию носителей в металл и не рассматривать их рекомбинацию (см., например, [10]):

$$\begin{aligned} q_n(0) &= -V_n(n_0 - n_0^{eq}), & q_n(d) &= V_n(n_d - n_d^{eq}), \\ q_p(0) &= -V_p(p_0 - p_0^{eq}), & q_p(d) &= V_p(p_d - p_d^{eq}). \end{aligned} \quad (8)$$

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

Источник внешнего напряжения накладывает условие на распределение электрического поля внутри полупроводника

$$\int_0^d E dx = V. \quad (9)$$

2. Результаты численного решения

Расчет распределений концентраций и поля проводился для структуры на основе CdTe. Константы материала и параметры образца брались следующими: $N_a = 10^8 \text{ см}^{-3}$, $d = 0.3 \text{ см}$, $T = 300 \text{ К}$, $E_g = 1.5 \text{ эВ}$, $ef_{Bn} = 0.71 \text{ эВ}$, $N_c = 9.05 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $N_v = 5.1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $\mu_n = 500 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, $\mu_p = 50 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, $V_n = 8.5 \times 10^6 \text{ см/с}$, $V_p = 6 \cdot 10^6 \text{ см/с}$, $\epsilon = 10.9$, $\tau_{n0} = \tau_{p0} = 10^{-6} \text{ с}$, $E_t = 0.75 \text{ эВ}$.

При определении N_c , N_v , V_n , V_p использовались значения эффективных масс $m_n = 0.11m_0$, $m_p = 0.35m_0$, взятые из [11].

2.1. В состоянии термодинамического равновесия (см. верхнюю вставку на рис. 1) на границах фиксировано положение уровня Ферми относительно краев зон, т. е. заданы концентрации. Распределение потенциала близко по форме к параболическому, причем максимальное отклонение от граничных значений (при $N_a = 10^8 \text{ см}^{-3}$) равно $|\varphi_{\max}| \approx 6kT/e$. Поэтому профили зон слабо искривлены. Концентрация дырок растет к середине образца, где она на 4 порядка превышает электронную и составляет $0.6N_a$, в связи с чем состояния квазинейтральности не достигается. Электронная концентрация максимальна на краях образца, где она достигает $0.01N_a$. Равновесное электрическое поле вблизи границы составляет примерно 3 В/см.

2.2. При приложении внешнего напряжения (расчеты проводились при $V = 300 \text{ В}$) в отсутствие освещения происходит втягивание электрическим полем тепловых носителей из контактов внутрь полупроводника. В рассматриваемом случае электронная концентрация на границах существенно больше дырочной, поэтому основную часть тока составляет электронный ток. Из-за малой плотности объемного заряда поле внутри образца практически равно внешнему и почти постоянно (изменение составляет $\approx 0.5\%$).

Протекание электронного тока в образце возможно, если концентрация электронов на положительном (левом) контакте больше, а концентрация на отрицательном (правом) контакте меньше ее равновесного значения. Механизмом, согласующим эти концентрации, является диффузия у левого контакта, благодаря которой в слое толщиной порядка $l_E = kT/eE_c$ ($E_c = V/d$) концентрация изменяется от значения n_0 на положительном контакте (превышающем равновесное на $n_0^{\text{eq}}\mu_n E_c/V_n$, что составляет примерно 6%) до значения n_d на отрицательном контакте (которое меньше равновесного на те же 6%). Постоянство концентрации в основной части образца связано с постоянством электронного потока (малость тепловой генерации) и постоянством электрического поля при ничтожном влиянии диффузии.

Дырочная концентрация у положительного контакта p_0 меньше равновесной на $p_0^{\text{eq}}\mu_p E_c/V_p$ (что составляет примерно 1%), сублинейно растет к отрицательному контакту (на 6%), вблизи которого в слое толщиной l_E падает до граничного значения p_d , которое на тот же 1% превышает равновесное значение. Заметим, что знак производной dp/dx в пограничном слое определяется величиной V_p (в частности, при $V_p = 6 \cdot 10^5 \text{ см/с}$ было получено $dp/dx > 0$). Что касается незначительного роста концентрации дырок в основной части кристалла, то он целиком определяется увеличением дырочного потока за счет тепловой генерации, которая (как показывают расчеты) преобладает практически во всей толще кристалла. Лишь у левой границы в слое толщиной, приблизительно равной l_E , преобладает рекомбинация, что связано с повышенной концентрацией электронов у этой границы.

