

Релаксация темнового электрического поля в высокоомных сильно смещенных структурах с одиночным примесным уровнем

© Б.И. Резников

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

(Поступила в Редакцию 14 апреля 1997 г.)

Изучено влияние энергии примесного уровня $\varepsilon_t = E_c - E_t$ и туннельной прозрачности границы раздела $T_{n,p}$ на релаксацию электрического поля при скачкообразной подаче большого обедняющего напряжения на высокоомную симметричную структуру металл–полупроводник (МПМ) и металл–диэлектрик–полупроводник (МДПДМ) с одиночным примесным уровнем. Показано, что процесс релаксации поля и форма стационарного распределения зависят от соотношения времени жизни в зоне основных носителей (дырок) t_p и времени ионизации примеси в толще $\tau_t^{-1} = \alpha_n(n_* + n_1) + \alpha_p(p_* + p_1)$, которое определяет относительный вклад свободного $\rho_{p,n}$ и связанного зарядов ρ_t ($\alpha_{n,p}$ — коэффициенты захвата на примесь, p_* , n_* , p_1 , n_1 — равновесные концентрации в толще и постоянные Шокли–Рида). При $\tau_t \approx (\tau_t)_{\max} \gg t_p$, и $\rho_t \gg \rho_{p,n}$, что соответствует энергиям, близким к значению $\varepsilon_t = E_g/2 + kT \ln \sqrt{N_c \alpha_n / (N_v \alpha_p)}$, независимо от величины $T_{n,p}$ в толще возникают затухающие осцилляции распределений концентраций, объемного заряда и поля. Максимальная амплитуда осцилляций достигается при $t \approx 0.4\tau_t$. При отклонении τ_t от $(\tau_t)_{\max}$ за счет уменьшения отношения α_p/α_n колебания поля прекращаются, и в катодной части толщи поле растет с положительной кривизной. Величина $T_{n,p}$ определяет поведение поля в окрестности анода. Значение $(dE/dx)_0$ положительно для МПМ-структуры ($T_{n,p} \approx 1$) и отрицательно для МДПДМ-структуры ($T_{n,p} \approx 0$). При прозрачностях, близких к $T_{n,p}^0$, поле в структуре остается почти однородным в течение времени ионизации примеси.

Процессы экранирования электрического поля в структурах металл–диэлектрик–полупроводник лежат в основе работы многочисленных оптоэлектронных приборов [1] и широко используются для определения параметров глубоких центров [2]. Впервые эффект пространственной перестройки поля изучался для полупроводников с несколькими примесными уровнями в запретной зоне и их значительной концентрацией [3–14], и лишь позже экспериментально и теоретически было изучено его проявление в высокоомных кристаллах с умеренной концентрацией примеси [15–23]. Первоначальный интерес к проблеме был связан с применением монокристаллов селенидов ($\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$) в качестве электрооптической среды для записи голограмм и информации в пространственно-временных модуляторах света [1] и обнаружением знакопеременного осциллирующего распределения объемного заряда в этих кристаллах [3–5]. Был рассмотрен ряд задач о релаксации электрического поля в кристалле, в запрещенной зоне которого имеются донорные и акцепторные уровни. Дрейф неравновесных электронов, их захват на ловушки и уход из кристалла являются физической причиной перераспределения объемного заряда и экранирования внешнего поля.

Рассматривались две модели. Первая — смещение кристалла при предварительном облучении светом, регулирующем степень заполнения глубоких ловушек [3–9]. Механизм генерации электронов — тепловой выброс с мелких ловушек либо с предварительно фотовозбужденных различных глубоких центров. Вторая модель — освещение кристалла, находящегося под напряжением, примесным светом [10–14]. Механизмы генерации-рекомбинации — ионизация глубоких донорных уров-

ней и захват электронов на более мелкие ловушки. В линейной теории учитываются обратные процессы — рекомбинация электронов с донорами и тепловой выброс с ловушек в зону проводимости. Практически везде в упомянутых работах использовалась монополярная дрейфовая модель с упрощенными граничными условиями. Обзор работ, включающий обе модели, имеется в [6,9].

Между упомянутыми циклами работ имеется несколько отличий. Первая группа [3–9] была направлена на объяснение эффекта стратификации объемного заряда, выяснение условий его проявления, интерпретацию эксперимента и выбора параметров модели. Теоретический анализ сразу строился на базе нелинейной по полю модели, численное исследование которой в безразмерном виде [5] позволило утверждать, что стратификация заряда есть явление достаточно общего характера, возникающее при наложении электрического поля на полупроводник с глубокими центрами захвата при наличии в нем первоначально однородной неравновесной плазмы. Достаточные условия проявления эффекта — слабая зависимость от времени и координаты функции генерации и независимость от величины связанного заряда времени жизни носителей в зоне.

Вторая группа работ [10–14] охватывала более широкий круг задач, связанных с определением как характеристик приборов (освещение образца светом, модулированным в направлении, поперечном вектору поля) [10], так и динамики экранирования поля при освещении структуры и зависимости режимов экранирования от ряда параметров. Для получения результатов в наглядном виде авторы использовали различные упрощения исходной системы, рассмотрев несколько последовательно усложня-

ющихся моделей, допускающих аналитическое решение. Среди упрощений — пренебрежение всеми внутренними полями (дрейф в однородном поле), расщепляющее систему уравнений переноса и уравнение Пуассона [10], задание в явном виде распределения плотности объемного заряда в зависимости от координаты [11], пренебрежение обратными процессами — рекомбинацией электронов с глубокими примесями и термической ионизацией ловушек, а также рассмотрение случаев, когда захват на ловушки несущественен [13]. Аналитические результаты, дополненные численным решением исходной системы уравнений, позволили сформулировать ряд положений, касающихся деталей процесса экранирования [14], и проанализировать влияние на процесс экранирования коэффициента поглощения света [14] и инжекционного тока.

