

Нестационарный фотоэффект в высокоомных чистых сильно смещенных структурах металл–полупроводник и металл–диэлектрик–полупроводник

© Б.И. Резников

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

(Получена 26 декабря 1996 г. Принята к печати 10 февраля 1997 г.)

Исследована динамика установления электрического поля и тока при освещении высокоомной слабо легированной (чистой) сильно смещенной симметричной структуры металл–полупроводник и металл–диэлектрик–полупроводник монохроматическим собственным светом. Численно решалась система транспортных уравнений в диффузионно-дрейфовом приближении и уравнение Пуассона. На границах полупроводника учтена эмиссия носителей и их поверхностная рекомбинация. Показано, что при включении (выключении) освещения поле в структуре монотонно релаксирует к стационарному распределению. Время установления поля и тока при включении освещения примерно равно времени дрейфа для дырок t_{dr} , рассчитанному по среднему полю $E_e = V/d$, и не зависит от интенсивности света I_i , коэффициента поглощения и туннельной прозрачности границ раздела $T_{n,p}$. Время восстановления темного тока и поля при выключении света увеличивается с увеличением I_i и уменьшением $T_{n,p}$, однако остается порядка t_{dr} . При сильном поглощении и интенсивности, превышающей характерный масштаб, определяющий область слабого экранирования поля, зависимость полного тока от времени немонотонна. При заполнении ловушек на поверхности вблизи электродов начинается аккумуляция носителей, что при достаточно больших I_i и низких $T_{n,p}$ приводит к скачку поля у анода.

1. Введение

Структуры металл–полупроводник–металл (МПМ) на основе широкозонных высокоомных компенсированных кристаллов (например, CdTe, HgI₂, C) имеют разнообразное применение. В частности, они являются элементной базой детекторов излучений (свет, рентгеновское излучение, γ -кванты) [1], а также светопроводящих оптоэлектронных приборов, предназначенных для волоконно-оптических линий связи, систем обработки информации и регистрации сигналов оптического изображения [2]. Действие этих приборов основано на изменении распределения электрического поля при освещении структуры. Фундаментальные и прикладные аспекты стимулировали экспериментальные исследования стационарного фотоэффекта и релаксационных процессов в высокоомных (полуизолирующих) кристаллах CdTe и показали, что изменение поля в кристалле при освещении может быть обусловлено объемным зарядом свободных фотогенерированных носителей [3]. Теоретические исследования для чистых кристаллов [4–7] уточнили количественные закономерности экранирования внешнего поля. Связь данного эффекта с объемным зарядом свободных носителей принципиально отличает его от процессов перезарядки между двумя системами дискретных уровней (заполненные доноры и пустые ловушки). Последние изучались в связи с применением кристаллов селленитов (Bi₁₂SiO₂₀, Bi₁₂GeO₂₀) в качестве электрооптической среды для записи голограмм и информации в пространственно-временных модуляторах света [8] и с экспериментальным обнаружением знакопеременного осциллирующего распределения объемного заряда в этих кристаллах [9]. Результаты теоретических исследований

релаксации электрического поля в кристалле с глубокими примесями при приложении напряжения и освещения его примесным светом содержатся в [9–12]. Они выполнены в рамках дрейфовой монополярной модели с упрощенными граничными условиями. Обзор работ по этой проблеме, общее число которых составляет несколько десятков, имеется в [12].

Основные закономерности стационарного фотоэффекта в чистых высокоомных кристаллах сводятся к трем положениям [4].

1. Распределение поля в высокоомной структуре зависит от соотношения интенсивности освещения I_i и характерного масштаба $I_* = \frac{8}{9} j_* / e$ (где $j_* = e \mu_p V^2 / 4 \pi d^3$ — ток ограниченный объемным зарядом, d — ширина структуры).

2. При малых интенсивностях $I_i \ll I_*$ значения поля у электродов E_0 и E_d мало отличаются от среднего поля $E_e = V/d$. Зависимости граничных значений поля и тока от интенсивности и распределение $E(x)$ линейны.

3. С увеличением интенсивности поле у освещаемой поверхности E_0 уменьшается и может стать много меньше E_e . Поле у темного электрода E_d растет. При средних интенсивностях $I_i \geq I_*$ поле $E_0 \ll E_e$, поле $E_d \approx (3/2)E_e$, ток близок к величине j_* , а распределение $E(x)$ имеет "корневой" вид.

В связи с тем, что быстрое действие приборов и их инерционность представляют значительный интерес, изучение релаксационных процессов в высокоомных чистых структурах представляется актуальным. Численное моделирование необходимо, поскольку эксперимент ограничен по разрешению электрических полей в пространстве и во времени. Выделение и исследование базовой модели "чистой" структуры связано с необходимостью

отделить эффекты, присущие высокоомным кристаллам, от влияния глубоких примесных уровней. Наличие последних даже в незначительном количестве оказывает значительное влияние на динамику и характеристики фотоэффекта в высокоомных структурах [3].