Электронный поток в ~ 40 раз больше дырочного и практически постоянен (изменение 0.2%). Дырочный поток меняется на 6%, так как из-за его относительной малости он более чувствителен к тепловой генерации.

Из-за того что $q_p \ll |q_n|$, полный ток практически совпадает с электронным. Полагая $E = \text{const} = E_c$, можно показать, что

$$j = e\mu_n n_d E_c = \frac{en_0^{\text{eq}} v_{dr}}{1 + v_{dr}/V_n} = \frac{eN_c v_{dr}}{1 + v_{dr}/V_n} \exp\left(-\frac{e\varphi_{Bn}}{kT}\right), \quad (10)$$

$$v_{dr} \equiv \mu_n E_c$$

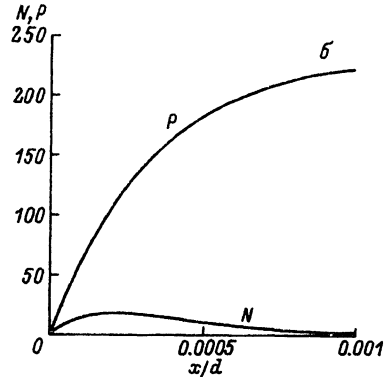
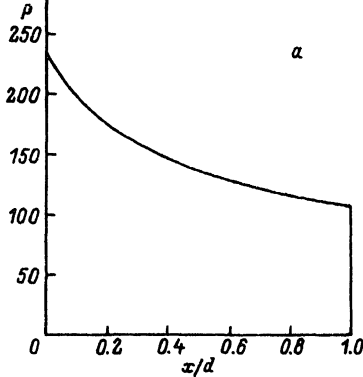


Рис. 2. Распределение концентрации дырок в структуре (а) и профили концентраций дырок и электронов вблизи освещаемой поверхности (б).

$$P = p/N_0, N = n/N_0, I_j = 10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}.$$

Формула (10) совпадает с выражением для тока через контакт металл—полупроводник, включенный в обратном направлении [[¹²], т. 1, с. 274, формула (44)]. В рассматриваемом случае таковым является положительно смещенный контакт.

2.3. Решение задачи при освещении (со стороны положительного контакта) проводилось для коэффициента поглощения света $\alpha = 10^4 \text{ см}^{-1}$ при интенсивностях $I_j = (10^{14} \div 10^{16}) \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

При освещении образца в узком приповерхностном слое $\approx 3\alpha^{-1} \ll d$ генерируются электронно-дырочные пары. Электроны под действием внешнего поля двигаются к освещаемому контакту, откуда за счет эмиссии попадают в металл. Дырки под действием внешнего поля вытягиваются к темновому контакту, откуда за счет эмиссии попадают в металл. Таким образом, внешнее поле осуществляет разделение зарядов, в результате чего распределение поля само изменяется.

Типичные зависимости $E(X)$, $P(X)$ и $N(X)$ для $I_j = 10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ (здесь и далее $X = x/d$) представлены на рис. 1 и 2. Из рис. 1 видно, что поле представляет собой растущую сублинейную функцию типа корневой. На освещаемой поверхности поле E_0 меньше $E_e = V/d$, на темновой — поле E_d больше E_e . Рост поля связан с превышением числа дырок над электронами, что обусловлено приложенным внешним полем. В основной части кристалла производная dE/dX убывает при удалении от освещаемой поверхности. Это связано с уменьшением концентрации дырок в глубине образца.

Координатная зависимость $P(X)$, представленная на рис. 2, а, показывает уменьшение концентрации дырок в глубине образца, что связано с увеличением электрического поля (дрейфовой скорости дырок). В основной части кристалла диффузионная часть потока мала по сравнению с дрейфовой частью, откуда при постоянстве потока дырок ($\alpha x \gg 1$, $U \ll \alpha I_j$) следует соотношение $pE = \text{const}$. Из рисунка также видно, что вблизи контактов имеются пограничные слои, где диффузия согласует концентрацию в толще с ее граничными значениями. Отношение концентраций на внешних границах пограничных слоев равно

$$\frac{p(\delta_+)}{p(d - \delta_-)} = \frac{E(d - \delta_-)}{E(\delta_+)} \approx \frac{E_d}{E_0},$$

где δ_+ , δ_- — толщины пограничных слоев у освещаемого и темнового контактов. Ширина слоя δ_+ определяется максимальным из характерных масштабов, определяющих протяженность области генерации ($\sim 3\alpha^{-1}$) и длину диффузии против