Чрезвычайно интересны результаты работ [7,8], в которых в достаточно общем виде изучалась динамика экранирования поля и было получено аналитическое решение квазистационарного уравнения непрерывности, содержащего дрейф электронов, их тепловую генерацию и захват. Было показано существование осциллирующих решений для поля при условии, что темп тепловой генерации электронов и их время жизни постоянны и не зависят от степени заполнения ловушек. Были сформулированы критерии, определяющие существование разных режимов экранирования. В частности, было показано [7,8], что динамика переходного процесса определяется соотношением характерных времен ионизации примеси τ_i , времени жизни носителей в зоне τ и максвелловского времени τ_M и что эффект стратификации имеет место при $\tau_M \ll \tau_i$.

Более поздние экспериментальные [15] и теоретические исследования стационарного фотоэффекта [16–22] и релаксационных процессов [23] в высокоомных (полуизолирующих) кристаллах CdTe показали, что изменение поля в кристалле при освещении может быть обусловлено только объемным зарядом свободных фотогенерированных носителей, а нелинейность соотношения ток–интенсивность существует и при отсутствии захвата носителей на уровни прилипания [16]. Характерные особенности измеренных распределений поля тем не менее не могут быть объяснены в рамках модели чистого кристалла, и требуется учет заряда глубоких примесных уровней.

Настоящая работа продолжает исследования электрических полей и фотоэффекта в высокоомных структурах и направлена на изучение релаксации полей и тока в кристалле с одиночным примесным уровнем. Цель работы — сформулировать некоторые общие закономерности поведения электрического поля в зависимости от энергии примесного уровня и условий на границах кристалла. Основные отличия от предшествующих работ следующие. Мы рассматриваем биполярную электронно-дырочную плазму в полупроводнике с одиночным примесным уровнем. Перенос носителей рассматривается в рамках полной системы уравнений диффузионно-

дрейфового приближения. В толще учтены все четыре механизма обмена электронами и дырками между примесью и соответствующими зонами (тепловая эмиссия и захват). На границах структуры происходят обмен носителями с металлом через поверхность раздела и поверхностная рекомбинация. Фотогенерация не рассматривается. Фактором, отклоняющим полупроводник от равновесия, является инжекция носителей в полупроводник или экстракция их в металл при приложении напряжения. Эти процессы наряду с дрейфом и обменом носителями между примесным уровнем и зонами являются механизмом перераспределения объемного заряда и поля в кристалле.

1. Постановка задачи

Мы рассматриваем сильно смещенную высокоомную структуру металл–диэлектрик–полупроводник $0 \leq x \leq d$ с концентрацией равновесных дырок в толще p_* , к которой приложено напряжение V , много большее контактного потенциала между полупроводником и металлом. Распределения концентраций электронов $n(x)$, дырок $p(x)$ и электрического поля $E(x)$ описываются системой уравнений непрерывности и уравнения Пуассона

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

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

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

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 $G = 0$. Мы рассматриваем в общем случае высокоомный полупроводник, содержащий кроме мелких доноров и акцепторов одиночный примесный уровень с энергией $\varepsilon_t = E_t - E_c$, подчиняющийся статистике Шокли–Рида. Рекомбинационные процессы типа зона–зона не рассматриваются, в выражениях для R_n, R_p учитываются захват носителей на глубокий примесный уровень и их эмиссия в соответствующую зону полупроводника [24]

$$R_n = \alpha_n N_t [n(1 - f) - n_t f], \quad (6)$$

$$R_p = \alpha_p N_t [p f - p_t (1 - f)]. \quad (7)$$

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 концентрации захваченных на примесь электронов n^- к концентрации примесных уровней N_t . Постоянные n_1 , p_1 , зависящие от энергии примесного уровня, 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 (6), (7) видно, что энергия уровня определяет 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

$$N_t \frac{\partial f}{\partial t} = R_n - R_p = N_t \frac{f_{st} - f}{\tau_t}, \quad (8)$$

где

$$f_{st} = \frac{\alpha_n n + \alpha_p p_1}{\alpha_n(n + n_1) + \alpha_p(p + p_1)}, \quad \tau_t^{-1} = \tau_n^{-1} + \tau_p^{-1},$$

$$\tau_n^{-1} = \alpha_n(n + n_1), \quad \tau_p^{-1} = \alpha_p(p + p_1). \quad (9)$$

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

$$q_n(0) = -V_{n0}^T(n_0 - n_0^{eq}) - q_{sn}(0), \quad (10)$$

$$q_p(0) = -V_{p0}^T(p_0 - p_0^{eq}) - q_{sp}(0), \quad (11)$$

$$q_n(d) = V_{nd}^T(n_d - n_d^{eq}) + q_{sn}(d), \quad (12)$$

$$q_p(d) = V_{pd}^T(p_d - p_d^{eq}) + q_{sp}(d). \quad (13)$$

Здесь n^{eq} , p^{eq} — равновесные концентрации электронов и дырок на границе раздела, $V_{n,p}^T = V_{n,p} T_{n,p}$ — скорости обмена носителями через границу, пропорциональные скоростям тепловой эмиссии в металл $V_{n,p} = 1/4v_{n,p}$ и туннельным прозрачностям (вероятностям туннелирования) границ раздела $T_{n,p}$. Последние учитывают уменьшение скоростей обмена носителями через границу раздела из-за наличия диэлектрических слоев и экспоненциально зависят от функции, содержащей толщину диэлектрического слоя, величину барьера для туннелирования, падения напряжения на слое и других величин [25]. 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 $s_{n,p} = \langle \alpha_{n,p} N_s \rangle$

$$q_{sn} = s_n [n(1 - f_s) - n_{1s} f_s], \quad (14)$$

$$q_{sp} = s_p [p f_s - p_{1s} (1 - f_s)], \quad (15)$$

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

$$N_s \frac{\partial f_s}{\partial t} = q_{sn} - q_{sp}. \quad (16)$$

Источник внешнего напряжения налагает условие на распределение поля в полупроводнике

$$\int_0^d E(x) dx = V. \quad (17)$$

В силу малости толщины диэлектрической пленки и плотности поверхностного заряда при записи (17) пренебрегается падением потенциала на диэлектрике и полем поверхностного заряда.