Подавляющее большинство предшествующих работ, где исследовались нестационарные характеристики фотодиодов, либо ограничивались специальными случаями, допускающими аналитические решения, либо решали частные задачи, используя, как правило, существенные упрощения. Одна из первых работ, в которой было рассмотрено расплывание ступенчатого импульса электронов в кристалле с ловушками [13], содержала все основные черты дрейфовой монополярной модели, которая впоследствии использовалась для анализа в [9–11]. В более поздних работах, например [14], учтены диффузия в объеме, рекомбинация на поверхности и заряд, захваченный на поверхностные уровни. В частности, для безразмерной системы уравнений переноса, содержащей 12 параметров, проанализировано влияние интенсивности падающего излучения, оптической толщины слоя и объемной рекомбинации на распределение поля. В работе [15] в рамках полной постановки диффузионно-дрейфового приближения численно исследованы фотоэлектрические процессы в кремниевом диоде при высоком уровне возбуждения. Наиболее близким к настоящей работе является исследование [16], где изучены релаксация поля и тока в структуре, содержащей примесные уровни, при включении и выключении света. Однако в этой работе рассмотрен случай слабого поглощения света в кристалле и граничные условия для омического контакта, соответствующие бесконечной скорости рекомбинации.

Цель настоящей работы — дать детальное описание релаксации поля и тока в высокоомных чистых кристаллах и проанализировать влияние определяющих параметров на динамику переходных процессов.

2. Постановка задачи

2.1. Мы рассматриваем сильно смещенную высокоомную структуру металл–диэлектрик–полупроводник $0 \leq x \leq d$, с концентрацией равновесных дырок в толще полупроводника p_* , освещаемую монохроматическим собственным светом ($h\nu > E_g$) через полупрозрачный анод $x = 0$. К структуре приложено напряжение V , много большее контактного потенциала между полупроводником и металлом. В общем случае для структуры, содержащей глубокие примесные уровни, распределения концентраций электронов $n(x)$, дырок $p(x)$ и электрического поля $E(x)$ описываются системой уравнений непрерывности и уравнения Пуассона

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial q_n}{\partial x} = G - R_n, \quad (1)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial q_p}{\partial x} = G - R_p, \quad (2)$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{4\pi e}{\varepsilon} [p - p_* - n + n_* - N_t(f - f_*)]. \quad (3)$$

Потоки носителей q_n, q_p в диффузионно-дрейфовом приближении имеют стандартный вид

$$q_n = -D_n \frac{\partial n}{\partial x} - \mu_n E n, \quad (4)$$

$$q_p = -D_p \frac{\partial p}{\partial x} + \mu_p E p. \quad (5)$$

Скорость генерации электронов и дырок внешним излучением

$$G = \alpha I_i \exp(-\alpha x), \quad (6)$$

где I_i — интенсивность света, входящая в образец, α — коэффициент поглощения света. Мы рассматриваем в общем случае высокоомный компенсированный полупроводник, содержащий кроме мелких доноров и акцепторов одиночный примесный уровень, подчиняющийся статистике Шокли–Рида. Рекомбинационные процессы типа зона–зона не рассматриваются, в выражениях для скоростей тепловой генерации–рекомбинации R_n, R_p учитывается захват носителей на глубокий примесный уровень и их эмиссия в соответствующую зону полупроводника [17]

$$R_n = \alpha_n N_t [n(1-f) - n_1 f], \quad (7)$$

$$R_p = \alpha_p N_t [p f - p_1 (1-f)]. \quad (8)$$

Здесь $\alpha_{n,p} = \langle \sigma_{n,p} v_{n,p} \rangle$ — коэффициенты захвата на примесный уровень, усредненные по скоростям ($v_{n,p}, \sigma_{n,p}$ — тепловые скорости электронов и дырок и их сечения захвата на примесь), $f = n^-/N_t$ — степень заполнения глубокого примесного уровня электронами, равная отношению плотности связанного отрицательного заряда n^- к концентрации примесных уровней N_t . Величины n_1, p_1 , зависящие от энергии примесного уровня $\varepsilon_t = E_t - E_c$, равны $n_1 = N_c \exp(-\varepsilon_t/kT)$, $p_1 = N_v \exp[-(E_g - \varepsilon_t)/kT]$. Из уравнений (1)–(3) и определений (7), (8) видно, что глубокие примесные уровни определяют скорость рекомбинации и связанный заряд. Степень заполнения примеси в равновесии определяется из условия $R_p = 0$ и равна $f_* = p_1/(p_1 + p_*)$.

В нестационарном случае изменение плотности связанного заряда пропорционально разности R_n и R_p

$$N_t \frac{\partial f}{\partial t} = R_n - R_p = N_t \frac{f_{st} - f}{\tau}, \quad (9)$$

