

Особенности релаксации электрического поля в высокоомных сильно смещенных МДПДМ структурах с глубокими примесными уровнями

© Б.И. Резников

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

(Получена 10 июня 1997 г. Принята к печати 25 июня 1997 г.)

Численно исследована релаксация поля и тока при выключении сильно поглощаемого света в высокоомной структуре металл–диэлектрик–полупроводник (МДПДМ), содержащей значительную концентрацию глубоких примесных уровней. Установлено, что зависимость распределения поля от времени определяется соотношением времен тепловой генерации примесью электронов τ_n и дырок τ_p . В случае $\tau_n \gg \tau_p$ изменение поля в толще полупроводника немонотонно со временем. Дрейф фотогенерированных носителей после прекращения освещения приводит к образованию области отрицательного объемного заряда повышенной плотности и значительному росту поля вблизи анода. Его максимальная величина достигает $5 \div 6$ значений среднего поля $E_e = V/d$. Учет дополнительной инжекции дырок с анода приводит к возрастанию тока, ограничению максимума поля у анода и заметному ускорению релаксации поля к темновому распределению.

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]. Эксперимент [3–6] и моделирование [7,8], проведенное для разнообразных условий, выявляют различные типы релаксационных зависимостей электрического поля и тока от времени. В работе [6] представлены фотоэлектрические характеристики для высокоомных МДПДМ структур на основе CdTe ($\rho = 10^7 \div 10^9 \text{ Ом} \cdot \text{см}$), содержащих значительную концентрацию примесей с глубокими уровнями ($N_t > 10^{15} \text{ см}^{-3}$). Эксперимент описывает:

- стационарные темновые распределения электрического поля после приложения напряжения;
- изменение во времени распределения поля и тока после включения освещения смещенной структуры;
- изменение во времени поля после выключения освещения.

Основные результаты эксперимента сводятся к следующему.

1. Распределение электрического поля в неосвещенной структуре (темнового поля) убывает в направлении от анода к катоду, имеет минимум в катодной части структуры и слабо растет вблизи катода.

2. При освещении со стороны анода (как и в случае структур с меньшим количеством примеси [5]) поле уменьшается у анода и увеличивается вблизи катода. Распределение поля, близкое к стационарному, возрастает от анода к катоду с положительной кривизной. Если интенсивность освещения и напряжение превышают некоторые критические величины, убывание тока после прохождения максимума сменяется его ростом с постепенным насыщением. Эффект возрастает с увеличением напряжения.

3. Максимальные значения поля вблизи электродов значительно больше значений, измеренных на "чистых" кристаллах [5].

4. При выключении освещения, в отличие от кристаллов с малой концентрацией примеси [5], зависи-

мость поля от времени немонотонна. Релаксация поля происходит в 2 стадии. На 1-й происходит "бросок" поля к промежуточному распределению, превышающему стационарные значения у анода и меньшему стационарных значений у катода. Характерное время этого процесса порядка 0.1 с. На 2-й, более длительной стадии (0.5 с), поле релаксирует от промежуточного профиля к стационарному темновому распределению.

Увеличение напряженности поля вблизи электродов (см. п. 3) связывается авторами работы [6] с дополнительными зарядами на примесных уровнях, а немонотонность зависимости тока от времени при включении освещения (п. 2) объясняется увеличением инжекции носителей с катода при больших электрических полях на основе механизма понижения барьеров для инжекции [9]. Таким образом, эксперимент ставит ряд вопросов о причинах немонотонного изменения во времени поля и тока, о характерных временах релаксационных процессов и о возможном влиянии дополнительной инжекции носителей на зависимость поля и тока от времени.

Цель настоящей работы — выявление детальных физических механизмов релаксации поля и тока и установление последовательной временной картины этих процессов с использованием численного моделирования. Данная работа продолжает исследование стационарного фотоэффекта и распределения темнового поля [10–12], а также релаксационных процессов в чистых высокоомных кристаллах [13] и в кристаллах с глубокими примесными уровнями [14].