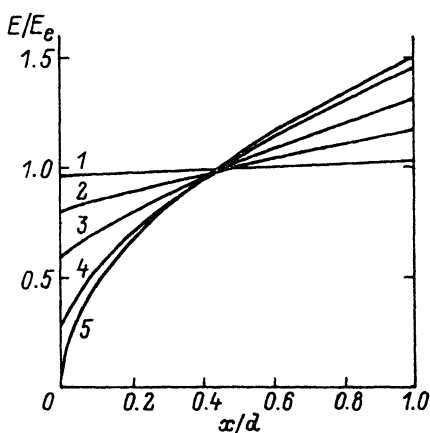


Рис. 3. Распределение электрического поля в структуре при различных интенсивностях освещения.

$I_i, \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$: 1 - 10^{14} , 2 - $5 \cdot 10^{14}$, 3 - 10^{15} , 4 - $2 \cdot 10^{15}$, 5 - $6 \cdot 10^{15}$.

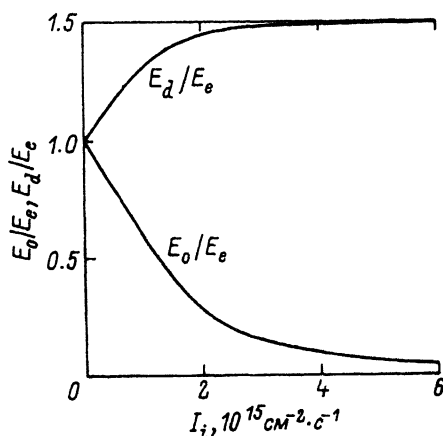


Рис. 4. Зависимость электрического поля на границах полупроводника от интенсивности освещения.

поля E_0 . При малых интенсивностях $\alpha l_E^0 = 1/4$, при больших интенсивностях — увеличивается на порядок и более. Вблизи темнового контакта генерация отсутствует и толщина δ_- порядка масштаба l_E^d .

Поведение дырочной и электронной концентраций в пограничном слое у освещаемой поверхности представлено на рис. 2, б. Концентрация дырок резко растет от граничного значения $p_0 \approx (I_i/V_p)(\alpha l_E^0/(1 + \alpha l_E^0)) \approx 0.5N_a$ [см. (22)] до значения

$$p_{\max} \approx p(\delta_+) \approx \frac{q_p(d)}{\mu_p E_0} = \frac{I_i}{(1 + \alpha l_E^0)\mu_p E_0} \approx 234N_a.$$

Электронная концентрация также резко растет у освещаемой поверхности, достигает максимума при $x \approx l_E^0$ и убывает (на расстоянии $5l_E^0$ от максимума концентрация составляет 0.1 от максимальной). Таким образом, в большей части пограничного слоя и в основной части кристалла, где $n(x)$ стремится к асимптотическому значению, слегка меньшему равновесного (не показано на рисунке), выполняется неравенство $n(x) \ll p(x)$.

Для понимания характеристики ток—интенсивность значительный интерес представляет распределение электрического поля в структуре при различных интенсивностях облучения (рис. 3). При малых интенсивностях ($I_i < 5 \cdot 10^{14} \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$) распределение $E(x)$ близко к линейному. Разности $E_c - E_0$ и $E_d - E_c$, пропорциональные I_i , невелики. При дальнейшем увеличении интенсивности эти разности растут и зависимость $E(x)$ принимает характерный корневой вид. При этом E_0 падает быстрее, чем увеличивается E_d . Уменьшение E_0 происходит из-за ослабления внешнего поля полем генерированных носителей, которые внешним полем разделяются, образуя объемный заряд. Из-за того что падение напряжения на структуре, обеспечиваемое внешним источником, остается постоянным [см. (9)], уменьшение E_0 сопровождается увеличением поля у темнового контакта. При этом координата x , соответствующая $E = E_c$, с увеличением I_i смещается влево, из-за того что $|dE_0/dI_i| > dE_d/dI_i$.

На рис. 4 показаны зависимости электрических полей на границах полупроводника от интенсивности. При малых интенсивностях ($I_i < 10^{15} \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$)

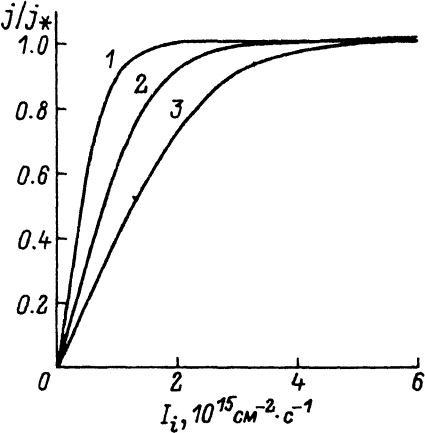


Рис. 5. Зависимость тока j/j_* от интенсивности освещения при различных значениях V .