Исходные уравнения записывались на неравномерной сетке, сгущенной на краях интервала в области больших градиентов. Использовалась неявная аппроксимация по времени первого порядка точности. Конечно-разностные выражения для потоков носителей второго порядка точности записывались с использованием соотношений, предложенных Шарфеттером и Гуммелем [26]. Нелинейная трехточечная система разностных уравнений линеаризовывалась и решалась векторной прогонкой [27]. Нелинейность проблемы преодолевалась методом Ньютона. В качестве начального приближения использовалось решение, полученное на предыдущем временном слое. Выбор пространственного и временного шага обеспечивал с высокой точностью независимость плотности полного тока j от координаты и близость численного значения $j = \varepsilon/4\pi \partial E/\partial t + e(q_p - q_n)$, вычисленного по разностным формулам и полученного интегрированием по ширине структуры.

2. Результаты расчетов

1) МПМ-структуры. Прежде всего изучим динамику установления поля и тока при скачкообразном включении напряжения для различной глубины залегания примесного уровня. Последняя определяет время ионизации примеси τ_t и относительный вклад связанного заряда. Мы будем рассматривать высокоомную структуру на основе CdTe с равновесной концентрацией дырок в толще $p_* = 10^8 \text{ см}^{-3}$. Параметры кристалла такие же, как в работе [16]. В качестве базового рассмотрим вариант со следующими параметрами: $d = 0.28 \text{ см}$, $V = 400 \text{ В}$, $T = 300 \text{ К}$, $s_n = s_p = 10^6 \text{ см/с}$. Значение барьера Шоттки примем $\varphi_{Bn} = 1 \text{ эВ}$, так что $p_0^{eq} = 1.95 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ и выполняются неравенства

$$p_{0,d}^{eq} \gg n_{0,d}^{eq}, \quad p_{0,d}^{eq} \gg p_*. \quad (18)$$

Будем считать, что $N_t = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $\sigma_n = 10^{-13} \text{ см}^2$, $\sigma_p = 10^{-15} \text{ см}^2$. Для МПМ-структуры примем $T_n = T_p = 1$.

В качестве начальных условий для концентраций использовались однородные распределения $p = p_*$, $n = n_* = n_i^2/p_*$, равные равновесным значениям в толще, а электрическое поле задавалось равным среднему значению $E_e = V/d$. От точных решений исходной системы при равновесии в ограниченном образце ($V = 0$, $\partial/\partial t = 0$, $q_n = q_p = 0$, $p(0) = p(d) = p_0^{eq}$, $n(0) = n(d) = n_0^{eq}$) эти условия отличаются отсутствием скачков концентраций и поля в тонких пограничных слоях вблизи границ).

Качественная картина экранирования существенно зависит от вклада объемного заряда примеси. Для мелких примесных уровней объемный заряд примеси, пропорциональный разности $f - f_*$, мал и при умеренной концентрации $N_i = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ не превосходит заряд свободных носителей. Поскольку в этом случае в толще $\tau_i \gg t_{dr}^p = d/(\mu_p E_e)$, качественная картина полностью совпадает с релаксацией поля при освещении чистого кристалла [8,23]. Изменение электрического поля в толще зависит от величины и знака заряда неравновесных носителей, инжектированных внутрь кристалла или ушедших наружу через границу раздела металл-полупроводник. Знак и количество заряда зависит от высоты барьера Шоттки φ_{B_n} и туннельной прозрачности границ $T_{n,p}$. В рассматриваемом случае выполняются неравенства (18), и после приложения напряжения внутрь структуры начинает распространяться волна дырочной концентрации $x_p(t)$, за которой происходит экранирование электрического поля. В данном случае $p_0 - p_* > 0$, поле у анода E_0 уменьшается со временем, а поле $E(x)$ линейно растет в области $[0, x_p(t)]$ и постоянно при $x > x_p(t)$ (см. [23], рис. 1,2). У анода практически мгновенно устанавливается значение поверхностной концентрации p_0 , а у катода в приэлектродном слое толщиной порядка $l_E = kT/(eE_e)$ возникает скачок дырочной концентрации. Значения p_0 и p_d зависят от φ_{B_n} , $T_{n,p}$ и $s_{n,p}$ [18,21]. При $t \approx t_{dr}^p$ фронт волны дырочной концентрации достигает катода, и после релаксации распределения дырок в катодной части толщ в диффузионном слое у катода достигается квазистационарное состояние. После этого эволюция распределения $E(x)$ регулируется только изменением объемного заряда примеси, а временной масштаб изменения поля составляет доли τ_i . Форма распределения поля $\tilde{E} = E/E_e$, $X = x/d$ зависит от величины ε_i (рис. 1). Для мелких уровней вплоть до $\varepsilon_i \leq 0.7 \text{ eV}$ распределение поля практически не зависит от ε_i и является линейной функцией, слабо изменяющейся при $t > 2t_{dr}^p$. Для более глубоких уровней ($\varepsilon_i = 0.7-0.75 \text{ eV}$) изменение распределения поля $E(x)$ при $t > (1-2)t_{dr}^p$ более заметно, а функция $E(x)$ имеет корневой вид (кривая 2 на рис. 1). В этом диапазоне энергий уровня становится более существенным захват неравновесных носителей на примесные уровни, вследствие чего внутри толщ концентрации n и p приближаются к равновесным значениям. Плотность полного тока j после достижения максимума при $t \approx t_{dr}^p$ монотонно убывает со временем. Скорость убывания j