1. Постановка задачи

Мы рассматриваем одномерное распределение поля и концентраций носителей в высокоомной сильно смещенной структуре 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. Предполагается, что в высокоомном

полупроводнике кроме мелких доноров и акцепторов имеются локальные примесные центры с концентрацией N_t и энергией $\varepsilon_t = E_t - E_c$, подчиняющиеся модели рекомбинации Шокли–Рида. Математическая формулировка задачи практически совпадает с рассмотренной в [13,14]. Концентрации электронов n и дырок p и распределение поля $E(x)$ находятся из решения системы уравнений непрерывности, уравнения Пуассона и уравнения, описывающего кинетику заполнения примесных уровней. Потоки носителей $q_{n,p}$ записываются в диффузионно-дрейфовом приближении. Выражения для скорости тепловой генерации–рекомбинации электронов и дырок R_n, R_p учитывают их захват на глубокий примесный уровень и эмиссию в соответствующую зону полупроводника [15]. На поверхностях раздела полупроводник–металл $x = 0$ и $x = d$ учитывается эмиссия носителей и их поверхностная рекомбинация. Рекомбинационный поток $(q_s)_{n,p}$ вычисляется в рамках модели одиночного поверхностного уровня

$$q_n(0) = -V_{n0}^T(n_0 - n_0^{eq} \exp(-eV_i^0/kT)) - q_{sn}(0), \quad (1)$$

$$q_p(0) = -V_{p0}^T(p_0 - p_0^{eq} \exp(eV_i^0/kT)) - q_{sp}(0), \quad (2)$$

$$q_n(d) = V_{nd}^T(n_d - n_d^{eq} \exp(eV_i^d/kT)) + q_{sn}(d), \quad (3)$$

$$q_p(d) = V_{pd}^T(p_d - p_d^{eq} \exp(-eV_i^d/kT)) + q_{sp}(d). \quad (4)$$

Здесь n^{eq}, p^{eq} — равновесные концентрации электронов и дырок на границах раздела, зависящие от высоты барьера Шоттки φ_{Bn} , $V_{n,p}^T = V_{n,p}T_{n,p}$ — скорости обмена носителями через границу, пропорциональные скоростям тепловой эмиссии в металл $V_{n,p} = (1/4)v_{n,p}$ и туннельным прозрачностям (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 δ , величину барьера для туннелирования, падение напряжения на слое и другие величины. Из-за отсутствия надежной информации об этих величинах зависимость $T_{n,p}$ от характеристик пленки не детализируется, и коэффициент туннельной прозрачности задается как входной параметр. Экспоненциальные члены, входящие в соотношения (1)–(4), учитывают изменение равновесных концентраций носителей на границах раздела при изменении высоты барьеров из-за падения напряжения на диэлектрике $V_i^{0,d} = E_i(0, d)\delta$, E_i — электрическое поле в диэлектрике. Учет этого эффекта составляет единственное отличие от модели, рассмотренной в [13,14]. Детали численного метода указаны в работе [14]. Отметим лишь, что 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

2.1. Изучим динамику установления поля и тока при мгновенном выключении освещения высокоомной структуры на основе CdTe, шириной $d = 0.22$ см, находящейся под напряжением $V = 400$ В. Параметры CdTe при $T = 300$ К выберем такими же, как в работе [10]. Будем полагать равновесную концентрацию дырок в толще равной $p_* = 6 \cdot 10^9$ см⁻³, туннельную прозрачность границ $T_{n,p} = 3 \cdot 10^{-3}$, высоту барьера Шоттки $\varphi_{Bn} = 0.98$ эВ. В этом случае $p_{0,d}^{eq} = 9 \cdot 10^9$ см⁻³, и выполняются неравенства $p_{0,d}^{eq} \gg n_{0,d}^{eq}$ и $p_0 < p_*$. Последнее неравенство, согласно [12], обеспечивает убывание темнового поля вблизи анода. Скорости поверхностной рекомбинации $s_n = s_p = 10^6$ см/с. Будем полагать, что $N_t = 10^{14}$ см⁻³, $\varepsilon_t = 0.78$ эВ, а сечения захвата на глубокий уровень для электронов и дырок соответственно равны $\sigma_n = 10^{-13}$ см², $\sigma_p = 10^{-15}$ см². Выбор численных значений φ_{Bn} , $T_{n,p}$ и N_t позволяет получить теоретическое темновое распределение электрического поля, близкое по значениям E_0 и $(dE/dx)_0$ к экспериментально измеренному [6]. Однако изменение любого из них в достаточно широких пределах не является критичным для воспроизведения исследуемого в данной работе эффекта "броска поля" (см. п. 4).

