

Аккумуляция носителей и сильные приэлектродные поля в освещаемых высокоомных МДПДМ структурах

© Б.И. Резников, Г.В. Царенков

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

(Получена 20 декабря 1995 г. Принята к печати 10 февраля 1996 г.)

Теоретически исследовано влияние туннельной прозрачности диэлектрического слоя $T_{n,p}$ на распределение электрического поля и зависимость ток-интенсивность $j - I_i$ в чистой высокоомной сильно смещенной структуре металл-диэлектрик-полупроводник-диэлектрик-металл (МДПДМ).

Показано, что с уменьшением $T_{n,p}$ носители аккумулируются вблизи электродов противоположной полярности, и их плотность резко возрастает в слоях толщиной порядка $l_k = kT/eE_e$ ($E_e = V/d$). Определена область параметров, в которой эффекты аккумуляции столь велики, что поле вблизи электродов заметно растет, и его значения существенно превышают среднее поле.

Зависимость тока от прозрачности определяется барьером Шоттки. При умеренных полях, если фототок много больше темнового, плотность тока с уменьшением $T_{n,p}$ слабо растет, стремясь к максимальному значению eI_i . При сильных полях ток резко растет из-за инжекции носителей через пониженный потенциальный барьер.

Введение

В структурах металл-полупроводник-металл (МПП) скорости обмена носителями через границу полупроводника порядка тепловых и намного превосходят дрейфовые скорости носителей при напряженностях порядка 10^3 В/см. Поэтому носители не накапливаются в приэлектродных слоях, и в чистых кристаллах при умеренных интенсивностях освещения электрическое поле не испытывает скачков вблизи границ раздела. Характерные особенности фотоэффекта в сильно смещенных высокоомных МПП структурах при различных условиях эксперимента (интенсивность освещения, приложенное напряжение) и различных объемных параметрах полупроводника (концентрация глубокой примеси и энергия примесного уровня) исследовались в работах [1–5]. Учет диэлектрического слоя между полупроводником и металлом делает существенными ряд поверхностных параметров — высоту барьера между полупроводником и металлом φ_{Bn} и туннельную прозрачность диэлектрической пленки $T_{n,p}$. Влияние φ_{Bn} на распределение поля в катодной части освещаемой структуры при максимальных скоростях обмена носителями было изучено в работе [6]. В [7] для высокоомных структур, содержащих глубокую примесь, было показано, что изменения φ_{Bn} и $T_{n,p}$ через изменение степени заполнения глубокой примеси могут существенно влиять на темновое распределение поля в толще (эффект раскомпенсации при утолщении диэлектрической пленки).

Обнаружение влияния туннельной прозрачности на темновые распределения поля в объеме делает необходимым обобщение исследований на случай освещения. Фотоэффект в структурах металл-

диэлектрик-полупроводник-металл (МДПДМ) с туннельно-прозрачным диэлектриком ранее исследовался в [8] и в ряде других работ [9]. Однако эти исследования относились к стандартно легированным низкоомным полупроводникам при малых смещениях порядка 1–2 В. Распределение электрического поля в таких структурах в основном определено легированием и слабо меняется с освещением.

Цель настоящей работы — исследовать влияние туннельной прозрачности диэлектрического слоя между полупроводником и металлом на распределение электрического поля в высокоомной сильно смещенной МДПДМ структуре и зависимость ток-интенсивность. Для выделения эффектов прозрачности мы рассматриваем полупроводник, не содержащий глубоких примесей, так что объемная рекомбинация и перезарядка ловушек не включены в модель. Таким образом, настоящее исследование является обобщением [1] на случай произвольной прозрачности границ.

1. Постановка задачи

Рассматривается МДПДМ структура, к которой приложено напряжение V , намного большее всех барьеров. На полупрозрачный анод падает собственный монохроматический свет ($h\nu \gtrsim E_g$). Рассмотрение переноса носителей в полупроводнике базируется на системе уравнений непрерывности в диффузионно-дрейфовом приближении и уравнении Пуассона [1]. Диэлектрические слои характеризуются коэффициентами прозрачности T_n , T_p (вероятностями туннелирования носителей), так что граничные условия на поверхности раздела полупроводник-диэлектрик

$x = 0$ и $x = d$ имеют вид (см., например, [1,9,10])

$$q_n(0) = -V_{n0}^T \left(n_0 - n_0^{eq} \exp \left(-\frac{eV_i^0}{kT} \right) \right) - q_s(0), \quad (1)$$

$$q_p(0) = -V_{p0}^T \left(p_0 - p_0^{eq} \exp \left(\frac{eV_i^0}{kT} \right) \right) - q_s(0),$$

$$q_n(d) = V_{nd}^T \left(n_d - n_d^{eq} \exp \left(\frac{eV_i^d}{kT} \right) \right) + q_s(d), \quad (2)$$

$$q_p(d) = V_{pd}^T \left(p_d - p_d^{eq} \exp \left(-\frac{eV_i^d}{kT} \right) \right) + q_s(d).$$

Здесь $V_n^T = T_n V_n$, $V_p^T = T_p V_p$, $V_n = A_n^* T^2 / e N_c$, $V_p = A_p^* T^2 / e N_v$, A_n^* , A_p^* — эффективные константы Ричардсона, V_i^0 , V_i^d — падение напряжения на пленках у контактов $x = 0$ и $x = d$. Рекомбинационный поток на границах записывается для модели одиночного поверхностного уровня.