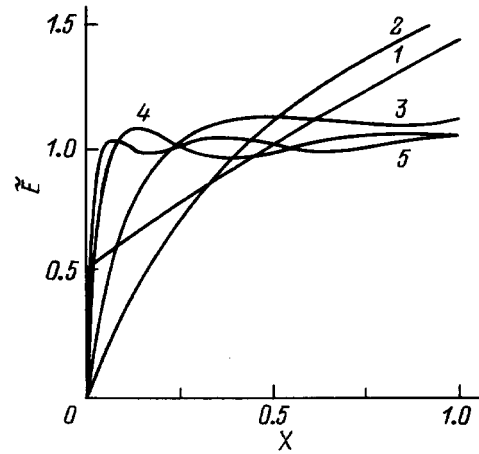


Рис. 1. Распределение электрического поля $\tilde{E}(X) = E/E_e$ в структуре при $t = \tau_i$ для различной энергии примесного уровня ε_i (eV): 1 — 0.7, 2 — 0.75, 3 — 0.78, 4 — 0.82, 5 — 0.84.

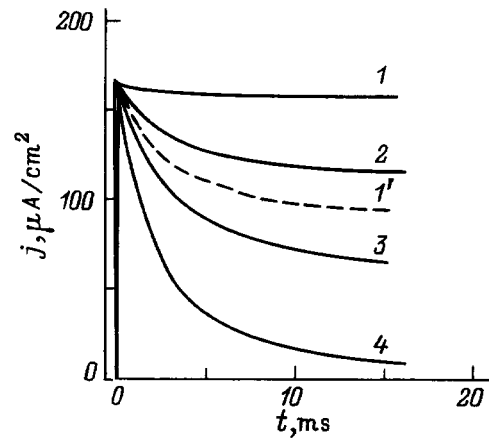


Рис. 2. Зависимость плотности полного тока j от времени для различной энергии ε_i и концентрации N_i примесного уровня. ε_i (eV): 1 — 0.65, 2 — 0.7, 3 — 0.72, 4 — 0.74 ($N_i = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$). 1' — $N_i = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$.

растет с увеличением глубины уровня и его концентрации (рис. 2).

На рис. 1 не показана инверсия (смена знака) поля в окрестности анода МПМ-структуры, появляющаяся при уровнях $\varepsilon_i \approx E_g/2$. Данный эффект имеет место в областях, где диффузионный ток превосходит полный ток. Он является следствием больших положительных диффузионных токов в приэлектродных слоях при интенсивном освещении [17] или сильной инжекции через контакт при пониженных барьерах для инжектируемых носителей [21]. В данном случае с увеличением глубины уровня увеличивается положительный заряд примеси вблизи анода, и поле $E(X)$ уменьшается и становится отрицательным в узкой области X_{inv} протяженностью около 0.002. С увеличением ε_i объемный заряд примеси растет. Соответственно увеличиваются как $|\tilde{E}_0|$, так и производная $(dE/dx)_0$.

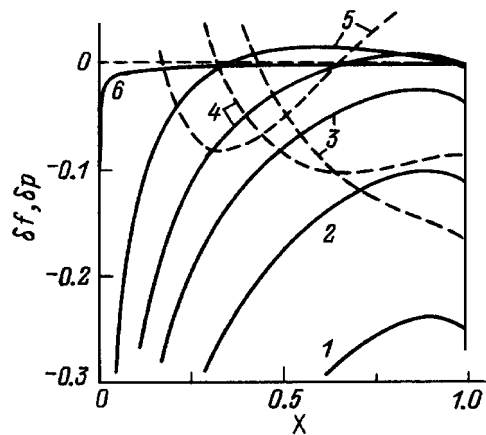


Рис. 3. Распределение степени заполнения примеси $\delta f = f/f_* - 1$ (сплошные линии) и дырочной концентрации $\delta p = p/p_* - 1$ (штриховые линии) при $T = t/\tau_i = 0.4$ для различной энергии примесного уровня, ϵ_t (eV): 1 — 0.75, 2 — 0.76, 3 — 0.77, 4 — 0.78, 5 — 0.8, 6 — 1.

Дальнейшее увеличение ϵ_t приводит к появлению качественно нового вида распределений электрического поля (кривые 3–5 на рис. 1), что свидетельствует о новых явлениях, влияющих на процессы генерации-рекомбинации через примесный уровень. Исследование показывает, что для мелких и не очень глубоких уровней, находящихся в верхней половине запрещенной зоны, степень заполнения уровня электронами в толще намного меньше равновесного значения f_* . С приближением к некоторому критическому значению ϵ_t (при данных параметрах это 0.78 eV) эта разность уменьшается, и в катодной части структуры появляется область, где максимум степени заполнения примеси f приближается к равновесному значению, а затем становится больше f_* (рис. 3). Последнее является следствием того, что в толще концентрации сначала приближаются к равно-

весным значениям, а затем разности $\Delta n = n - n_*$ и $\Delta p = p - p_*$ становятся знакопеременными функциями координаты. Из-за сложной зависимости $f(n, p)$ нельзя утверждать, что изменение знака разности $\Delta f = f - f_*$ строго коррелирует с изменением знака только Δp или Δn . Видно, что распределения Δf и Δp сдвинуты по фазе.