В качестве начального условия для поля, концентраций электронов и дырок и степени заполнения примесных уровней используем установившиеся распределения $E(x)$, $n(x)$, $p(x)$, полученные интегрированием исходной системы уравнений, при приложении напряжения и далее при включении освещения с интенсивностью $I_i = 10^{16}$ см⁻² · с⁻¹.

2.2. При заданных параметрах значения характерных времен, определяющих качественную картину процесса, следующие: дрейфовое время пролета дырок $t_{dr}^p = d/\mu_p E_e = 2.4$ мкс, где $E_e = V/d$; максвелловское время релаксации $t_M = \varepsilon/4\pi e\mu_p p_* = 20$ мкс; время жизни электронов и дырок на примеси в глубине толщии структуры $\tau_n = [\alpha_n(n_1 + n_*)]^{-1} = 4.4$ с, $\tau_p = [\alpha_p(p_1 + p_*)]^{-1} = 6.9$ мс, где $\alpha_{n,p} = \sigma_{n,p}v_{n,p}$; время ионизации примеси: $\tau_i = (\tau_n^{-1} + \tau_p^{-1})^{-1} \approx \tau_p$; время захвата дырок на примесь при равновесном заполнении примеси $t_c = [\alpha_p N_t f_*]^{-1} = 6.5$ мс. Значительное различие характерных временных масштабов обуславливает разбиение процесса релаксации на ряд стадий. Первая стадия включает быструю часть, протекающую в масштабе времени дрейфа t_{dr}^p , когда фотогенерированные носители, имеющиеся в структуре в момент выключения освещения, разделяются полем, накапливаясь у электродов противоположного знака. Медленная часть 1-й стадии определяется захватом и освобождением дырок с глубокого уровня. Этап разделения свободных носителей иллюстрируется рис. 1 и 2, где показана эволюция распределения профилей электронов и дырок вблизи анода. После небольшой задержки, длительностью примерно $(0.2 \div 0.5)t_{dr}^p$, связанной с нахождением большей части фотогенерированных дырок в области слабых отрицательных полей, максимум распределения дырок начинает

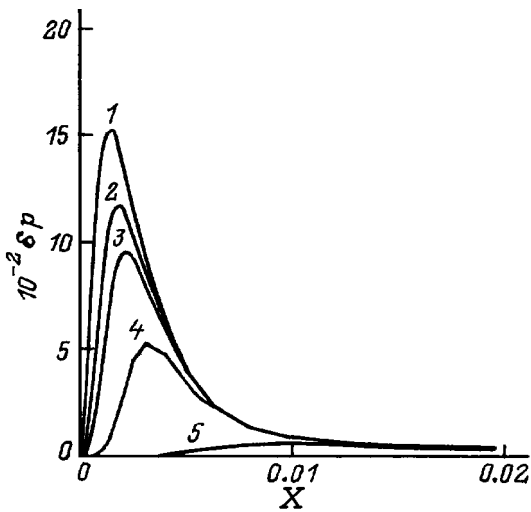


Рис. 1. Распределения дырочной концентрации $\delta p(X) = p/p_* - 1$ вблизи анода на стадии разделения носителей ($X = x/d$), рассчитанные в моменты времени после выключения освещения t/t_{dr}^p : 1 — 0, 2 — 0.1, 3 — 0.2, 4 — 0.5, 5 — 1.