V , В: 1 — 200, 2 — 300, 3 — 400.

видны линейные участки зависимостей. С увеличением интенсивности линейная зависимость $E_0(I_i)$ нарушается и поле у поверхности убывает медленнее. Поле у темнового контакта растет и при интенсивностях, соответствующих нелинейным участкам зависимостей, приближаясь к значению $E_d \approx (3/2) E_c$. Область перехода от линейных зависимостей $E_0(I_i)$, $E_d(I_i)$ к области их медленного изменения достаточно узка — $(1 \div 4) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

Уменьшение электрического поля у освещаемой поверхности с ростом интенсивности ослабляет препятствие для диффузии дырок против поля в металл. Это приводит к увеличению потока дырок к освещаемой поверхности, уменьшает поток по полю (в основной части кристалла) и существенно замедляет рост тока с интенсивностью. Эти характерные особенности зависимости j от I_i хорошо видны на рис. 5, где при малых интенсивностях ток линейно растет, при умеренных интенсивностях зависимость $j(I_i)$ сублинейна, а при больших интенсивностях ток чрезвычайно медленно растет вблизи значения

$$j_* = \frac{9}{8} \frac{\epsilon \mu_p V^2}{4\pi d^3}. \quad (11)$$

Ток j_* есть ток, ограниченный пространственным зарядом [8].

Смещение вправо зависимостей j/j_* от I_i при увеличении напряжения V объясняется тем, что экранирование большего внешнего поля требует генерации большего объемного заряда и, следовательно, больших интенсивностей световых потоков.

Следует отметить: из-за того что концентрация электронов ничтожна по сравнению с дырочной практически во всем образце (см. рис. 2, б), рекомбинация не оказывает заметного влияния на $p(x)$, $E(x)$, а следовательно, и на j . Таким образом, влияние глубоких рекомбинационных центров на зависимость $j(I_i)$ не существенно. Численные расчеты, проведенные при $\tau_{p0} = \tau_{p0} = 10^{-6}$ с, подтверждают этот вывод.

Результаты численного расчета требуют лучшего понимания ряда существенных деталей фотоэффекта. К важнейшим следует отнести:

1. Характер зависимости $E(x)$.
2. Зависимости E_0 и E_d от интенсивности.
3. Связь E_0 и j .

4. Объяснение связи величины j_* с параметрами структуры и условиями эксперимента и определение области, в которой ток растет чрезвычайно медленно.

Эти вопросы рассматриваются в следующем разделе, где дается приближенное аналитическое решение задачи.

3. Аналитическое рассмотрение фотоэффекта

Получим ряд общих соотношений для граничных концентраций, потоков и полного тока. Обратимся к системе (1)—(5) с граничными условиями (8), в

которой будем пренебрегать рекомбинацией в объеме полупроводника ($U=0$). Интегрируя (1) и (2), получаем

$$q_{n,p}(x) = q_{n,p}(0) + I_i(1 - e^{-\alpha x}). \quad (12)$$

Используя граничные условия (8) и выражения для $q_{n,p}(d)$, найденные из (12), найдем связь между граничными концентрациями:

$$n_0 + n_d = 2n_0^{eg} + \frac{I_i}{V_n}(1 - e^{-\alpha d}) \approx \frac{I_i}{V_n} + 2n_0^{eg}, \quad (13a)$$

$$p_0 + p_d = 2p_0^{eg} + \frac{I_i}{V_p}(1 - e^{-\alpha d}) \approx \frac{I_i}{V_p} + 2p_0^{eg}, \quad (13b)$$

где мы приняли $\alpha d \gg 1$.

Из (4) и (5), в которых потоки заданы (12), находим связь между концентрациями и потенциалом:

$$n(x) = e^{\Psi(x)} \left[n_0 - \frac{1}{D_n} \int_0^x q_n(x') e^{-\Psi(x')} dx' \right], \quad (14)$$

$$p(x) = e^{-(\Psi(x) - \Psi_d)} \left[p_d + \frac{1}{D_p} \int_x^d q_p(x') e^{\Psi(x') - \Psi_d} dx' \right], \quad (15)$$

где $\Psi \equiv e\phi/kT$, $\Psi(0) = 0$.