Релаксация поля при $\epsilon_t = 0.82$ eV ($\tau_n = 20.7$ s, $\tau_p = 0.352$ s, $\tau_i = 0.346$ s) для времен, сравнимых с временем ионизации примеси τ_i , представлена на рис. 4. Из рис. 1 и 4 видно, что в образце возникает слоистая знакопеременная структура плотности объемного заряда, а число экстремумов поля и отклонение его от среднего значения E_e зависят от ϵ_t и изменяются со временем. Амплитуда колебаний поля максимальна при $t \approx 0.4\tau_i$ и далее уменьшается со временем. При этом поле стремится к стационарному распределению, которое быстро растет вблизи анода и практически постоянно в толще, где концентрации и степень заполнения близки к равновесным [19].

При увеличении энергии уровня ($\epsilon_t = 0.82$ – 0.95 eV) амплитуда колебаний f и E уменьшается, а затем в связи с тем, что значение $\Delta f = f - f_*$ становится всюду отрицательным (кривая 6 на рис. 3), осцилляции поля прекращаются, и распределения поля принимают вид, характерный для не очень глубоких уровней (кривая 2 на рис. 1). Численный эксперимент показывает, что осцилляции объемного заряда и поля имеют место, только если в толще концентрации носителей близки к равновесным. При этом время ионизации примеси $\tau_i \approx \tau_p \gg t_p = (\alpha_p N_i)^{-1}$ и примерно равно максимальному значению $(\tau_i)_{\max}$ в толще. Последнее зависит от энергии примесного уровня и соотношений сечений захвата на примесь электронов и дырок. При отклонении τ_i от $(\tau_i)_{\max}$ (уменьшение или увеличение ϵ_t при фиксированных сечениях захвата σ_n, σ_p или уменьшение сечения σ_p при $\epsilon_t = \text{const}$, $\sigma_n = \text{const}$) количество экстремумов поля

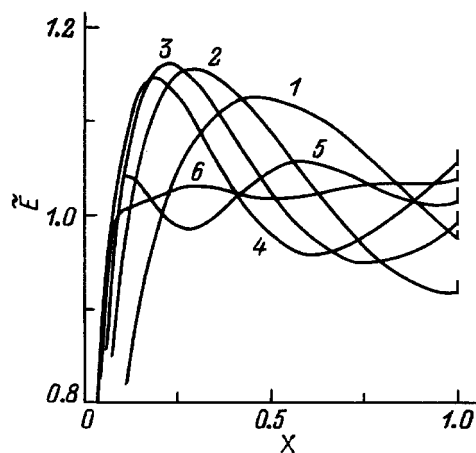


Рис. 4. Распределение электрического поля $\tilde{E}(X)$ при различных временах $T = t/\tau_i$ при $\epsilon_t = 0.82$ eV, $\sigma_p = 10^{-15}$ cm², $\tau_p/\tau_n = 0.017$, $T_{n,p} = 1$. T : 1 — 0.05, 2 — 0.1, 3 — 0.3, 4 — 0.4, 5 — 1.5, 6 — 2.

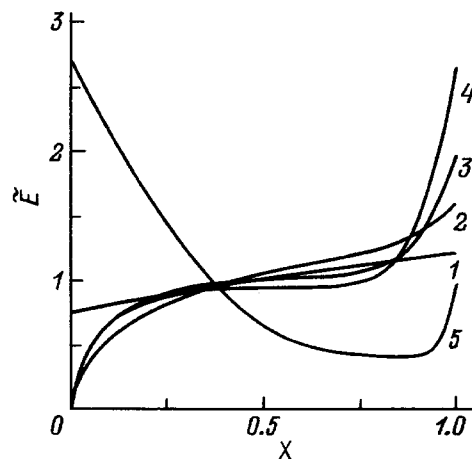


Рис. 5. Распределение электрического поля $\tilde{E}(X)$ при различных временах при $\epsilon_t = 0.82$ eV, $\sigma_p = 10^{-17}$ cm², $\tau_p/\tau_n = 1.7$, $T_{n,p} = 1$. $T = t/t_{dr}^p$: 1 — 2, $T = t/\tau_i$: 2 — 0.05, 3 — 0.4, 4 — 2. Кривая 5 соответствует $T_{n,p} = 10^{-10}$ при $T = t/\tau_i = 2$.

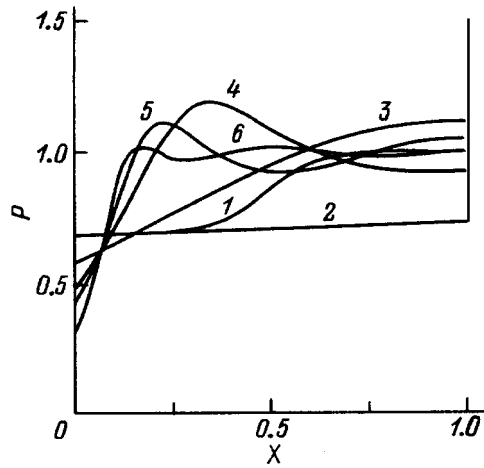


Рис. 6. Распределение дырочной концентрации $P = p/p_*$ при различных временах при $T_{n,p} = 10^{-10}$, $\varepsilon_i = 0.82$ eV. $T = t/t_{dr}^p$: 1 — 0.5, 2 — 2, $T = t/\tau_i$; 3 — 0.1, 4 — 0.4, 5 — 0.7, 6 — 1.5.