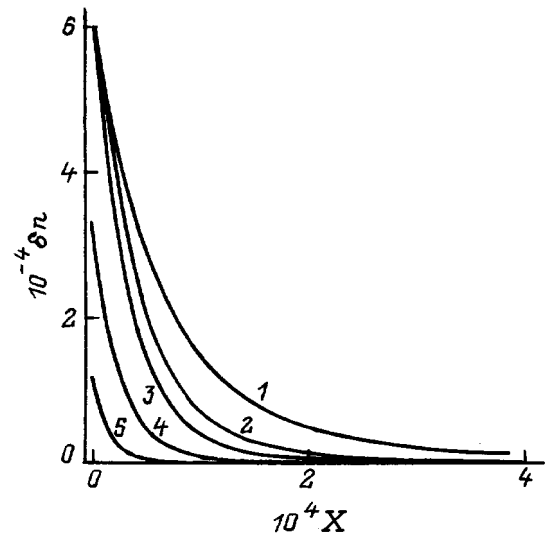


Рис. 2. Распределения электронной концентрации $\delta n(X) = n/n_* - 1$ вблизи анода ($X = x/d$), рассчитанные в моменты времени после выключения освещения t/t_{dr}^p : 1 — 0.1, 2 — 1, 3 — 2; $T = t/\tau_i$: 4 — 1, 5 — 5.

смещаться к катоду и быстро убывает. По истечении времени $2t_{dr}^p$ концентрация дырок в полупроводнике становится много меньше равновесного значения в толще p_* . Количество дырок в диффузионном слое у катода также заметно уменьшается. Фотоэлектроны, имеющиеся в момент выключения освещения в слое порядка длины поглощения $\alpha^{-1} \approx 10^{-4}$ см, поджимаются полем к аноду. Граничная концентрация n_0 устанавливается за время $t \ll t_{dr}^p$ и очень слабо растет при $t \leq 2t_{dr}^p$. Уход дырок и дрейф фотоэлектронов вызывает накопление отрицательного объемного заряда повышенной плотности у анода и в слое толщиной порядка $\delta_+ \approx 2kT/eE_c$. В результате поле на аноде E_0 и на внешней границе этого слоя $E(\delta_+)$ сразу же начинает быстро расти. Эти процессы видны на рис. 3, где представлено изменение распределения поля $\tilde{E}(x) = E(x)/E_e$ во времени.

Дальнейшая эволюция распределения поля полностью определяется тепловой генерацией дырок во всей структуре и изменением заряда примеси. Степень заполнения глубокого уровня f , которая после окончания дрейфовой стадии была много меньше равновесного значения в толще $f_* = p_1/(p_1 + p_*) = 6.6 \cdot 10^{-4}$, начинает постепенно расти (рис. 4) и сначала приближается к f_* , а затем становится больше него (при $t > 0.7\tau_p$). В результате распределение поля в глубине структуры при $t \approx \tau_p$ становится близким к однородному, а затем производная dE/dx в толще меняет знак (рис. 3), и $E(x)$ приобретает характерные черты темнового распределения — убывание вблизи анода и медленное изменение в катодной части структуры. При $t > 2\tau_p$ тепловая генерация приводит к увеличению концентрации дырок в толще структуры. Вблизи катода образуется область с концентрацией дырок, близкой к p_* , которая расширяется в сторону анода. В структуре образуются две