Экспоненциальные множители в условиях (1) учитывают изменения барьеров со стороны металла из-за падения напряжения V_i^0 , V_i^d на диэлектрических слоях. В данной работе мы будем полагать их толщины достаточно тонкими, так что $eV_i/kT \ll 1$. Для полей порядка $10^3 \div 10^4$ В/см поправка к равновесным концентрациям не превосходит 10%, если толщина слоя ограничена значениями $(25 \div 250)$ Å. Таким образом, потоки на границах (1) практически совпадают с выражениями, рассмотренными в [1] (дополнительно учтена поверхностная рекомбинация), однако скорости эмиссии V_n^T , V_p^T могут меняться в широких пределах, поскольку пропорциональны прозрачности диэлектрических слоев.

Коэффициенты туннельной прозрачности T_n , T_p экспоненциально зависят от функции, содержащей толщину слоя δ , туннелирующую массу $m_{n,p}$, высоту барьера для туннелирования $\Phi_{n,p}$, а также величину падения напряжения на слое V_i (см., например, [9,11,12]). Из-за отсутствия надежной информации об этих величинах зависимость T_n , T_p от характеристик пленки не детализируется, и коэффициент прозрачности используется как входной параметр, не зависящий от V_i .

2. Темновой ток

2.1. Рассматривалась высокоомная структура шириной $d = 0.3$ см с эффективной плотностью акцепторов в единице объема $N_a = 10^8$ см $^{-3}$. Величина барьера между полупроводником и металлом бралась равной $\varphi_{Bn} = 1$ В. Это соответствует случаю, когда равновесная концентрация дырок p^{eq} на границах полупроводника намного больше N_a , n_i и n^{eq} . Приложенное к структуре напряжение изменялось от 1 до 6000 В. Значения остальных параметров такие же, как и в работе [1]. Коэффициенты прозрачности изменялись в пределах $T_n = T_p = 1 \div 10^{-5}$.

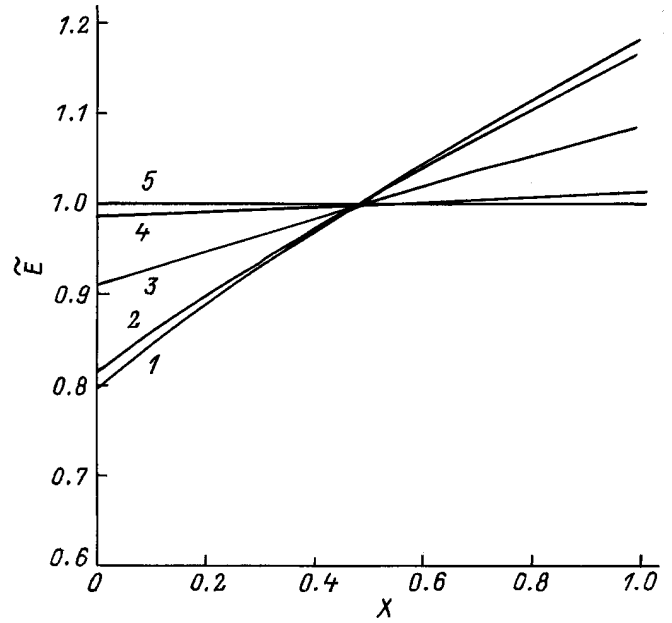


Рис. 1. Влияние туннельной прозрачности границ на темновые профили электрического поля, $\tilde{E} = E/E_e$, $E_e = V/d$. T : 1 — 1, 2 — 10^{-1} , 3 — 10^{-2} , 4 — 10^{-3} , 5 — 10^{-5} .

На рис. 1 представлены распределения электрического поля $\tilde{E}(X)$ ($\tilde{E} = E/E_e$, $E_e = V/d$, $X = x/d$) при различных коэффициентах прозрачности. Зависимость $\tilde{E}(X)$ почти линейна и при уменьшении прозрачности стремится к распределению, близкому к однородному ($\tilde{E}(X) \approx 1$), с малым отрицательным наклоном. При этом концентрация дырок в толще уменьшается, а распределение их становится также более однородным (рис. 2). Вблизи катода происходит накопление дырок в узком пограничном слое толщиной $\delta^- \simeq 10^{-4}d$, а концентрация p_d растет, стремясь к значению $2p_0^{eq}$. Поведение электронов с точностью до полярности аналогично поведению дырок. Их концентрация в толще намного меньше дырочной и падает в толще с уменьшением прозрачности. Распределение $n(X)$ испытывает скачок в диффузионном слое вблизи анода, стремясь с уменьшением прозрачности к значению $2n_0^{eq}$.

Характеристика ток–напряжение при различных значениях прозрачности представлена на рис. 3. В интервале прозрачностей $1 \div 10^{-2}$ ток уменьшается относительно слабо, а при дальнейшем уменьшении прозрачности зависимость $j(T)$ становится более сильной в области больших напряжений, порядка нескольких сотен вольт. При больших напряжениях ток стремится к асимптотическому значению, зависящему от прозрачности, при этом для меньших значений прозрачности асимптота достигается при меньших напряжениях.

2.2. Теоретический анализ распределений дырок $P(X)$ и электрического поля $\tilde{E}(X)$ для темнового

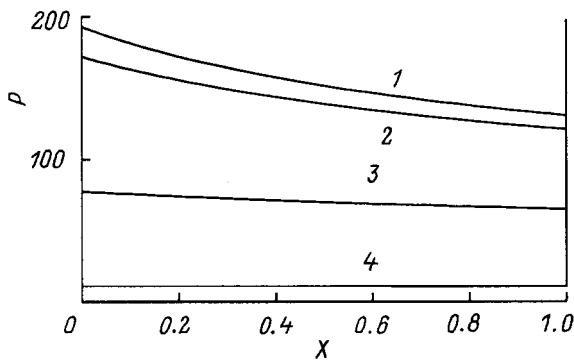


Рис. 2. Влияние туннельной прозрачности границ на темновые профили дырок, $P = p/N_a$. T : 1 — 1, 2 — 10^{-1} , 3 — 10^{-2} , 4 — 10^{-3} .