3.2. При $x=d$ выражение (14) [а при $x=0$ выражение (15)] дает связь между граничными концентрациями, которая совместно с (13) позволяет определить n_0 , n_d (p_0 , p_d). Получим приближенное соотношение между ними при произвольном Ψ . Замечая, что в (14) при $x=d$ интеграл сходится вблизи $x=d$, с помощью метода перевала получим выражение

$$n_d = n_0 e^{-eV/kT} - \frac{q_n(d) l_E^d}{D_n} = n_0 e^{-eV/kT} - \frac{q_n(d)}{v_{dr}^n(d)}, \quad (16)$$

где

$$V \equiv \varphi_0 - \varphi_d, \quad l_E^d = \left(\frac{e}{kT} \frac{d\varphi}{dx} \right)_d^{-1}, \quad v_{dr}^n(d) \equiv \mu_n E_d$$

Заметим, что (16) справедливо при условии $l_E^d/d = kT/eE_d \sim kT/eV \ll 1$, что выполняется, если приложенное напряжение V существенно превышает kT/e . В этом случае соотношение (16) выполняется с хорошей точностью при произвольных I_i .

При $eV/kT \gg 1$ ($V=300$ В, $eV/kT \approx 10^4$) первым слагаемым в (16) можно пренебречь, и из (16) и (8) находим

$$n_d = \frac{n_0^{eg}}{1 + v_{dr}^n/V_n}. \quad (17)$$

[Здесь и далее аргумент у $v_{dr}^n(d)$ опускается].

Подставляя (17) в (13a), имеем

$$n_0 = \frac{I_i}{V_n} + n_0^{\text{ср}} \left(1 + \frac{v_{\text{др}}^2/V_n}{1 + v_{\text{др}}^2/V_n} \right). \quad (18)$$

Используя найденные концентрации и граничные условия, получим для потоков на границах

$$q_n(0) = -I_i - \frac{n_0^{\text{ср}} v_{\text{др}}^2}{1 + v_{\text{др}}^2/V_n}, \quad (19)$$

$$q_n(d) = -\frac{n_0^{\text{ср}} v_{\text{др}}^2}{1 + v_{\text{др}}^2/V_n}. \quad (20)$$

Заметим, что формулы (17)–(20) содержат неизвестную дрейфовую скорость $v_{\text{др}}^2$, пропорциональную E_d .

Из формул (17)–(20) следует:

1. Величина n_d меньше $n_0^{\text{ср}}$, и, поскольку $v_{\text{др}}^2/V_n \ll 1$, отличие n_d от $n_0^{\text{ср}}$ незначительное, а зависимость n_d от интенсивности слабая [только через $v_{\text{др}}^2(d)$].

2. При достаточно больших интенсивностях ($I_i \gg n_0^{\text{ср}} V_n$) имеет место $n_0 \approx \approx I_i/V_n$.

3. Электронный поток на темновой границе отрицателен, что соответствует втеканю тепловых электронов из металла в полупроводник.

4. На освещаемой поверхности больше электронный поток $q_n(0)$ также отрицателен и по абсолютной величине больше $q_n(d)$ на I_i . Это соответствует уходу в металл дополнительного количества носителей, генерированных светом.

3.3. Для определения p_0 и p_d обратимся к (15) при $x=0$. Будем полагать, что $\varphi(x)$ — монотонно убывающая функция. Тогда интеграл в правой части (15) сходится вблизи $x' = x$. Применяя метод перевала, получим

$$p_0 = p_d e^{-eV/kT} - \frac{1}{v_{\text{др}}^2} \left(q_p(0) + I_i \frac{\alpha l_E^0}{1 + \alpha l_E^0} \right), \quad (21)$$

где $v_{\text{др}}^2 \equiv \mu_p E_0$, $l_E^0 \equiv kT/eE_0$.

Формула (21) [как и формула (16)] справедлива при $l_E^0/d \ll 1$ и положительных значениях E_0 .