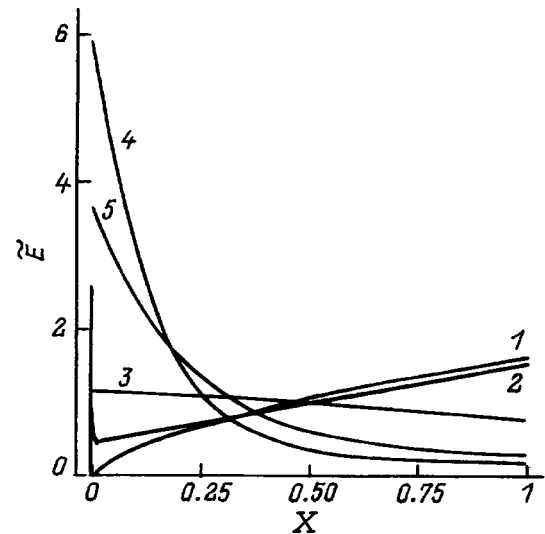


Рис. 3. Распределение электрического поля $\tilde{E}(X) = E(X)/E_e$ ($X = x/d$) в структуре в моменты времени после выключения освещения t/t_{dr}^p : 1 — 0, 2 — 2; t/τ_i : 3 — 1, 4 — 50, 5 — 150. Значения поля у анода \tilde{E}_0 : 1 — 0.96, 2 — 1.96.

области значений $f = f_0 \approx p_1/(p_0 + p_1)$ и $f = f_c \approx f_*$, разделенные переходным слоем, где f убывает от f_0 к f_c (кривые 3 и 4 на рис. 4). Затем, когда начинают освобождаться электроны, переходная область размывается и $f(x)$ монотонно убывает от анода к катоду (кривая 5). На заключительной стадии релаксации ($t \gg \tau_p$) примесь освобождается от электронов, так что отрицательный объемный заряд примеси в анодной части структуры уменьшается по абсолютной величине, и распределение $\tilde{E}(x)$ монотонно приближается сверху к темновому профилю.

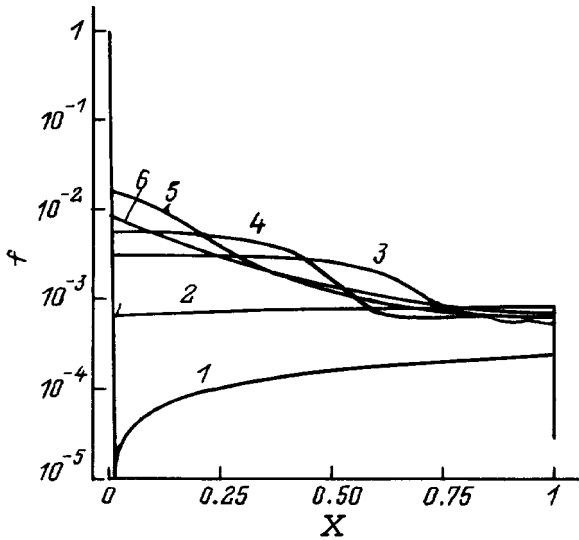


Рис. 4. Распределение степени заполнения глубокой примеси $f(X = x/d)$ в моменты времени после выключения t/τ_r : 1 — 0, 2 — 1, 3 — 5, 4 — 10, 5 — 50, 6 — 150.

Разномасштабность различных стадий эволюции распределения $\tilde{E}(x)$ хорошо видна на рис. 5 и 6, где представлены зависимости от времени $\tilde{E}_0 = E_0/E_e$, $\tilde{E}_d = E_d/E_e$ и плотности тока j . Из рис. 5 следует, что стадия уменьшения \tilde{E}_0 наиболее длительная и сопоставима с максимальным масштабом времени τ_n . Из сравнения рис. 5 и 7, где показана зависимость от времени степени заполнения глубокой примеси у анода f_0 , видно, что заметное уменьшение поля у анода происходит тогда, когда величина f_0 уменьшается на 2 порядка. Таким образом, инерционность освобождения фотоэлектронов с примеси определяет немонотонность изменения распределения поля во времени и временной масштаб процесса релаксации поля.