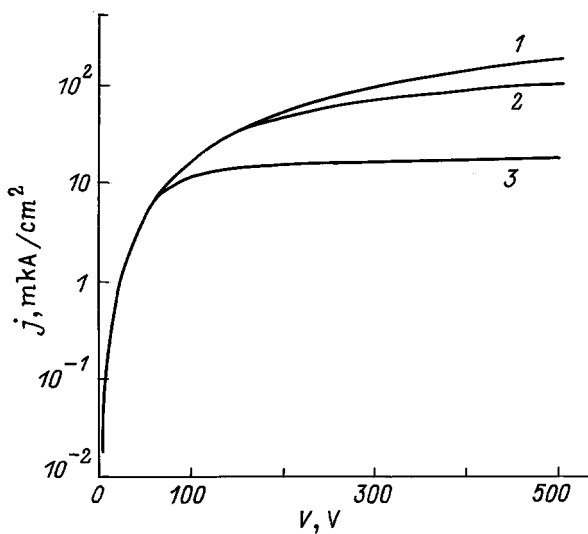


Рис. 3. Характеристика ток-напряжение при отсутствии освещения для различных значений туннельной прозрачности. T : 1 — 1, 2 — 10^{-2} , 3 — 10^{-3} .

случая проведен в работе [7] (см. формулы (2), (4), (5) и (15)), где показано, что выражение для граничных значений концентраций носителей, выведенные в [1], остаются справедливыми и при произвольной прозрачности. Полученные при условии $p^{eq} \gg N_a$ зависимости $E(x)$, $P(x)$ и $j(T)$ (рис. 1-3) объясняются уменьшением потоков дырок из металла и объемного заряда в толще. Уменьшение прозрачности диэлектрического слоя приводит к аккумуляции носителей у электродов, противоположной полярности. Этот эффект является основным и в случае фотогенерации. Однако, из-за того что плотность фотоносителей у контактов может существенно превзойти их темновые значения, это может привести к появлению в узких приэлектродных слоях высоких плотностей объемного заряда, способных повлиять на сами электрические поля. Количественные аспекты явления исследуются в разд. 3.

3. Фотоэффект, результаты численных расчетов

Численные расчеты проводились для интенсивности освещения $I_i = 10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ и приложенного напряжения $V = 600 \text{ В}$. Коэффициент поглощения света $\alpha = 10^4 \text{ см}^{-1}$. Значения барьеров на границе полупроводника брались $\varphi_{Bn} = 0.71$ и 1 В . В граничных условиях учитывалась поверхностная рекомбинация. Считалось, что одиночный поверхностный уровень находится в середине запрещенной зоны и $s_n = s_p = 10^6 \text{ см/с}$. Из-за неопределенности количественных характеристик (высоты барьеров, значения эффективных масс туннелирующих носителей) считалось, что $T_n = T_p = T$. Величина прозрачности варьировалась в интервале $T = 1 \div 10^{-8}$.

Изучим сначала распределения $N(X)$ ($N = n/N_a$, $X = x/d$) вблизи анода. Из рис. 4 видно, что уменьшение прозрачности до значения нескольких сотых приводит к изменению знака производной dN/dX в приэлектродном слое и образованию слоя с повышенной электронной концентрацией при дальнейшем уменьшении прозрачности. Концентрация N_0 увеличивается обратно пропорционально прозрачности, а толщина слоя отрицательного объемного заряда слабо (логарифмически) растет. Вид распределения $N(X)$ свидетельствует об экспоненциальной зависимости от координаты. При некотором удалении от анода имеется область, где $N(X)$ практически не зависит от прозрачности T . В глубине полупроводни-

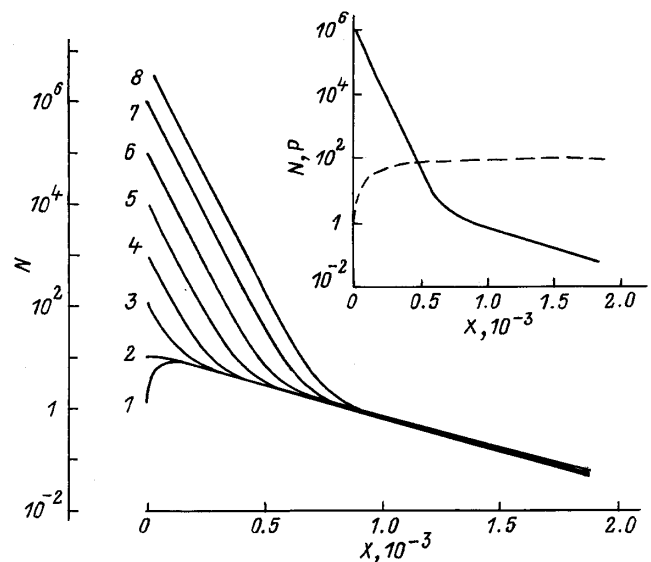


Рис. 4. Распределение электронной концентрации $N = n/N_a$ вблизи анода при различной туннельной прозрачности диэлектрического слоя. T : 1 — 1, 2 — 10^{-1} , 3 — 10^{-2} , 4 — 10^{-3} , 5 — 10^{-4} , 6 — 10^{-5} , 7 — 10^{-6} , 8 — 10^{-7} . На вставке — распределение концентрации электронов (сплошная линия) и дырок (штриховая линия) вблизи анода ($T = 10^{-6}$).