где

$$f_{st} = \frac{\alpha_n n + \alpha_p p_1}{\alpha_n (n + n_1) + \alpha_p (p + p_1)},$$

$$\tau^{-1} = \alpha_n (n + n_1) + \alpha_p (p + p_1). \quad (10)$$

На поверхности раздела полупроводник–металл учитывается эмиссия носителей и их рекомбинация через одиночный поверхностный уровень аналогично [18]

$$q_n(0) = -V_{n0}^T (n_0 - n_0^{eq}) - q_{sn}(0), \quad (11)$$

$$q_p(0) = -V_{p0}^T(p_0 - p_0^{eq}) - q_{sp}(0), \quad (12)$$

$$q_n(d) = V_{nd}^T(n_d - n_d^{eq}) + q_{sn}(d), \quad (13)$$

$$q_p(d) = V_{pd}^T(p_d - p_d^{eq}) + q_{sp}(d). \quad (14)$$

Здесь n^{eq}, p^{eq} — равновесные концентрации электронов и дырок на границах раздела, $V_{n,p}^T = V_{n,p} T_{n,p}$ — скорости обмена носителями через границу, пропорциональные скоростям тепловой эмиссии в металл $V_{n,p} = (1/4)v_{n,p}$ и туннельным прозрачностям границ раздела (вероятностям туннелирования) $T_{n,p}$. Последние учитывают уменьшение скоростей обмена носителями через границу раздела из-за наличия диэлектрических слоев и экспоненциально зависят от функции, содержащей толщину диэлектрического слоя, высоту барьера для туннелирования, падение напряжения на слое и другие величины [19]. Из-за отсутствия надежной информации об этих величинах зависимость $T_{n,p}$ от характеристик пленки не детализируется, и коэффициент туннельной прозрачности используется как входной параметр.

Рекомбинационные потоки на поверхности пропорциональны скоростям поверхностной рекомбинации на границах раздела $s_{n,p} = \langle \alpha_{n,p} N_s \rangle$

$$q_{sn} = s_n[n(1 - f_s) - n_{1s}f_s], \quad (15)$$

$$q_{sp} = s_p[pf_s - p_{1s}(1 - f_s)], \quad (16)$$

при этом изменение степени заполнения примесных уровней на поверхности пропорционально разности рекомбинационных потоков

$$N_s \frac{\partial f_s}{\partial t} = q_{sn} - q_{sp}. \quad (17)$$

Источник внешнего напряжения налагает условие на распределение поля в полупроводнике

$$\int_0^d E(x) dx = V. \quad (18)$$

В силу малости толщины диэлектрической пленки и плотности поверхностного заряда при записи (18) пренебрегается падением потенциала на диэлектрике и полем поверхностного заряда.

2.2. Исходные уравнения записывались на неравномерной сетке, сгущенной на краях интервала в области больших градиентов. Использовалась неявная аппроксимация по времени 1-го порядка точности. Конечно-разностные выражения для потоков носителей 2-го порядка точности записывались с использованием соотношений, предложенных Шарфеттером и Гуммелем [20]. Нелинейная трехточечная система разностных уравнений линеаризовывалась и решалась векторной прогонкой [21]. Нелинейность проблемы преодолевалась методом Ньютона. В качестве начального приближения использовалось решение, полученное на предыдущем временном слое. Контроль точности расчета и выбор шага по времени

проводился по постоянству полного тока поперек структуры и близости численного значения полного тока, вычисленного по разностным формулам, и его значения, полученного интегрированием выражения

$$j = e(q_p - q_n) + (\epsilon/4\pi)\partial E/\partial t$$

по ширине структуры.

3. Результаты для чистых структур

3.1. Прежде всего изучим динамику установления поля и тока при включении и выключении освещения структуры на основе CdTe. В качестве базового рассмотрим вариант со следующими параметрами: $d = 0.28$ см, $V = 400$ В, $p_* = 10^8$ см⁻³, $s_n = s_p = 10^6$ см/с, $T_n = T_p = 1$. Интенсивность не зависит от времени и равна $I_i = 2 \cdot 10^{15}$ см⁻² с⁻¹. Коэффициент поглощения света равен $\alpha = 10^4$ см⁻¹.

В качестве начальных условий использовались стационарные распределения n, p и E для темного случая, полученные при численном решении системы (1)–(3) при $\frac{\partial}{\partial t} = 0$ и $I_i = 0$. При $t = 0$ распределения n, p и E в толще структуры близки к равномерным. Вблизи электродов имеются пограничные слои для электронов и дырок, где их концентрации испытывают скачок, однако при $T_n = T_p = 1$ как на границах, так и в толще они не сильно отличаются от равновесных значений n^{eq}, p^{eq} на границах кристалла.

Качественная картина фотоэффекта следующая. При включении освещения в области шириной несколько длин поглощения ($\sim 3 \cdot 10^{-4}$ см $\ll d$) генерируются электронно-дырочные пары. Экспоненциальное убывание интенсивности излучения в глубь образца и уход носителей через поверхность с тепловыми скоростями

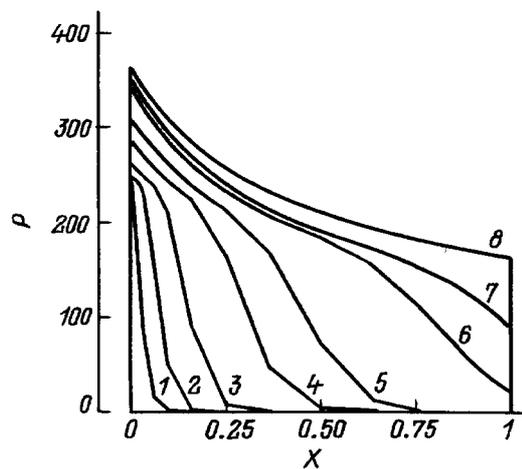


Рис. 1. Распределение дырочной концентрации ($P = p/p_*$, $X = x/d$) в структуре при $I_i = 2 \cdot 10^{15}$ см⁻² · с⁻¹, $\alpha = 10^4$ см⁻¹; время, прошедшее после включения света, t , мкс: 1 — 0.12, 2 — 0.3, 3 — 0.61, 4 — 1.22, 5 — 1.82, 6 — 3.04, 7 — 3.65, 8 — 9.12.