При $eV/kT \gg 1$ первое слагаемое в (21) пренебрежимо мало, и (21) совместно с выражением для $q_p(0)$ из (8) дает значение

$$p_0 = \frac{I_i}{V_p} \frac{\alpha l_E^0}{(1 + \alpha l_E^0)(1 + v_{\text{др}}^2/V_p)} + \frac{p_0^{\text{ср}}}{1 + v_{\text{др}}^2/V_p}. \quad (22)$$

Из (136) находим граничную концентрацию на темновом контакте

$$p_d = \frac{I_i}{V_p} \left(1 - \frac{\alpha l_E^0}{(1 + \alpha l_E^0)(1 + v_{\text{др}}^2/V_p)} \right) + p_0^{\text{ср}} \left(1 + \frac{v_{\text{др}}^2/V_p}{1 + v_{\text{др}}^2/V_p} \right). \quad (23)$$

Используя (22), (23) и граничные условия (8), вычисляем потоки

$$q_p(0) = -I_i \frac{\alpha l_E^0}{(1 + \alpha l_E^0)(1 + v_{\text{др}}^2/V_p)} + \frac{p_0^{\text{ср}} v_{\text{др}}^2}{1 + v_{\text{др}}^2/V_p}, \quad (24)$$

$$q_p(d) = I_i \left(1 - \frac{\alpha l_E^0}{(1 + \alpha l_E^0)(1 + v_{\text{др}}^2/V_p)} \right) + \frac{p_0^{\text{ср}} v_{\text{др}}^2}{1 + v_{\text{др}}^2/V_p}. \quad (25)$$

Заметим, что в формулах (22)—(25) через l_E^0 и v_{dr}^0 входит неизвестное поле на границе $x = 0$.

Прокомментируем (22)—(25). Концентрации и потоки на обеих границах содержат слагаемые, связанные как с освещением ($\sim I_i$), так и с концентрацией тепловых носителей, втекающих из металла в полупроводник при $x = 0$ ($\sim p_0^0$). При достаточно большой интенсивности существенны только первые слагаемые. При этом

1) концентрация дырок на освещаемой поверхности порядка I_i/V_p и $p_0 < < I_i/V_p$;

2) соотношение между p_0 и p_d зависит в основном от αl_E^0 , и (при $v_{dr}^0/V_p \ll \ll 1$) $p_0/p_d \simeq \alpha l_E^0 \sim 1/E_0$;

3) благодаря диффузии против поля дырки уходят из полупроводника в металл и $q_p(0) < 0$. Из-за этого $q_p(d) < I_i$.

3.4. Полный ток через структуру $j = e(q_p(x) - q_n(x))$ равен

$$j = eI_i \left(1 - \frac{\alpha l_E^0}{(1 + \alpha l_E^0)(1 + v_{dr}^0/V_p)} \right) + j_0, \quad (26)$$

где

$$j_0 = \frac{en_0^0 v_{dr}^0(d)}{1 + v_{dr}^0(d)/V_n} + \frac{ep_0^0 v_{dr}^0(0)}{1 + v_{dr}^0(0)/V_p}. \quad (27)$$

При достаточно больших интенсивностях током j_0 можно пренебречь. В этом случае полный ток практически совпадает с дырочным током на темновом контакте $j \simeq eq_p(d)$. При $v_{dr}^0/V_p \ll 1$ выражение (26) принимает простой вид

$$j = \frac{eI_i}{1 + \alpha l_E^0}. \quad (27a)$$

Отсюда следует, что ток в структуре зависит от интенсивности и поля на освещаемом контакте E_0 , а соотношение ток—интенсивность нелинейно за счет зависимости E_0 от I_i , которая и должна быть определена.

3.5. При определении поля будем считать, что вдали от освещаемой границы концентрация дырок существенно превышает концентрацию электронов (рис. 2, б), так что $p(x) \gg n(x) + N_a$. Это справедливо в достаточно сильных полях, препятствующих распространению электронов вправо от области генерации, протяженностью $\sim 3\alpha^{-1}$. В этом случае уравнение Пуассона дает связь между p и dE/dx

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e}{\epsilon} p. \quad (28)$$

При $x \gg \alpha^{-1}$ поток дырок практически постоянен, $q_p(x) \approx q_p(d)$. Поставляя $p(x)$ из (28) в (5), получим уравнение для электрического поля

$$\frac{d^2 E}{dx^2} - \frac{e}{kT} \frac{EdE}{dx} = -\frac{4\pi e}{\epsilon D_p} q_p(d), \quad (29)$$

интегрируя которое будем иметь

$$\frac{dE}{dx} - \frac{e}{2kT} E^2 = \frac{4\pi e}{\epsilon D_p} q_p(d) \cdot (d - x) + \left(\frac{dE}{dx} \right)_d - \frac{e}{2kT} E_d^2. \quad (30)$$

Член dE/dx в левой части (30) связан с диффузионной частью потока, пропорциональной dp/dx .