ка ($X > 0.002$) зависимости $N(X, T)$ расщепляются, причем с уменьшением T (как и в темновом случае) концентрация $N(X)$ уменьшается.

Дырочная концентрация $P(X) = p(x)/N_a$ вблизи анода в слое толщиной примерно α^{-1} растет и много меньше $N(X)$ (рис. 4, вставка). Это связано с приложенным смещением и действием поверхностной рекомбинации, при этом распределение P вблизи анода и величина P_0 слабо зависят от прозрачности границ. Изменение концентрации дырок происходит в более узком слое, что связано с меньшим коэффициентом диффузии. Из-за быстрого уменьшения концентрации электронов уже при $X \gtrsim 5\alpha^{-1}$ выполняется неравенство $P \gg N$. При $X \simeq 10\alpha^{-1}$ дырочная концентрация достигает максимума и далее в толще полупроводника убывает по закону $pE = \text{const}$. Затем она проходит через минимальное значение в точке, отстоящей от катода примерно на $2l_E^d = 2kT/eE_d$, и при малой туннельной прозрачности пленки резко растет в диффузионном слое вблизи катода (рис. 5). Толщина последнего, так же как и прианодного слоя, порядка нескольких единиц l_E и логарифмически растет с уменьшением прозрачности. Заметим, что идея об определяющей роли накопления носителей в приэлектродных слоях как механизма поддержания постоянства фототока при пониженной прозрачности диэлектрического слоя высказывалась в работе [13].

Рассмотрим поведение поля $\tilde{E}(X)$. Аккумуляция носителей у электродов противоположной полярности приводит при достаточно малых значениях прозрачности $T \lesssim 10^{-6}$ к заметным изменениям поля в слоях объемного заряда. Значения полей на границах раздела \tilde{E}_0 и \tilde{E}_d растут (рис. 6), и при $T \lesssim 10^{-7}$ (для

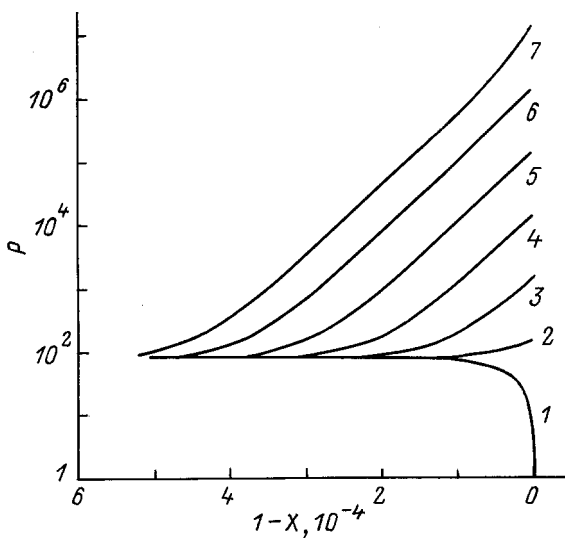


Рис. 5. Распределение дырочной концентрации $P = p/N_a$ в приэлектродном слое вблизи катода при различной туннельной прозрачности диэлектрического слоя. T : 1 — 1, 2 — 10^{-2} , 3 — 10^{-3} , 4 — 10^{-4} , 5 — 10^{-5} , 6 — 10^{-6} , 7 — 10^{-7} .

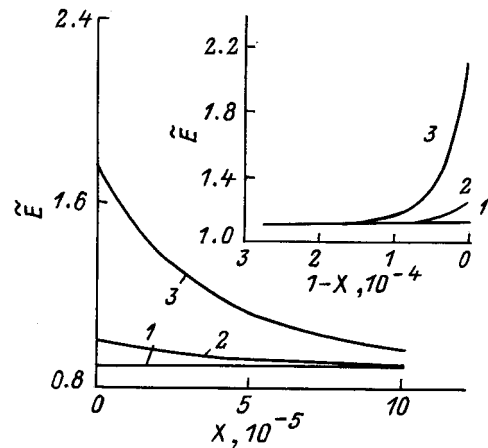


Рис. 6. Распределение электрического поля в приэлектродном слое вблизи анода и вблизи катода (на вставке) при различных значениях прозрачности. T : 1 — 10^{-5} , 2 — 10^{-6} , 3 — 10^{-7} .

$I_i = 10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$) их изменения становятся порядка самих значений \tilde{E}_0 и \tilde{E}_d . Вне приэлектродных слоев в толще профиль поля близок к изученному в [1] распределению для МПМ структуры и слабо зависит от туннельной прозрачности границ.

Рассмотрим зависимость плотности тока через структуру от прозрачности. Сравнение результатов при $\varphi_{Bn} = 0.71$ и 1 В показало различный тип функции $j(T)$. При $\varphi_{Bn} = 0.71$ В, когда темновой ток много меньше фототока, плотность тока с уменьшением прозрачности слабо возрастает, стремясь к значению eI_i . При этом из-за большого различия концентраций носителей вблизи электродов поверхностная рекомбинация неэффективна, и величина q_s много меньше эмиссионного потока носителей через границу. Более сложной является зависимость $j(T)$ при $\varphi_{Bn} = 1$ В. В этом случае (при $T_{n,p} \simeq 1$) темновой ток, пропорциональный величине p_0^{eq} , существен (при $I_i = 10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$). При больших значениях прозрачности $T \gtrsim 10^{-2}$ дырочная концентрация даже превосходит электронную. В этом случае уменьшение прозрачности приводит к значительному уменьшению тока (как и в темновом случае). При этом из-за сопоставимости концентраций N и P рекомбинационный поток $q_s(0)$ (в зависимости от величины прозрачности) составляет 50–99% значения I_i . При дальнейшем снижении прозрачности вклад темнового тока становится несущественным, и при $T \lesssim 10^{-4}$ поведение зависимости $j(T)$ такое же, как в случае $\varphi_{Bn} = 0.71$ В, т. е. медленное стремление к значению eI_i .