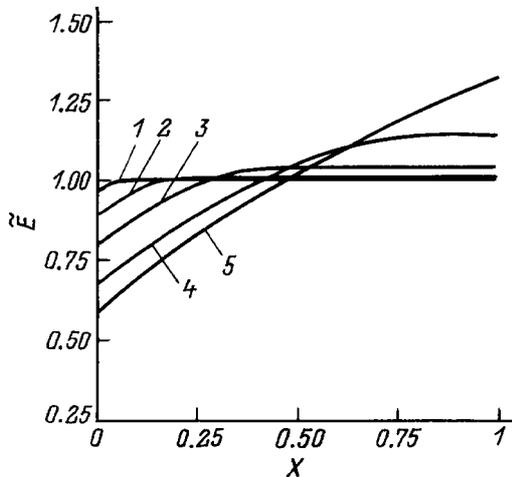


Рис. 2. Распределение электрического поля ($\tilde{E} = E/E_e$, $E_e = V/d$) в структуре при $I_i = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, $\alpha = 10^4 \text{ см}^{-1}$; время, прошедшее после включения света, t , мкс: 1 — 0.18, 2 — 0.61, 3 — 1.22, 4 — 2.43, 5 — 9.12.

мгновенно формирует немонотонные пикообразные распределения концентраций n , и p у освещаемого анода. На начальной стадии фотогенерации вызывает возрастание со временем поверхностных и максимальных концентраций носителей. Электрическое поле разделяет их, вызывая дрейф электронов и дырок к электродам противоположного знака. На рис. 1, где показаны профили $P(X) = p/p_*$, $X = x/d$, видно как в направлении к катоду бежит фронт распределения дырочной концентрации, в результате чего в глубь образца распространяется волна плотности положительного объемного заряда. Картина распространения показана для моментов времени, сравнимых с временем дрейфа дырок в постоянном поле $t_{dr} = d/(\mu_p E_e)$, которое при принятых параметрах равно 3.92 мкс. Из рисунка также видно, что после выхода фронта распределения концентрации к поверхности у катода образуется диффузионный пограничный слой и что распределение $p(x)$ в анодной части структуры слабо зависит от времени. Распределения дырок в приэлектродных пограничных слоях в силу малости их толщины выглядят как резкие ступеньки.

Изменение распределения поля во времени показано на рис. 2. Видно, что деформация распределения поля связана с приходом волны плотности объемного заряда и что перестройка поля в катодной области происходит позже процессов вблизи анода. Из-за постоянства разности потенциалов на структуре и положительной плотности объемного заряда внутри образца поле у анода монотонно уменьшается, а у катода монотонно растет. Кривизна распределения поля отрицательна. Процесс установления поля практически завершается с выходом фронта распределения дырочной концентрации на поверхность. Время релаксации поля несколько меньше времени установления распределения дырочной концентрации.

Сдвиг во времени протекания процессов в анодной и катодной части структуры виден на рис. 3, где показаны зависимости во времени граничных полей $\tilde{E}_0 = E_0/E_e$ и $\tilde{E}_d = E_d/E_e$ при различных интенсивностях излучения. Из рисунка видно, что с ростом интенсивности излучения:

- стационарная величина граничных значений поля у анода достигается значительно быстрее;
- время достижения стационарного режима для поля \tilde{E}_0 уменьшается и практически постоянно для поля \tilde{E}_d , зависимость которого от времени становится немонотонной.
- стационарное значение поля у анода уменьшается и при достаточно больших интенсивностях становится отрицательным (инверсия поля [5]).

Интенсивность излучения также существенно влияет на характер временных зависимостей полного тока. Из рис. 4 видно, что темп роста j и качественные особенности зависимостей $j(t)$ различны для "малых" ($I_i < 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$) и "больших" ($I_i > 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$) значений интенсивностей. В 1-м случае полный ток почти линейно растет со временем и приближается снизу к стационарному значению. Во 2-м полный ток переходит стационарное значение и приближается к нему сверху. При малых временах замечен излом зависимости $j(t)$. В обоих случаях время установления тока примерно одинаково, так как оно определяется временем достижения стационарного распределения поля во всей структуре и, следовательно, близко к времени дрейфа дырок в темновом поле.