Будем считать, что в основной части образца $p(x)$ меняется медленно, диффузия не существенна, т. е. справедливо неравенство

$$\frac{2kT}{eE^2} \cdot \frac{dE}{dx} \ll 1. \quad (31)$$

Тогда уравнение (30), в котором следует также опустить слагаемое $\left(\frac{dE}{dx}\right)_d$, сразу дает решение для $E(x)$. В безразмерной форме ($\bar{E} = E/E_c$, $X = x/d$) оно имеет вид

$$\bar{E}(X) = \left(\bar{E}_d^2 - 2Q(1-X)\right)^{1/2}, \quad (32)$$

где $Q = q_p(d)/I_*$, величина $q_p(d)$ дается формулой (25), а

$$I_* = \frac{\varepsilon}{4\pi} \cdot \frac{\mu_p V^2}{ed^3} \quad (33)$$

— характерная интенсивность, которая, как будет видно из дальнейшего, определяет область линейности зависимости ток—интенсивность. Поле $\bar{E}(x)$, входящее в (32), находится из условия (9).

Выражение (32), полученное в пренебрежении диффузией, хорошо описывает поле в основной части кристалла и вблизи темного контакта, где критерий (31) (при больших V) хорошо выполняется. Вблизи освещаемой поверхности нарушаются предположения, при которых выведено (32). Однако, поскольку ширина этой области пренебрежимо мала по сравнению с d , разность потенциалов на этом слое много меньше V . Поэтому мы не внесем существенной ошибки, если при вычислении интеграла (9) будем пользоваться выражением (32). После интегрирования получаем уравнение

$$\bar{E}_d = \frac{3}{2} \frac{a}{1 - (1-a)^{3/2}}, \quad a = \frac{2Q}{\bar{E}_d^2} = \frac{2j}{eI_*\bar{E}_d^2}, \quad (34)$$

связывающее \bar{E}_d и плотность тока.

Рассмотрим предельные случаи.

1. Малые интенсивности — $a \ll 1$. В этом случае

$$\bar{E}_d = 1 + \frac{j}{2eI_*}. \quad (34a)$$

2. Большие интенсивности — $a \approx 1$. Тогда

$$\bar{E}_d \approx \frac{3}{2}, \quad (34b)$$

$$j = j_* = \frac{9}{8} eI_*. \quad (35)$$

Полученные выражения не дают явной зависимости поля E_d и тока от интенсивности, однако позволяют сделать три следующих важных вывода. При малых интенсивностях имеется линейная связь между E_d и j . При больших интенсивностях ток близок к значению j_* (ток, ограниченный пространственным зарядом [8]), а поле E_d близко к величине $(3/2)E_c$.

Вернемся к определению поля и освещаемой поверхности E_0 . При малых интенсивностях плотность объемного заряда в освещаемом слое (пропорциональная dE/dx) мала, а сам освещаемый слой тонок. Это позволяет считать, что поле в освещаемом слое меняется слабо, и величину \bar{E}_0 , определяемую выражением (32) при $X = 0$, можно считать значением граничного поля:

$$E_0 = (\bar{E}_d^2 - 2Q)^{1/2}. \quad (36)$$

Используя (36) и связь $j(I_i, \bar{E}_0)$, даваемую (27а), получим в предельных случаях, описываемых (34а, б), зависимость \bar{E}_0 от I_i .

1. При $I_i/I_* \ll 1$

$$E_0 = 1 - \frac{I_i}{2I_* (1 + \alpha l_E)}, \quad l_E = \frac{kT}{eE_e}, \quad (37)$$

$$j = \frac{eI_i}{1 + \alpha l_E} \left(1 - \frac{I_i}{2I_*} \frac{\alpha l_E}{(1 + \alpha l_E)^2} \right). \quad (38)$$

2. При $I_i/I_* > 1$

$$E_0 = \frac{9}{8} \frac{\alpha kT}{eE_e} \frac{I_*}{I_i}. \quad (39)$$

Сравнение с численным решением задачи показывает, что значение \bar{E}_0 , определенное из системы (36), (27а) и (34), совпадает с точным решением с погрешностью, не превышающей 4% при $\bar{E}_0 > 0.1$. При принятых значениях параметров это соответствует интенсивности $I_i < 4I_*$. При $I_i > 4I_*$ формула (39) уже плохо описывает поведение $\bar{E}_0(I_i)$. Это является следствием того, что все предположения, сделанные при выводе формулы (39), нарушаются. В частности, выражение (26а), полученное методом перевала при достаточно больших \bar{E}_0 , становится неверным.