Таким образом, уменьшение прозрачности границ высокоомной сильно смещенной МДПДМ структуры приводит к формированию приэлектродных слоев объемного заряда настолько высокой плотности, что изменение полей вблизи электродов становится

сравнимым с E_e и даже превышает значения среднего поля. Освещаемые МДПДМ структуры с прозрачностью ниже некоторой критической величины ($T \lesssim 10^{-8} \div 10^{-9}$ при $I_i = 10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$) — это структуры с сильными электрическими полями вблизи границ. Детали и количественные соотношения проясняются в следующем разделе, где дано рассмотрение случаев больших и малых прозрачностей границ.

4. Аналитическое рассмотрение фотоэффекта

4.1. При отсутствии объемной и поверхностной рекомбинации аналитическое рассмотрение фотоэффекта в МДПДМ структуре не отличается от сделанного в [1] для МПМ структуры, если значения туннельной прозрачности T_n , T_p таковы, что граничные значения электрического поля практически не изменяются ($T_{n,p} \gtrsim 10^{-6}$ при интенсивности $I_i = 10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$). В этом случае при выполнении условий $eV/kT \gg 1$, $E_0 > 0$, $l_E/d \ll 1$, $((l_E/d)dE/dx)_{0,d} \ll 1$ можно пользоваться формулами, выведенными в [1], с заменой V_n , V_p на V_n^T , V_p^T . При наличии поверхностной рекомбинации выражения для концентраций и тока также могут быть найдены из решения системы уравнений, следующей из граничных условий (1) и соотношений, полученных интегрированием уравнений непрерывности для электронов и дырок методом перевала аналогично [1]. Решение достаточно громоздко, однако в частном случае, когда $n_0 \gg p_0$, $p_d \gg n_d$ и, следовательно, $q_s(0) = s_p p_0$, $q_s(d) = s_n n_d$, оно упрощается и имеет вид

$$n_0 = \frac{I_i}{V_n^T} \left(1 - \frac{s_p}{V_\Sigma^p} \frac{\alpha l_E^0}{1 + \alpha l_E^0} \right) + \left(1 + \frac{v_{dr}^n}{V_\Sigma^n} \right) n_0^{eq} - \frac{s_p}{V_\Sigma^p} p_0^{eq}, \quad (3)$$

$$V_\Sigma^p = s_p + v_{dr}^p + V_p^T, \quad V_\Sigma^n = s_n + v_{dr}^n + V_n^T, \quad (4)$$

$$v_{dr}^p \equiv \mu_p E_0, \quad v_{dr}^n \equiv \mu_n E_d, \quad l_E^0 = kT/eE_0, \quad (5)$$

$$n_d = \frac{V_n^T}{V_\Sigma^n} n_0^{eq}, \quad (6)$$

$$p_0 = \frac{I_i}{V_\Sigma^p} \frac{\alpha l_E^0}{1 + \alpha l_E^0} + \frac{V_p^T}{V_\Sigma^p} p_0^{eq}, \quad (7)$$

$$p_d = \frac{I_i}{V_p^T} \left(1 - \frac{s_p + V_p^T}{V_\Sigma^p} \frac{\alpha l_E^0}{1 + \alpha l_E^0} \right) + \left(1 + \frac{v_{dr}^p}{V_\Sigma^p} \right) p_0^{eq} - \frac{s_n}{V_\Sigma^n} n_0^{eq}. \quad (8)$$

Полный ток через структуру

$$j = eI_i \left(1 - \frac{s_p + V_p^T}{V_\Sigma^p} \frac{\alpha l_E^0}{1 + \alpha l_E^0} \right) + j_0, \quad (9)$$

$$j_0 = ev_{dr}^p p_0^{eq} \frac{V_p^T}{V_\Sigma^p} + ev_{dr}^n n_0^{eq} \frac{V_n^T}{V_\Sigma^n}. \quad (10)$$

Формулы (3)–(10) описывают:

— аккумуляцию носителей у электродов противоположного знака при уменьшении прозрачности — $n_0 \sim 1/V_n^T$, $p_d \sim 1/V_p^T$;

— независимость от прозрачности концентрации дырок у анода p_0 при малых прозрачностях;

— разнообразную, в общем случае немонотонную зависимость тока от прозрачности, которая определяется соотношением фототока и тока равновесных электронов и дырок j_0 , определяемого через p_0^{eq} , n_0^{eq} величиной φ_{Bn} ; при этом, если скорости обмена намного меньше дрейфовых скоростей и $j_0 \ll I_i$, ток весьма слабо зависит от прозрачности.

Последний результат связан с тем, что при малых прозрачностях диффузионный поток фотогенерированных дырок к аноду стремится к нулю, и в структуре при отсутствии объемной рекомбинации происходит полное разделение зарядов, т.е. квантовый выход близок к 1. Постоянный поток дырок через границу полупроводник–диэлектрик при уменьшении прозрачности поддерживается за счет увеличения градиента дырочной концентрации вблизи катода из-за накопления дырок в слое толщиной несколько единиц l_E (рис. 5).