Интерпретируя поведение $j(t)$, следует иметь в виду, что при временах, много меньших t_{dr} , полный ток — это в основном ток смещения, и динамика его роста определена изменением поля у освещаемой поверхности. Замедление роста полного тока при малых временах, проявляющее себя как излом зависимости $j(t)$ и при-

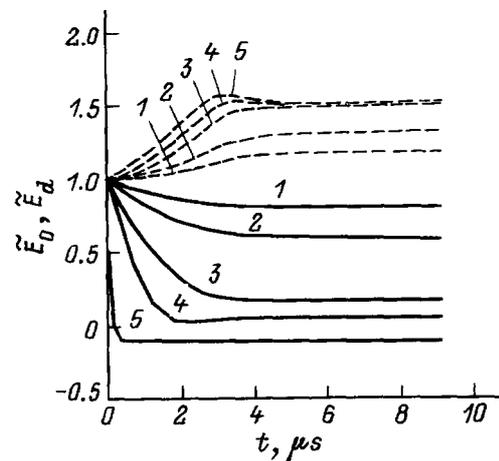


Рис. 3. Зависимость от времени граничных значений электрического поля \tilde{E}_0 (сплошные кривые), \tilde{E}_d (штриховые), $\alpha = 10^4 \text{ см}^{-1}$, при интенсивности освещения I_i , $10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$: 1 — 1, 2 — 2, 3 — 5, 4 — 10, 5 — 100.

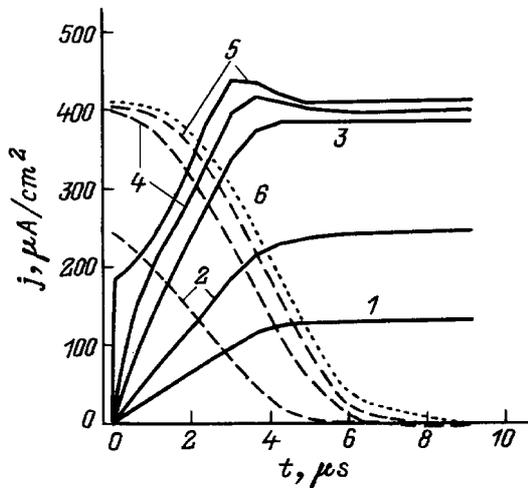


Рис. 4. Зависимость от времени полного тока j при включении (сплошные кривые) и выключении (штриховые), $\alpha = 10^4 \text{ см}^{-1}$, при интенсивностях освещения I_i , $10^{15} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$: 1 — 1, 2 — 2, 3 — 5, 4 — 10, 5 — 100. Кривая 6 соответствует $T_{n,p} = 10^{-4}$ при $I_i = 10^{16} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

мерная эквидистантность всех кривых, связано с завершением образования области малых полей в анодной части структуры и снижением относительного вклада тока смещения в полный ток. Заметим, что при интенсивностях $I_i > I_*$ стационарное значение полного тока близко к величине j_* , которое в данном случае равно 370 мкА/см^2 .

Особенности зависимости $j(t)$ вблизи стационарного значения связаны с чувствительностью распределения $E(x)$ к интенсивности излучения в высокоомных структурах и значительным уменьшением поля в области генерации носителей и в ее окрестности в случае, когда I_i заметно превосходит характерный масштаб I_* , определяющий верхнюю границу линейной области [4]. В данном случае $I_* = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. В линейном случае $I_i < I_*$ поле в структуре изменяется не сильно, и дрейфовая скорость дырок в области фотогенерации не зависит от времени. В результате дырочная концентрация в толще монотонно растет со временем (рис. 1), и полный ток также монотонно увеличивается. В нелинейном случае из-за уменьшения поля вблизи анода и увеличения его в катодной области приходящий поток дырок становится меньше уходящего, концентрация дырок в глубине толщи структуры достигает максимума и начинает слабо убывать. Это приводит к незначительному уменьшению E_d и полного тока.

Заметим, что до выхода фронта распределения дырочной концентрации к границе раздела ток смещения j_D составляет заметную долю полного тока. Ток проводимости сильно меняется поперек структуры, при этом разность $j - j_D$ отрицательна у освещаемого анода и положительна у катода. Ввиду этого до установления распределения поля ($t < t_{dr}$) квазистационарный подход, основанный на отождествлении полного тока и дрейфовой компоненты дырочного тока проводимости, является неверным.

При прекращении фотогенерации (рис. 4, штриховые кривые) носители вытягиваются электрическим полем из кристалла. От анода к катоду бежит уменьшающаяся по амплитуде волна дырочной концентрации, и положительный объемный заряд вытекает из структуры. Поле в анодной области становится более однородным и растет. Поле у катода уменьшается. Полный ток монотонно падает к темновому значению. Существенно, что поскольку в этом случае начальное распределение поля неоднородно и степень его экранирования существенно зависит от интенсивности, время восстановления темнового поля и спада тока больше, чем время релаксации при включении и зависит от интенсивности. Асимметрия временных зависимостей тока при включении и выключении освещения и увеличение времени релаксации при выключении освещения хорошо видна из рис. 4.