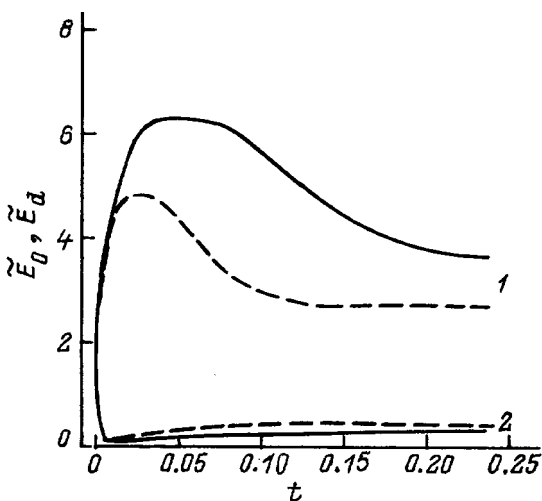


Рис. 5. Зависимость от времени граничных значений электрического поля: \tilde{E}_0 — 1 и \tilde{E}_d — 2. Штриховые линии — расчет с учетом понижения барьеров ($\delta = 40 \text{ \AA}$). Время t в единицах τ_n .

Из рис. 5 также видно, что значение E_0 на стадии "броска поля" намного превосходит среднее поле E_e . При достаточно больших средних полях это вводит в рассмотрение принципиально новые эффекты. В частности, как показано в работах [9,16], изменение условий туннелирования полями объемных и поверхностных зарядов вблизи границы раздела диэлектрик-полупроводник эквивалентно изменению высоты барьеров Шоттки для электронов и дырок, увеличению туннельной прозрачности диэлектрического слоя и дополнительной инжекции носителей на границе раздела. Из проведенных расчетов следует, что немонотонная зависимость распределения поля моделируется без привлечения предположения о дополнительной инжекции. Учет этого эффекта дает дополнительный поток дырок с анода $\Delta q_p = V_{p0}^T p_0^{eq} \exp(eV_i^0/kT)$ — см. соотношение (2), — что ускоряет освобождение примесных уровней от электронов (рис. 7, кривая 2) и, как видно из рис. 5, 6 (см. штриховые линии и кривую 2), заметно увеличивает ток, ограничивает рост поля у анода и заметно уменьшает время релаксации поля и тока.

2.3. Для окончательной проверки вывода о том, что немонотонность изменения поля связана с большим временем освобождения ловушек от электронов, чем от дырок, была рассчитана релаксация поля в структуре с противоположным соотношением времен жизни $\tau_p \gg \tau_n$ (остальные параметры были сохранены). Темновое распределение поля (как и в предыдущем случае) находилось при расчете, начиная от равновесного состояния после подачи напряжения, а в качестве начальных распределений $E(x)$, $n(x)$, $p(x)$ и $f(x)$ брались стационарные профили после завершения релаксации при включении света с интенсивностью $I_i = 10^{16} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$. Как темновой профиль, так и начальное распределение в момент выключения света не имели качественных отличий от предыдущего случая. Расчет релаксации поля после выключения освещения показал, что при $\tau_p \gg \tau_n$ профиль

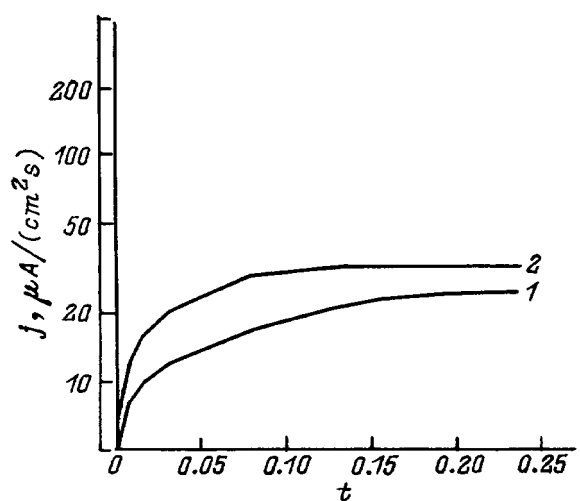


Рис. 6. Зависимость от времени плотности тока j : 1 — без учета понижения барьеров, 2 — с учетом понижения барьеров при $\delta = 40 \text{ \AA}$. Время t в единицах τ_n .