Следует отметить, что в формулах (3)–(10) нельзя устремлять значения прозрачностей к нулю, так как в этом случае (как было показано в разд. 3) вблизи электродов из-за аккумуляции носителей имеют место резкие изменения поля в слоях толщиной несколько l_E . Последнее нарушает условия гладкого изменения поля вблизи границ, при которых были выведены эти соотношения.

Следует также отметить, что поверхностная рекомбинация не ограничивает рост концентраций n_0 и p_d при уменьшении прозрачности границ. Это объясняется значительным отличием электронной и дырочной концентраций вблизи электродов при больших смещениях — $n_0 \gg p_0$, $p_d \gg n_d$. Заметим, что формулы (3)–(10) при s_n , s_p не равных нулю имеют ограниченную применимость, поскольку они выведены для частного вида q_s , следующего из вышеприведенных неравенств.

4.2. Дадим аналитическое описание физической картины в случае достаточно малых прозрачностей, когда $\Delta E/E_e \gg 1$. Разобьем полупроводник на четыре характерных области. Вблизи анода расположена область сильного поля, где выполняется условие $n \gg p$. Далее располагается область, в которой поле порядка E_e , однако еще существенно генерация носителей. В глубине располагается дрейфовая область, где $p \gg n$ и $pE = \text{const}$. Вблизи катода снова расположена область сильного поля, где $p \gg n$.

4.2.1. В области 1 плотность объемного заряда в уравнении Пуассона зависит только от электронной концентрации. Распределение последней квазиравновесно $n = n_0 e^\psi$ ($\psi = e\varphi/kT$), что следует из условия $q_n(x) = -D_n dn/dx - \mu_n En = 0$, поскольку при

сильных полях и больших градиентах концентраций дрейфовая и диффузионная составляющая намного больше полного потока. В этом приближении, использовавшимся еще Моттом и Герни [14] для определения поля вблизи контакта металл-изолятор, уравнение для потенциала имеет вид

$$d^2\psi/d\xi^2 = e^\psi, \quad (11)$$

где $\xi = x/L_D^n$ — расстояние от поверхности, нормированное на дебаевский радиус, определенный через поверхностную электронную концентрацию n_0 . В случае, когда поле в глубине намного меньше, чем у поверхности (т.е. если при $\xi \gg 1$ выполняется $d\psi/d\xi \ll 1$, $\psi < 0$ и $|\psi| \gg 1$), решения для потенциала, поля и концентраций имеют вид

$$\psi(\xi) = -2 \ln \left(1 + \frac{\xi}{\sqrt{2}} \right), \quad (12)$$

$$E(x) = \frac{kT}{eL_D^n} \frac{\sqrt{2}}{1 + \frac{x}{\sqrt{2}L_D^n}} = \frac{E_0}{1 + \frac{x}{\sqrt{2}L_D^n}}, \quad (13)$$

$$n(x) = \frac{n_0}{\left(1 + \frac{x}{\sqrt{2}L_D^n} \right)^2}. \quad (14)$$

Из (13) и (14) следует весьма интересное равенство

$$\frac{\varepsilon E^2(x)}{8\pi} = kTn(x), \quad (15)$$

согласно которому в области 1 давление электрического поля и электронного газа уравниваются друг друга.

Решения (12)–(14) полностью определены, если известно значение n_0 . С хорошим приближением величина n_0 может быть определена из соотношений $q_n(d) - q_n(0) = I_i$ и $q_n(0) = -V_n^T(n_0 - n_0^{eq}) - s_p p_0$. Если $q_n(d) - V_n^T n_0^{eq} + s_p p_0 \ll I_i$, то $n_0 = I_i/V_n^T$. Заметим также, что введенная ранее характерная полевая длина $l_E^0 = kT/eE_0$ в рассматриваемом здесь случае равна $L_D^n/\sqrt{2}$. Оценим ширину δ^+ области 1, определив ее условием $E(\delta^+) = E_e$. Из выражения (13) получаем

$$\delta^+ = 2kT/(eE_e) - \sqrt{2}L_D^n \approx 2kT/(eE_e). \quad (16)$$

4.2.2. В области сильного поля вблизи катода ($d - \delta^- \leq x \leq d$, $\delta^- \simeq \delta^+$), где $p \gg n$, справедливы те же соображения, что и в области 1, с той разницей, что нормировка расстояния $d-x$ производится на дебаевскую длину $L_D^p = [\varepsilon kT/(4\pi e^2 p_d)]^{1/2}$, содержащую концентрацию p_d . Решение в этой области имеет вид, аналогичный (12)–(14) с заменой ψ на $\psi_d - \psi$, координаты x на $d - x$, концентрации p на n и индекса 0 на d . В этой области выполняется равенство давлений дырочного газа и поля, аналогичное (15). Величина p_d , входящая в L_D^p , определена равенством $p_d = I_i/V_p^T$, если $|q_p(0) + V_p^T p_d^{eq} - s_n n_d| \ll I_i$.