3.2. Несколько иная картина переходного процесса наблюдается, когда коэффициент поглощения α не слишком велик, так что $\alpha d < 10$. В этом случае носители генерируются в гораздо более широкой области. На рис. 5 для $I_i = 10^{16} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ и $\alpha = 10 \text{ см}^{-1}$ представлены профили $P(X)$ для различных моментов времени. Видно, что рост дырочной концентрации в толще структуры происходит за счет объемной фотогенерации, а не дрейфового потока, как в случае $\alpha d \gg 1$ (рис. 1). Диффузионный слой у катода формируется сразу же после включения освещения. При интенсивностях $I_i < I_*$, соответствующих слабому уменьшению поля, максимум дырочной концентрации увеличивается и смещается к катоду, стремясь к своему стационарному положению. При интенсивностях $I_i > I_*$, соответствующих заметному уменьшению поля вблизи анода, максимум дырочной концентрации сначала смещается к катоду, затем из-за диффузии движется в сторону анода, при этом форма распределения $P(x)$ становится более острой (рис. 5). С ростом интенсивности диффузионные эффекты усиливаются, и из-за ослабления поля электроны проникают

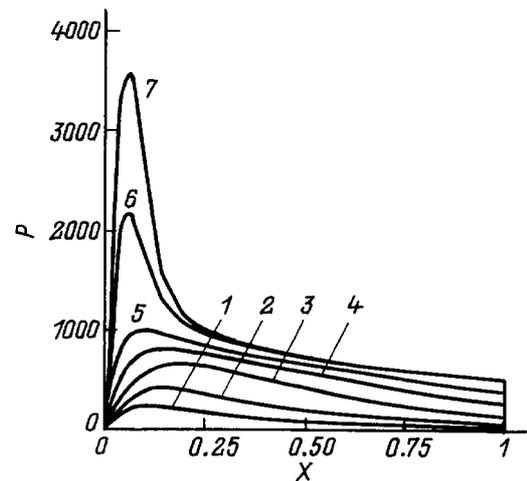


Рис. 5. Распределение дырочной концентрации ($P = p/p_*$, $X = x/d$) в структуре для $I_i = 10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, $\alpha = 10 \text{ см}^{-1}$; время, прошедшее после включения света, t , мкс: 1 — 0.3, 2 — 0.61, 3 — 1.22, 4 — 1.82, 5 — 2.43, 6 — 4.25, 7 — 6.08.

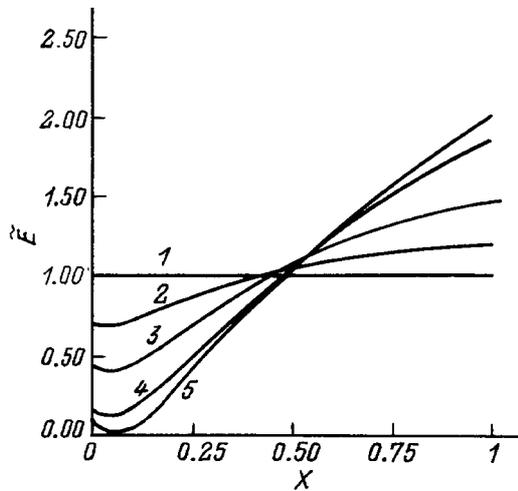


Рис. 6. Распределение электрического поля ($\tilde{E} = E/E_e$, $E_e = V/d$) в структуре для $I_i = 10^{16} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, $\alpha = 10 \text{ см}^{-1}$; время, прошедшее после включения света, t , мкс: 1 — 0, 2 — 0.61, 3 — 1.22, 4 — 2.43, 5 — 6.08.

внутри толщи. Вблизи анода за время порядка t_{dr} формируется область отрицательного объемного заряда и квазинейтральный слой, протяженность которого значительно превышает ширину области генерации. Динамика установления распределения поля в случае $I_i > I_*$ показана на рис. 6. В отличие от случая сильного поглощения (рис. 2) распределение $E(x)$ в значительной части толщи имеет положительную кривизну. Деформация профиля $E(x)$ происходит одновременно во всей структуре, а темп изменения граничных значений поля \tilde{E}_0 и \tilde{E}_d примерно одинаков. Полный ток монотонно растет к стационарному значению даже при сильном экранировании поля у освещаемого анода.

Появление минимума поля, слегка смещающегося к катоду с течением времени, и наличие области сильного экранирования в глубине толщи характерно для обсуждаемого случая умеренных значений оптических толщин и не связано с наличием объемного заряда глубокой примеси. Интересно, что зависимости $E(x)$, показанные на рис. 6, качественно похожи на экспериментально измеренные распределения поля в кристаллах $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ при $\alpha d = 9$ [22].

3.3. Реальные структуры металл–полупроводник имеют на границе раздела тонкий диэлектрический слой, наличие которого существенно снижает эмиссионный поток носителей через границу, в результате чего поверхностная рекомбинация становится основным механизмом, регулирующим количество электронов вблизи анода. Как видно из соотношений (11) и (15), рекомбинационный поток q_{sn} на поверхности пропорционален скорости рекомбинации (коэффициентам захвата на поверхностный уровень) и числу незаполненных ловушек. По мере заполнения ловушек величина q_{sn} уменьшается, и в случае, когда скорость эмиссии электронов через границу становится меньше их дрейфовой скорости,