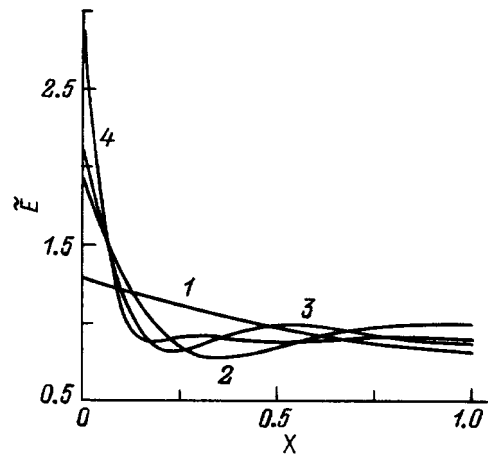


Рис. 7. Распределение электрического поля $\tilde{E}(X)$ при различных временах $T = t/\tau_i$ при $\varepsilon_i = 0.82$ eV, $\sigma_p = 10^{-15}$ cm², $T_{n,p} = 10^{-10}$. T : 1 — 0.05, 2 — 0.4, 3 — 0.7, 4 — 1.5.

и амплитуда отклонения от среднего значения уменьшаются, а затем осциллирующие распределения поля исчезают. В частности, с уменьшением σ_p появляются профили $E(x)$ с положительной кривизной в катодной части структуры (рис. 5), изученные в стационарном случае в темноте и при освещении в [20–22]. Сечение захвата σ_p определяет как поле в средней части толщи, так и его величину у катода \tilde{E}_d . Последнее возрастает с уменьшением σ_p , и, как следствие этого, величина "полки" слабо понижается. Прекращение осцилляций поля с уменьшением сечения σ_p связано с уменьшением захвата дырок на примесный уровень и с исчезновением в толще областей, где концентрации носителей, а следовательно, и степень заполнения близки к равновесным значениям.

2) МДПДМ-структуры. В отличие от случая МПМ-структур, обменивающихся с металлом электронами и дырками с тепловыми скоростями, скорость обмена носителями через границу МДПДМ-структуры зависит от туннельной прозрачности диэлектрического слоя между полупроводником и металлом. Эта величина также определяет величину p_0 и, таким образом, производную $(dE/dx)_0$ вблизи анода и характер поля в анодной части толщи (см. раздел 3). Далее мы рассмотрим случай низкой туннельной прозрачности границы $T_{n,p} = 10^{-10}$, когда эмиссионными потоками можно пренебречь и на границе раздела оставлена только поверхностная рекомбинация. Этот вариант близок к рассмотренному в работах [5,7,8] случаю блокирующего контакта.

После приложения напряжения дырки дрейфуют к катоду, вблизи которого мгновенно образуется обогащенный дырками диффузионный слой толщиной $l_E \ll d$. На рис. 6, на котором показана эволюция во времени распределения концентрации дырок, этот слой выглядит как резкая ступенька при $X = 1$. За фронтом распределения дырочной концентрации во всей толще устанавливается

однородное распределение $p \approx p_0 < p_*$, которое при $t = 2t_{dr}^p$ занимает уже всю толщу $0 < X < 1 - l_E/d$ (кривые 1, 2 на рис. 6). После окончания дрейфовой стадии эволюции в силу того, что всюду в толще $\Delta p < 0$ и $\Delta f < 0$, примесь генерирует дырки и от катода к аноду движется фронт, за которым $p \approx p_*$. Лишь вблизи анода концентрация дырок остается заметно меньше равновесной. Образование в толще области с околоравновесными значениями концентраций вызывает колебания Δn , Δp (рис. 6), Δf и электрического поля (рис. 7). В отличие от рассмотренного ранее случая МПМ-структуры степень заполнения примесного уровня у анода больше равновесной, плотность объемного заряда отрицательна, что приводит к росту со временем поля у поверхности \tilde{E}_0 и убыванию поля в глубь толщи. Вид распределения $\tilde{E}(X)$ качественно согласуется с измеренными в работе [12] профилями. При уменьшении сечения захвата дырок на примесь колебания поля в толще исчезают и, как и в случае МПМ-структуры, поле в катодной части ускоренно растет (кривая 5 на рис. 5). Сравнение кривых 4 и 5 наглядно показывает, что знак производной $(dE/dx)_0$ зависит от величины туннельной прозрачности. При значениях $T_{n,p}$, меньших критического значения $T_{n,p}^0$, соответствующего равенству $p_0 = p_*$ (при используемых параметрах $T_{n,p}^0 \approx 6.135 \cdot 10^{-5}$), производная $(dE/dx)_0$ становится отрицательной. С уменьшением $T_{n,p}$ поле \tilde{E}_0 растет. Этот факт, полученный экспериментально в работе [15], теоретически изучен в [21].

Таким образом, условия на поверхности металл-полупроводник, в частности величина $T_{n,p}$, влияют лишь на поведение распределения $E(x)$ в анодной части структуры, а не на характер изменения поля в толще. Осцилляции объемного заряда и поля возможны и при туннельных прозрачностях, близких к $T_{n,p}^0$. При этом релаксационные зависимости $n(t)$, $p(t)$, $f(t)$, $E(t)$ не имеют никаких принципиальных отличий от аналогичных

зависимостей при $T_{n,p} = 1$ или 10^{-10} , различаясь лишь амплитудой колебаний. При $T_{n,p}$, близких к значению $T_{n,p}^0$, поле в структуре остается почти однородным в течение времени ионизации примеси. Заметим, однако, что накопление дырок в диффузионном слое у катода, вызванное их тепловой генерацией и дрейфом, может привести со временем к возникновению новых эффектов, связанных с увеличением поля вблизи катода.