Обсудим зависимость тока от интенсивности. При малых интенсивностях ($I_i \ll I_*$) ток линейно зависит от интенсивности [см. (38)]. Внутренняя квантовая эффективность структуры равна

$$Q = j/eI_i = (1 + \alpha l_E)^{-1} = \frac{E_e}{E_e + \alpha kT/e} \quad (40)$$

и определяется коэффициентом поглощения α и приложенным полем E_e . При использованных расчетных параметрах ($\alpha = 10^4 \text{ см}^{-1}$, $T = 300 \text{ К}$, $E_e = 10^3 \text{ В/см}$) значение $Q = 0.8$.

С увеличением интенсивности, как видно из (38), зависимость $j(I_i)$ становится сублинейной, а при значениях I_i , превышающих характерную интенсивность I_* в несколько раз, плотность тока примерно равна значению j_* , даваемому (35). При $I_i \gg 2I_*$ плотность тока j отличается от j_* менее чем на 10%.

В заключение отметим, что характерные особенности распределения поля и концентраций в образце, а также характеристика ток—интенсивность получены в рамках достаточно общего подхода для широкого диапазона изменения интенсивности. Существенно, что нелинейность зависимости $j(I_i)$ имеет место при отсутствии захвата носителей на уровни прилипания и поверхностной рекомбинации и связана исключительно с ослаблением внешнего поля полем генерированных носителей. Случай интенсивностей, значительно превышающих характерный масштаб I_* , при котором внешнее поле у поверхности почти полностью экранировано зарядом генерированных носителей, требует специального рассмотрения.

Численный метод

Для расчета распределений концентраций и потенциала краевая задача (1)–(3) заменялась системой конечно-разностных соотношений, записанных на неравномерной сетке, сгущающейся на краях промежутка. При записи разностных аналогов производных потоков и потенциала применялись стандартные центральные разности. Потоки электронов и дырок в полудельных точках вычислялись с использованием аппроксимаций Шарфеттера и Гуммеля [13]. Система разностных уравнений решалась тремя последовательными скалярными прогонками по схеме: $p^{l+1}(\varphi^l, p^l, n^l)$, $n^{l+1}(\varphi^l, p^{l+1}, n^l)$, $\varphi^{l+1}(\varphi^l, n^{l+1}, p^{l+1})$, $\varphi^{l+1}(\bar{\varphi}^{l+1}, \varphi^l, \lambda)$. Здесь $l=1, 2$ – номер итерации, $\lambda < 1$ – параметр демпфирования. Итерации по нелинейности прекращались при достижении заданной точности. Контроль точности проводился по постоянству плотности тока через структуру и величинам невязок разностных аналогов уравнения Пуассона во всех точках поля.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Аркадьева Е. Н., Маслова Л. В., Матвеев О. А., Прокофьев С. В., Рывкин С. М., Хусаинов А. Х. // ДАН СССР. 1975. Т. 221. В. 1. С. 77–80.
- [2] Кашерининов П. Г., Кичаев А. В., Перепелицын Ю. Н., Семенов Ю. О., Ярошецкий И. Д. // Электросвязь. 1990. № 10. С. 37–39.
- [3] Кашерининов П. Г., Матюхин Д. Г., Сладкова В. А. // ФТП. 1980. Т. 14. В. 7. С. 1293–1298.
- [4] Кашерининов П. Г. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 10. С. 1888–1893.
- [5] Роуз А. Основы теории фотопроводимости. М., 1966. 192 с.
- [6] Ламперт М., Марк П. Инжекционные токи в твердых телах. М., 1973. 416 с.
- [7] Du Chatenier F. J. // Philips Res. Rep. 1968. V. 23. N 2. P. 142–150.
- [8] Мотт Н., Герни Р. Электронные процессы в ионных кристаллах. М., 1950. 304 с.
- [9] Саченко А. А., Снитко О. В. Фотозффекты в приповерхностных слоях полупроводников. Киев, 1984. 231 с.
- [10] Резников Б. И., Царенков Г. В. // ФТП. 1991. Т. 25. В. 11. С. 1922–1933.
- [11] Бовина Л. А., Стафеев В. И. // Физика соединений А^{IV}В^{VI}. М., 1986. С. 246–294.
- [12] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Т. 1. М., 1984. 456 с.
- [13] Scharfetter D. L., Gummel H. K. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1969. V. ED-16. N 1. P. 64–77.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе РАН
Санкт-Петербург

Получена 4.03.1992
Принята к печати 12.03.1992