вблизи анода начинает формироваться слой с повышенной плотностью отрицательного заряда электронов. Уменьшение прозрачности ниже определенного предела, зависящего от интенсивности освещения и скорости поверхностной рекомбинации, приводит к столь большой величине плотности заряда, что поле у анода испытывает скачок, сравнимый с величиной самого поля. Таким образом, для структур металл–диэлектрик–полупроводник (МДПДМ) с пониженной туннельной прозрачностью вблизи электродов возможны новые эффекты, связанные с аккумуляцией носителей. На рис. 7 для $\alpha = 10^4 \text{ см}^{-1}$ показана зависимость от времени величин \tilde{E}_0 и \tilde{E}_d при различных туннельных прозрачностях границы раздела. Из рисунка видно, что при туннельной прозрачности границы раздела, меньшей 10^{-3} ($V_n^T \approx 10^4 \text{ см/с}$ и много меньше дрейфовых скоростей электронов в толще), эффекты аккумуляции становятся значимыми и поле у анода начинает расти. Вблизи катода также происходит накопление дырок, однако плотность положительного заряда не столь велика и поле \tilde{E}_d не растет. При выключении освещения (рис. 7, кривая 4) поле у поверхности сначала убывает из-за ухода электронов, а затем начинает расти в связи с установлением однородного распределения из-за утечки положительного заряда из системы. Поскольку эффекты аккумуляции носителей влияют на поле в узком слое толщиной $l_E = kT/eE_e$, это не оказывает влияния на процесс распространения волны дырочной концентрации в толще и на время выхода тока к стационарному значению. Зависимости \tilde{E}_d и $j(t)$ при включении освещения при пониженной туннельной прозрачности практически не отличаются от случая $T_{n,p} = 1$. При выключении освещения (рис. 4, кривая б) время установления темнового тока несколько увеличивается, однако по порядку величины совпадает с временем дрейфа для дырок.

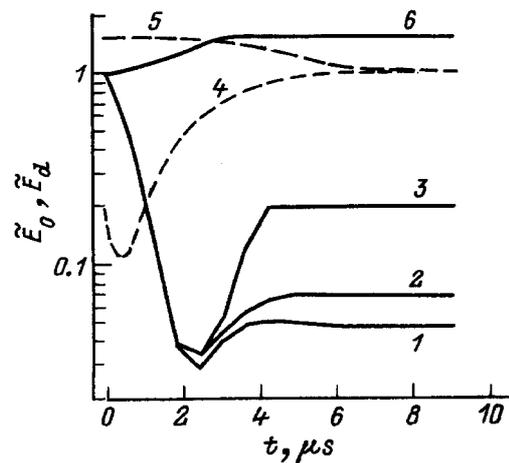


Рис. 7. Зависимость граничных значений электрического поля \tilde{E}_0 (1–4) и \tilde{E}_d (5, 6) от времени при включении (сплошные 1–3, 6) и выключении (пунктирные 4, 5) освещения для туннельных прозрачностей границ раздела $T_{n,p}$: 1 — 1, 10^{-2} , 2 — 10^{-3} , 3–5 — 10^{-4} , 6 — $1 \div 10^{-4}$. $I_i = 10^{16} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, $\alpha = 10^4 \text{ см}^{-1}$.

4. Выводы и обсуждение результатов

Результаты моделирования нестационарного фотоэффекта в высокоомном чистом сильно смещенном кристалле при освещении его со стороны анода монохроматическим светом позволяют сформулировать общие закономерности переходных процессов.

— При включении (выключении) освещения поле монотонно изменяется во всех точках структуры, релаксируя к стационарному распределению.

— Время установления поля и тока при включении освещения примерно равно времени дрейфа для дырок, рассчитанному по среднему полю, и не зависит от интенсивности освещения, коэффициента поглощения и туннельной прозрачности границы раздела.

— Ток смещения в течение времени дрейфа для дырок составляет значительную долю полного тока и сильно отличается от величины тока проводимости.

— Детали зависимости полного тока от времени определяются соотношением интенсивности освещения и характерного масштаба I_* , соответствующего верхней границе области слабого экранирования поля у освещаемого анода. При $I_i > I_*$ в случае сильного поглощения $\alpha d \gg 1$ зависимости \bar{E}_d и $j(t)$ немонотонны, и полный ток стремится к стационарному значению сверху. В случае объемной фотогенерации $\alpha d \simeq 1$ полный ток монотонно растет к стационарному значению независимо от величины интенсивности.

— При выключении освещения ток монотонно спадает к стационарному значению, а время релаксации несколько увеличивается с ростом интенсивности и туннельной прозрачности границы раздела.

— При пониженной туннельной прозрачности границы раздела и почти полном начальном заполнении ловушек вблизи электродов проявляется эффект аккумуляции носителей, приводящий к скачку поля у анода при достаточном большем интенсивности освещения и низких прозрачностях ($T_{n,p} \leq 10^{-3}$ при $I_i \geq 10^{16} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$).

Сравним теоретические результаты, полученные в рамках модели фотоэффекта для чистой высокоомной структуры, с данными эксперимента [3]. Выводы о монотонном изменении поля при включении и выключении света, возрастании скорости изменения значений поля вблизи границ структуры с ростом интенсивности и независимости времени установления распределения поля от туннельной прозрачности границы раздела полностью согласуются с результатами эксперимента. Монотонность изменения распределения поля от времени свидетельствует о слабом влиянии рекомбинации и захвата на примеси на объемный заряд в обсуждаемом эксперименте. Это также подтверждается тем, что основные изменения поля и тока происходят в течение первых $5 \div 10$ мкс, что близко к величине $(1 \div 2)t_{dr}$. Независимость распределения поля и временной зависимости полного тока от туннельной прозрачности границ раздела при включении указывает на слабое влияние процессов в приэлектродных слоях и граничных условий для

концентраций электронов и дырок, пока эти процессы не приводят к новым эффектам, влияющим на условия во всей толще.