3. Обсуждение результатов

Проведенное рассмотрение позволяет разделить примесные уровни по энергии на три группы в зависимости от соотношения объемного заряда свободных носителей $\rho_{p,n}$ и примесных уровней ρ_i . В случае $\rho_i \ll \rho_{p,n}$ распределение $E(x)$ почти линейно и не зависит от ε_i . Если свободный и связанный заряды примерно равны, возникает заметная зависимость распределения поля от глубины ε_i . С увеличением энергии ε_i поле E_0 уменьшается, а само распределение становится нелинейным. При $\rho_i \gg \rho_{p,n}$ вблизи анода МПМ-структуры имеет место инверсия поля ($E_0 < 0$). Для группы уровней, лежащих ниже $E_g/2$ и близких к середине запретной зоны, могут возникать осцилляции поля при его релаксации.

Фундаментальной причиной появления осцилляций поля является различие временных масштабов процессов захвата и тепловой генерации по сравнению с процессом дрейфа носителей. Это приводит к сдвигу по фазе изменения концентраций и степени заполнения (рис. 3). При наличии в толще области с параметрами, близкими к равновесным, распределения свободного $n(x)$, $p(x)$ и связанного $f(x)$ зарядов проходят положение равновесия с конечной скоростью и в разное время, что приводит к возникновению колебаний плотности объемного заряда и поля. Данное фундаментальное свойство лежит в основе разнообразных явлений, причем детали (условия на границах раздела, количество уровней, монополярность или биполярность плазмы), по-видимому, не имеют принципиального значения. Сами величины энергий примесного уровня и интервал ε_i , в котором существуют осцилляции поля, а также амплитуда колебаний зависят от соотношения $\rho_{p,n}$ и ρ_i , т.е. от p_* и N_i и сечений захвата. Отметим, что осциллирующие распределения появляются в достаточно широком диапазоне параметров. Принципиальная возможность возникновения колебаний в монополярной (электронной) плазме, описываемой системой уравнений (1), (3), (4), (6), (8) ($p = p_* = R_p = 0$), впервые обсуждалась еще в работе [28], а в работах [29,30] были изучены колебания электрического поля в кристалле, содержащем донорные и акцепторные уровни, стимулированные осцилляциями интенсивности примесного света.

Сама возможность достижения околоравновесных состояний в толще определяется захватом почти всех носителей в толще на примесь. Для этого необходимо, чтобы время жизни в зоне t_p было много меньше времени

ионизации примеси τ_i . Из результатов работ [5,7,8] следует, что для возникновения колебаний необходимо постоянство темпа генерации и времени жизни носителей. Для модели одиночного уровня темп генерации дырок g_p и время жизни t_p в зоне определяются выражениями $g_p = p_1/p_*(1-f)/f$, $t_p = (\alpha_p N_i)^{-1}/f$, из которых следует, что g_p и t_p постоянны только при постоянном значении степени заполнения, что возможно, только если $f \approx f_*$ в достаточно широкой области (рис. 3). При этом $g_p = 1$, и уравнение непрерывности для дырок в безразмерных переменных совпадает с уравнением (8) работы [7], для которого были получены осциллирующие решения.

Из расчетов следует, что осциллирующие распределения поля в толще появляются в диапазоне параметров, соответствующих максимуму значения τ_i в толще. Максимум времени ионизации примеси достигается при $n_1 = (\alpha_p/\alpha_n)^{1/2}n_i$. Отсюда следует, что

$$\varepsilon_i = kT \ln \left(\frac{N_c}{n_i} \sqrt{\frac{\alpha_n}{\alpha_p}} \right) = E_g/2 + kT \ln \sqrt{\frac{N_c \alpha_n}{N_v \alpha_p}}. \quad (19)$$

При этом $(\tau_i)_{\max}$ равно

$$(\tau_i)_{\max} = (\sqrt{\alpha_n n_*} + \sqrt{\alpha_p p_*})^{-2}. \quad (20)$$

При $\alpha_n/\alpha_p = 10^2$ значение ε_i , соответствующее максимуму τ_i , равно 0.787 eV, а при $\alpha_n/\alpha_p = 10^4$ — величине 0.846 eV.

Остановимся еще на ряде особенностей зависимости распределения поля от энергии примесного уровня и туннельной прозрачности границы раздела, которые требуют прояснения. Дальнейший анализ будет основан на результатах работы [21]. С учетом того, что вблизи анода $p \gg n$ (так что $\alpha_n n \ll \alpha_p p_1$, $\alpha_n(n+n_1) \ll \alpha_p(p+p_1)$) и временной масштаб изменения f много больше дрейфового времени, уравнение Пуассона в этой области может быть записано в виде

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e}{\varepsilon} (p - p_*) \left[1 + \frac{N_i f_*}{(p + p_1)} \right]. \quad (21)$$

Из (21) следует, что поведение $E(x)$, в частности знак производной $(dE/dx)_0$, определяется разностью $p_0 - p_*$. Выражение для p_0 можно получить из граничного условия (11), пренебрегая диффузионным током,

$$p_0 = \frac{V_p^T p_0^{\text{eq}} + s_p p_1 (1 - f_0)}{s_p f_0 + v_{dr}^p + V_p^T}, \quad v_{dr}^p = \mu_p E_0. \quad (22)$$

Полагая, что сразу же после включения смещения ($t < t_{dr}^p \ll \tau_i$) значение $f_0 = p_1/(p_1 + p_*)$, получим

$$P_0 = p_0/p_* = \frac{1 + (V_p^T/s_p)(p_0^{\text{eq}}/p_*)(1 + p_*/p_1)}{1 + [(v_{dr}^p + V_p^T)/s_p](1 + p_*/p_1)}. \quad (23)$$

Как следует из численных расчетов, формула (23) дает величину p_0 с высокой точностью. Из нее следует, что

при снижении T_p величина поверхностной концентрации p_0 уменьшается. Для уровней, удовлетворяющих условию $p_1 \ll p_*$, величина

$$p_0 = \frac{V_p^T}{v_{dr}^p + V_p^T} p_0^{\text{eq}}, \quad (24)$$

откуда следует, что для МПМ-структуры ($T_{n,p} = 1$) при $V_p^T \gg v_{dr}^p$ значение $p_0 = p_0^{\text{eq}}$ и не зависит от ε_t . При выполнении условия $(N_t/p_0^{\text{eq}})(p_1/p_*) \ll 1$ распределение поля у анода и в толще также не зависит от ε_t . Поле начинает изменяться с увеличением ε_t лишь когда значение $N_t/p_0^{\text{eq}}(p_1/p_*)$ становится порядка единицы или больше. При принятых параметрах ($N_t = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $p_* = 10^8 \text{ cm}^{-3}$) это дает $\varepsilon_t \approx 0.7 \text{ eV}$.