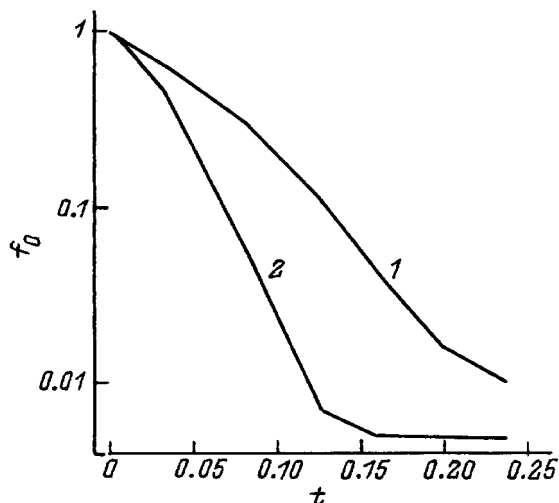


Рис. 7. Зависимость от времени степени заполнения глубокой примеси у анода f_0 : 1 — без учета понижения барьеров, 2 — с учетом понижения барьеров при $\delta = 40 \text{ \AA}$. Время t в единицах τ_n .

поля в толще монотонно релаксирует от начального к темновому. При этом остальные качественные особенности поведения распределений физических величин, показанные на рис. 1–4, повторяются. Это связано с тем, что основным процессом, оказывающим влияние на объемный заряд в толще, является тепловая генерация дырок. Тем не менее другое соотношение характерных времен и некоторые детали начального распределения поля обуславливают ряд особенностей процесса релаксации, в особенности вблизи анода. Более раннее освобождение электронов с примесных уровней приводит к тому, что зависимости от времени поля у анода E_0 , степени заполнения глубоких уровней у анода f_0 , а также плотности тока j имеют сложный немонотонный характер. В частности, тепловая генерация электронов с примеси приводит к уменьшению степени заполнения глубоких уровней и поля у анода, а также появлению дополнительного минимума в зависимостях $f_0(t)$ и $E_0(t)$, после чего эти величины возрастают до темновых значений. При этом слой отрицательного объемного заряда повышенной плотности у анода существует до $t \lesssim \tau_p$ и далее исчезает. В связи с немонотонным изменением поля и концентрации дырок у анода p_0 ток выходит на стационарное значение после прохождения минимума и максимума.

Данный расчет выявил еще одну любопытную особенность релаксации поля, связанную с наличием области слабых отрицательных полей в начальном распределении поля [17,18,12]. Наличие инверсионной области для поля, совпадающей с зоной генерации дырок, вызывает запираение дырок в этой области после выключения света до тех пор пока поле в окрестности анода не меняет знак. В 1-м случае $\tau_p \ll \tau_n$ минимум начального распределения поля составлял $\tilde{E}_{\min} \approx -0.02$ (этот участок не заметен на рис. 3, 5), и задержка расплывания импульса

фотогенерированных дырок составляла доли времени t_{dr}^p . Во 2-м случае $\tau_p \gg \tau_n$ величина $\tilde{E}_{\min} \approx -0.1$, и в связи с большим отрицательным значением поля в минимуме ток и поле в толще оставались неизменными в течение почти 20 мкс. На основании этого можно предположить, что по мере увеличения интенсивности освещения возрастание глубины потенциальной ямы для дырок приводит к увеличению задержки дырок в инверсионной области и большей асимметрии процессов релаксации поля при включении и выключении.

Дадим оценку характерного времени процесса релаксации τ . Известно, что времена жизни τ_n , τ_p , выводимые из статистики рекомбинации Шокли–Рида, характеризуют реальные временные масштабы процесса лишь при малом уровне возбуждения. В данной задаче из-за сильного изменения концентраций носителей в толще и пограничных слоях они могут использоваться как временные масштабы лишь при правильном выборе характерных концентраций в толще. Для дырочной концентрации характерной величиной является значение p_0 , для которого без учета поверхностной рекомбинации справедлива оценка [12]

$$p_0 = p_0^{eq} \frac{V_p^T}{V_p^T + v_{dr}^p}, \quad v_{dr}^p = \mu_p E_0. \quad (5)$$

Как следует из формулы (5), значение p_0 может быть вычислено, если известно поле у анода E_0 . При $V_p = 6 \cdot 10^6 \text{ см/с}$, $T_p = 3 \cdot 10^{-3}$, $\tilde{E}_0 = 5$ получаем $p_0/p_* = 0.04$, и для $\sigma_p = 10^{-17} \text{ см}^2$ значение времени жизни дырок на примеси $\tau = [\alpha_p(p_1 + p_0)]^{-1} \approx 15 \text{ с}$, что достаточно близко к значению, полученному при численном решении.