В то же время модель чистого кристалла при сильном поглощении дает два основных отличия от экспериментальных данных. Во-первых, измеренные стационарные распределения поля имеют положительную кривизну, а рассчитанные — отрицательную. Во вторых, время релаксации при включении света, зафиксированное в эксперименте для структур с туннельно-тонкими слоями, примерно равно 20 мкс, что в несколько раз превышает величину t_{dr} . Кроме того, время восстановления темнового распределения в структуре с пониженной туннельной прозрачностью увеличивается примерно на порядок [3]. Оба этих отличия, по нашему мнению, свидетельствуют о наличии в исследуемых образцах глубокой примеси, объемный заряд которой сопоставим с объемным зарядом свободных фотоносителей и оказывает влияние на форму распределения электрического поля и временные зависимости. Учет этого заряда и исследование влияния рекомбинации через глубокие примесные уровни на переходные характеристики высокоомных структур составляет предмет специального исследования.

Список литературы

- [1] Е.Н. Аркадьева, Л.В. Маслова, О.А. Матвеев, С.В. Прокофьев, С.М. Рывкин, А.Х. Хусаинов. ДАН СССР, **221**, 77 (1975).
- [2] П.Г. Кашерининов, А.В. Кичаев, Ю.Н. Перепелицин, Ю.О. Семенов, И.Д. Ярошецкий. Электросвязь, № 10, 37 (1990).
- [3] П.Г. Кашерининов, А.В. Кичаев, А.А. Томасов. ФТП, **29**, 2092 (1995).
- [4] П.Г. Кашерининов, Б.И. Резников, Г.В. Царенков. ФТП, **26**, 1480 (1992).
- [5] Б.И. Резников, Г.В. Царенков. ФТП, **27**, 1262 (1993).
- [6] Б.И. Резников, Г.В. Царенков. ФТП, **31**, 23 (1997).
- [7] B.I. Reznikov, G.V. Tsarenkov. In: *Proc. Fourth Int. Seminar on Simulation of Devices and Technologies* (CEFIM—University of Pretoria, 1995) p. 58.
- [8] М.П. Петров, С.И. Степанов, А.В. Хоменко. *Фоточувствительные электрооптические среды в голографии и оптической обработке информации* (Л., Наука, 1983).
- [9] В.Н. Астратов, А.В. Ильинский, В.А. Киселев. ФТТ, **26**, 2843 (1984).
- [10] В.В. Брыксин, Л.И. Коровин, Ю.К. Кузьмин. ФТТ, **28**, 2728 (1986).
- [11] А.С. Фурман. ФТП, **22**, 2138 (1988).
- [12] В.Н. Астратов, А.В. Ильинский. Препринт № 1091 (Л., ФТИ, 1986).
- [13] А.И. Руденко. ФТП, **5**, 2383 (1971).
- [14] Н.В. Климова. Микроэлектроника, **10**, № 5, 457 (1981).
- [15] Н.А. Кудряшов, С.С. Кучеренко, Ю.И. Сыцько. Мат. моделирование, **1**, № 12, 1 (1989).
- [16] A.E. Iverson, D.L. Smith. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-34**, 2098 (1987).
- [17] В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. *Физика полупроводников* (М., Наука, 1977).

- [18] Б.И. Резников, Г.В. Царенков. ФТП, **25**, 1922 (1991).
- [19] J.G. Simmons, G.W. Taylor. Sol. St. Electron., **29**, 287 (1986).
- [20] D.L. Scharfetter, H.K. Gummel. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-16**, 64 (1969).
- [21] А.А. Самарский. *Введение в теорию разностных схем* (М., Наука, 1971).
- [22] И.Т. Овчинников, Э.В. Яншин. Письма ЖТФ, **8**, 355 (1982).

Редактор Т.А. Полянская

Nonstationary photoeffect in a high-resistivity pure highly biased metal-semiconductor and metal-insulator-semiconductor structures

B.I. Reznikov

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

Abstract Electric field and photocurrent relaxation in a pure strongly biased high-resistivity MISIM structure during illumination with monochromatic intrinsic light was investigated. Transport equations in diffusion-drift approximation and the Poisson equation were numerically solved. Emission of electrons and holes across the metal-semiconductor interface and surface recombination were taken into account at boundaries. It was shown that under illumination switching on (off) an electric field in the structure monotonically tends to its stationary distribution. Electric field and photocurrent relaxation time under switching on approximately equals to the hole drift time t_{dr} , determined with field $E_e = V/d$, and does not depend on illumination intensity I_i , absorption coefficient and tunnel transparency of the interface $T_{n,p}$. Restoration time of dark current and field distribution after illumination is switched off increases with increasing I_i and decreasing $T_{n,p}$, but remains of the order of t_{dr} . With strongly absorption and intensity higher than characteristic intensity scale, determining the weak field shielding region, photocurrent time dependence is nonmonotonic. When surface traps is filled carrier accumulation near the electrodes starts and with sufficiently high I_i and low $T_{n,p}$ it causes a field jump near the anode.

E-mail: reznikov@numer.ioffe.rssi.ru (Reznikov)