Выражение (23) позволяет вычислить значение p_0 при пониженных значениях $T_{n,p}$. В предельном случае $T_{n,p} = 0$

$$P_0 = \left[1 + \frac{v_{dr}^p}{s_p} (1 + p_*/p_1) \right]^{-1}, \quad (25)$$

и, таким образом, $p_0 < p_*$, а $(dE/dx)_0 < 0$. Вычислим значение T_p^0 , разделяющее возрастающие и убывающие распределения $E(x)$. При $p_0^{\text{eq}} > (v_{dr}^p/V_p + 1)p_*$ и равенствах $p_0 = p_*$ и $\tilde{E}_0 = 1$ из (23) следует

$$T_p^0 = \frac{v_{dr}^p/V_p}{p_0^{\text{eq}}/p_* - 1}. \quad (26)$$

Подстановка численных значений дает $T_p^0 = 6.1 \cdot 10^{-5}$, что также хорошо согласуется с численным расчетом, давая условия, при которых поле в течение времени ионизации глубокой примеси остается однородным.

В заключение приношу глубокую благодарность А.С. Фурману за полезные обсуждения, а также Ю.А. Куракину и А.В. Чижову за предоставленные ими графические программы, визуализирующие результаты расчетов.

Список литературы

- [1] М.П. Петров, С.И. Степанов, А.В. Хоменко. Фоточувствительные электрооптические среды в голографии и оптической обработке информации. Наука, Л. (1983). 269 с.
- [2] Л.С. Берман, А.А. Лебедев. Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках. Наука, Л. (1981). 176 с.
- [3] В.Н. Астратов, А.В. Ильинский. ФТТ **24**, 1, 108 (1982).
- [4] В.Н. Астратов, А.В. Ильинский, М.Б. Мельников. ФТТ **25**, 7, 2163 (1983).
- [5] В.Н. Астратов, А.В. Ильинский, В.А. Киселев. ФТТ **26**, 9, 2843 (1984).
- [6] В.Н. Астратов, А.В. Ильинский. Препринт ФТИ № 1091. Л. (1986). 57 с.
- [7] А.С. Фурман. ФТТ **28**, 7, 2083 (1986).
- [8] А.С. Фурман. ФТП **22**, 12, 2138 (1988).
- [9] V.N. Astratov, A.S. Furman, A.V. Ilinskii. Semiconductors and Insulators: Optical and Spectroscopic Research. Nova Sci. Publ. Inc. (1992). 271 p.
- [10] В.В. Брыксин, Л.И. Коровин, М.П. Петров, А.В. Хоменко. ФТТ **24**, 1, 149 (1982).
- [11] В.В. Брыксин, Л.И. Коровин. ФТТ **25**, 8, 2346 (1983).
- [12] В.В. Брыксин, Л.И. Коровин, В.И. Марахонов. ЖТФ **53**, 6, 1133 (1983).
- [13] В.В. Брыксин, Л.И. Коровин. ФТТ **28**, 1, 148 (1986).
- [14] В.В. Брыксин, Л.И. Коровин, Ю.К. Кузьмин. ФТТ **28**, 9, 2728 (1986).
- [15] П.Г. Кашерининов, А.В. Кичаев, А.А. Томасов. ФТП **29**, 11, 2092 (1995).
- [16] П.Г. Кашерининов, Б.И. Резников, Г.В. Царенков. ФТП **26**, 8, 1480 (1992).
- [17] Б.И. Резников, Г.В. Царенков. ФТП **27**, 8, 1262 (1993).
- [18] Б.И. Резников, Г.В. Царенков. ФТП **31**, 1, 23 (1997).
- [19] Б.И. Резников, Г.В. Царенков. ФТП **28**, 10, 1788 (1994).
- [20] Б.И. Резников, Г.В. Царенков. ФТП **29**, 8, 1430 (1995).
- [21] Б.И. Резников, Г.В. Царенков. ФТП **29**, 12, 2189 (1995).
- [22] Б.И. Резников. ФТП **30**, 8, 1497 (1996).
- [23] Б.И. Резников. ФТП **31**, 8, 1003 (1997).
- [24] В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. Физика полупроводников. Наука, М. (1977). С. 306.
- [25] J.G. Simmons, G.W. Taylor. Sol. Stat. Electron. **29**, 3, 287 (1986).
- [26] D.L. Scharfetter, H.K. Gummel. IEEE Trans. Electron Dev. **ED-16**, 1, 64 (1969).
- [27] А.А. Самарский. Введение в теорию разностных схем. Наука, М. (1971). С. 532.
- [28] Р.Ф. Казаринов, Р.А. Сурис, Б.И. Фукс. ФТП **7**, 7, 149 (1973).
- [29] Р.А. Сурис, Б.И. Фукс. ФТП **12**, 12, 2319 (1978).
- [30] Р.А. Сурис, Б.И. Фукс. ФТП **13**, 1, 138 (1979).