4.2.3. В дрейфовой области ($x_n \leq x \leq x_p$, $x_n \simeq 3\alpha^{-1}$, $x_p \simeq d - \delta^-$) выполняются условия $p \gg n$, $q_p = \mu_p p E = \text{const}$, так что

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e}{\varepsilon} p(x) = \frac{4\pi e q_p}{\varepsilon \mu_p E}. \quad (17)$$

Интегрируя (17), получим для величины $\tilde{E} = E(x)/E_e$ выражение

$$\tilde{E}(X) = \left(\tilde{E}(X_p) + a(X - X_p) \right)^{1/2}, \quad a = 2q_p/I_*, \quad (18)$$

$$X_p = x_p/d, \quad I_* = \frac{\varepsilon \mu_p V^2}{4\pi e d^3}.$$

Интегрируя (18) по промежутку (X_n, X_p) , получим для падения напряжения V_{sd} в дрейфовой области полупроводника

$$\frac{V_{sd}}{V} = \frac{2\tilde{E}^3(X_p)}{3a} \left\{ 1 - \left[1 - \frac{a}{\tilde{E}^2(X_p)} (X_p - X_n) \right]^{3/2} \right\}. \quad (19)$$

При $a \ll 1$ (что означает $I_i \ll I_*/2$) это дает

$$\tilde{E}(X_p) = \frac{V_{sd}}{V(X_p - X_n)} \left[1 + \frac{a}{4} (X_p - X_n)^3 \frac{V^2}{V_{sd}^2} \right]. \quad (20)$$

Аналогичное выражение получается для $\tilde{E}(X_n)$, однако второе слагаемое в квадратных скобках берется со знаком минус. Заметим, что из (18) и (19) следует, что при $X_n \simeq 0$, $X_p \simeq 1$, $V_{sd} \simeq V$ поле $\tilde{E}(X_n)$ уменьшается до 0, а $\tilde{E}(X_p) \simeq 3/2$, когда $q_p = 9/8I_*$. Это означает, что внутри дрейфовой области зависимость поля от интенсивности качественно такая же, как и для МПМ структуры с высокой скоростью обмена носителями.

Полученные в 4.2.1–4.2.3 формулы полностью определяют распределение поля и потенциала в структуре, что позволяет определить распределение концентраций носителей и ток.

4.2.4. Интегрируя выражение для q_p и действуя аналогично [1], получим при $p_0 \exp(\psi_d) \ll p_0$ соотношение

$$p_0 = \frac{1}{D_p} \int_0^d q_p(x) e^{\psi(x)} dx = \frac{1}{D_p} \frac{V_p^T p_0^{eq} I_1 + I_i (I_1 - I_2)}{1 + \frac{V_p^T + s_p}{D_p} I_1}, \quad (21)$$

где

$$I_1 = \int_0^d \exp(\psi(x)) dx, \quad I_2 = \int_0^d \exp(\psi(x) - \alpha x) dx. \quad (22)$$

При выводе второго выражения в правой части (21) использовался интеграл уравнения непрерывности для дырок $q_p(x) = q_p(0) + I_i(1 - e^{-\alpha x})$ и граничное условие $q_p(0) = -V_p^T(p_0 - p_0^{eq}) - s_p p_0$.

Разбивая область интегрирования на область сильного поля вблизи анода $0 \leq x \leq \delta^+$ и остальную часть структуры $\delta^+ \leq x \leq d$ и используя метод перевала, получим с точностью до членов порядка $(n(\delta^+)/n_0)^{1/2}$

$$p_0 = \frac{I_i \alpha l_E^0 (-\psi_+ - 2\alpha\delta^+) + V_p^T p_0^{eq}}{s_p + V_p^T + v_{dr}^p/2}. \quad (23)$$

Из (23) видно, что поверхностная концентрация фотогенерированных дырок есть произведение трех сомножителей. Первый — плотность потока фотонов, деленная на скорость ухода дырок с поверхности. Второй учитывает уменьшение концентрации из-за того, что не все прогенерированные на длине α^{-1} дырки преодолевают энергетический барьер с характерным полем E_0 . Последний множитель учитывает неоднородность электрического поля в области шириной δ^+ , которая дает основной вклад в дырочный поток к аноду.

Сделаем численные оценки характерных величин. Рассмотрим следующие исходные параметры: $I_i = 10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, $T_n = T_p = 10^{-9}$, $V_p^T = 6 \cdot 10^{-3} \text{ см/с}$, $V_n^T = 8.5 \cdot 10^{-3} \text{ см/с}$, $s_p = s_n = 10^7 \text{ см/с}$, $\varphi_{Bn} = 0.71 \text{ В}$, $p_0^{eq} = 2.5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$, $E_e = 2 \cdot 10^3 \text{ В/см}$, $\alpha = 10^4 \text{ см}^{-1}$.

Тогда $n_0 = 1.2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $L_D^n = 1.2 \cdot 10^{-6} \text{ см}$, $\delta^+ = 2.4 \cdot 10^{-5} \text{ см}$, $n(\delta^+)/n_0 = 1/252$, $E_0/E_e = 15.9$, $E_0 = 3.2 \cdot 10^4 \text{ В/см}$, $p_0 = 3.8 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$, $-\psi_+ = 5.52$, $\alpha l_E^0 = 0.008$. При принятых значениях φ_{Bn} относительный вклад слагаемого, содержащего p_0^{eq} в выражении (23), порядка 10^{-9} .

Итак, в рассматриваемых условиях ($T_{n,p} \simeq 10^{-9}$, $I_i = 10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$) вблизи анода в слое толщиной $\simeq 100 \text{ \AA}$ создается электронная концентрация $\simeq 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Это приводит к значениям поля, на порядок превышающим внешнее, но недостаточным для создания заметных падений напряжения на пленке. Физическая картина в приэлектродных слоях напоминает явления в области сильных полей стандартно легированных полупроводников (n - s - или p - n -структур), однако в рассмотренном случае происходит обогащение, а не обеднение носителями этих слоев. Дальнейшее уменьшение прозрачности выводит анализ за рамки принятой модели в силу появления больших плотностей носителей у электродов и характерных длин, сравнимых с длиной свободного пробега носителей. В этой области параметров газ носителей становится двумерной системой.