Таким образом, форма релаксационной зависимости распределения электрического поля принципиально связана с соотношением характерных времен τ_n , τ_p . При $\tau_n \ll \tau_p$ изменение поля происходит монотонно со временем, как и в кристаллах с небольшой концентрацией примесных уровней.

Автор благодарит П.Г. Кашерининова за обсуждение проблемы.

Список литературы

- [1] М.П. Петров, С.И. Степанов, А.В. Хоменко. *Фотоувствительные электрооптические среды в голографии и оптической обработке информации* (Л., Наука, 1983).
- [2] Л.С. Берман, А.А. Лебедев. *Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках* (Л., Наука, 1981).
- [3] И.Т. Овчинников, Э.В. Яншин. *Письма ЖТФ*, **8**, 355 (1982).
- [4] В.Н. Астратов, А.В. Ильинский. *Препринт № 1091* (Л., ФТИ, 1986).
- [5] П.Г. Кашерининов, А.В. Кичасев, А.А. Томасов. *ФТП*, **29**, 2092 (1995).
- [6] П.Г. Кашерининов, А.В. Кичасев, И.Д. Ярошецкий. *ЖТФ*, **65**, Вып. 9, 193 (1995).
- [7] В.Н. Климова. *Микроэлектроника*, **10**, № 5, 457 (1981).

- [8] A.E. Iverson and D.L. Smith. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-34**, 2098 (1987).
- [9] M.A. Green, J. Shewchun. Sol. St. Electron., **17**, 349 (1974).
- [10] П.Г. Кашерининов, Б.И. Резников, Г.В. Царенков. ФТП, **26**, 1480 (1992).
- [11] Б.И. Резников, Г.В. Царенков. ФТП, **31**, 23 (1997).
- [12] Б.И. Резников, Г.В. Царенков. ФТП, **29**, 2189 (1995).
- [13] Б.И. Резников. ФТП, **31**, 1003 (1997).
- [14] Б.И. Резников. ФТТ, **39**, 1775 (1997).
- [15] В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. *Физика полупроводников* (М., Наука, 1977) с. 306.
- [16] А.В. Саченко, О.В. Снитко. *Фотоэффекты в приповерхностных слоях полупроводников* (Киев, Наук. думка, 1984).
- [17] А.С. Фурман. ФТТ, **28**, 2083 (1986).
- [18] Б.И. Резников, Г.В. Царенков. ФТП, **27**, 1262 (1993).

Редактор Т.А. Полянская

Peculiarities of electric field variation in high-resistivity highly biased MISIM structures with deep impurity levels

B.I. Reznikov

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

Abstract Electric field and photocurrent variation has been numerically investigated in high-resistivity highly biased metal-insulator-semiconductor structures (MISIM) with a sufficiently high concentration of deep levels under switching off strongly absorbed illumination. It has been found that time dependence of field distribution is determined by relation between electron thermal generation time by an impurity, τ_n , and that of holes, τ_p . When $\tau_n \gg \tau_p$, field variation in the bulk is nonmonotonic one in time. Drift of the photogenerated carriers after the illumination switch off leads to the formation of high negative volume charge domain and to significant increase of the electric field near the anode E_0 . Maximum value of E_0 is as high as $5 \div 6$ mean field value $E_e = V/d$. Correction for additional hole injection from the anode causes increase of electric current, restructures the maximum field E_0 near the anode and considerably accelerates the field relaxation towards the dark distribution.