4.2.5. Для нахождения плотности тока используем выражение $j/e = q_p(0) - q_n(0) = I_i + q_p(0) - q_n(d)$, где поток $q_p(0) = -V_p^T(p_0 - p_0^{eq}) - s_p p_0$ определяется концентрацией p_0 (формула (23)), а электронный поток $q_n(d) = -V_n^T(n_d - n_d^{eq}) + s_n n_d$ зависит от концентрации n_d , которая вычисляется аналогично p_0 . Окончательно находим

$$j/e = I_i \left[1 - \frac{\alpha l_E^0 (s_p + V_p^T)(-\psi_+ - 2\alpha\delta^+)}{s_p + V_p^T + v_{dr}^p/2} \right] + j_0/e, \quad (24)$$

$$j_0/e = \frac{V_p^T v_{dr}^p p_0^{eq}}{2(s_p + V_p^T + v_{dr}^p/2)} + \frac{V_n^T v_{dr}^n n_0^{eq}}{2(s_n + V_n^T + v_{dr}^n/2)}. \quad (25)$$

Выражение (24) содержит два различных слагаемых — фототок и ток тепловой генерации j_0 . Фототок примерно пропорционален I_i и с уменьшением прозрачности слабо растет, стремясь к eI_i . Это означает, что возникающее у анода поле полностью препятствует диффузии дырок к аноду. Видно также, что поверхностная рекомбинация мало влияет на фототок, что связано с тем, что $n_0 \gg p_0$. Зависимость от внешнего напряжения фототока учитывается через величину ψ_+ ($-\psi_+ = 2 \ln(E_0 d/V)$). С уменьшением напряжения ток уменьшается, однако использовать формулу (24) для малых V не следует, так как нарушаются условия, при которых она выведена.

Ток тепловой генерации j_0 в отличие от фототока примерно пропорционален прозрачности и его вклад в полный ток определяется в основном величиной барьера φ_{Bn} . В рассмотренном выше численном примере ($\varphi_{Bn} = 0.71 \text{ В}$) ток j_0 был несуществен. Отметим, что поверхностная рекомбинация может существенно снизить величину j_0 и что последний зависит от I_i через дрейфовые скорости носителей.

5. Обсуждение результатов

Следует указать на одно существенное отличие зависимости ток-интенсивность при малых изменениях поля (9) от аналогичной зависимости (24) в случае сильных изменений поля вблизи электродов. В первом случае при интенсивностях, превосходящих характерное значение I_* , экранировка значительной части внешнего поля фотогенерированными дырками уменьшает поле у анода E_0 , что дает сублинейную зависимость $j(I_i)$ [1]. Во втором вблизи анода преобладают аккумуляционные эффекты, $E_0 > E_e$, и зависимость $j(I_i)$ почти линейна. Какова будет зависимость $j(I_i)$ для структур с различной туннельной прозрачностью границы раздела? Можно предположить, что вид функции $j(I_i)$ определяется конкуренцией между упомянутыми двумя процессами, т. е. зависит от соотношения между интенсивностью I_* [1], определяющей нижнюю границу значимости эффектов экранирования, и интенсивностью I_E , определяющей область существования аккумуляционных эффектов. В случае $I_E \gtrsim I_*$ с ростом интенсивности освещения сначала появляется сублинейный участок зависимости $j(I_i)$, а затем в области сильных изменений поля вблизи границ полупроводника функция $j(I_i)$ снова становится линейной. В противоположном случае $I_E < I_*$ режим насыщения не реализуется, и зависимость $j(I_i)$ остается линейной, лишь увеличивая наклон. Грубую оценку интенсивности I_E можно получить интегрированием уравнения Пуассона в пределах области шириной δ^+ . Полагая, что изменение поля в этом слое составляет ξ -долю от

E_e , концентрация $n_0 = I_i/V_n^T \gg n(\delta^+)$, толщина $\delta^+ = 2l_E^e$, получаем с использованием формулы трапеций выражение $4\pi en_0 l_E^e/\varepsilon = \xi E_e$, из которого следует

$$I_E = \xi \frac{\varepsilon E_e^2 V_n}{4\pi kT} T_n. \quad (26)$$

При $E_e = 2 \cdot 10^3$ В/см, $\xi = 0.1$, $V_n = 8.5 \cdot 10^6$ см/с и $T_n = 10^{-6}$ получаем $I_E = 10^{15}$ см $^{-2} \cdot$ с $^{-1}$, что хорошо согласуется с результатом численного расчета. С учетом выражений (18) и (26) для I_* и I_E условие $I_E \gtrsim I_*$ переходит в

$$T_n \gtrsim \frac{\varepsilon}{4\pi\xi} \frac{D_p}{dV_p}, \quad (27)$$

что означает, что структуры с большими туннельными прозрачностями границ имеют сублинейный участок в зависимости $j(I_i)$.

Появление вблизи электродов областей повышенной плотности объемного заряда является характерной особенностью сильно смещенных освещаемых высокоомных МДПДМ структур. Возникает естественный вопрос — какие процессы замедлят рост концентраций и поля вблизи границ полупроводника. По нашему мнению, таким процессом является инжекция носителей из металла в результате значительного падения напряжения на пленке, снижающего потенциальный барьер, преодолеваемый туннелирующей частицей, при попадании в соответствующую зону полупроводника. В частности, в диэлектрике толщиной $d_i = 30$ Å при поле $E_i = (\varepsilon_s/\varepsilon_i)E_0 \simeq 3 \cdot 10^5$ В/см значение $V_i = 0.1$ В. Данный эффект приводит к увеличению значений p_0 и n_d , дополнительному инжекционному току и усилению рекомбинации носителей (через уровень на поверхности), что замедлит рост значений n_0 , p_d и E_0 , E_d . Величина дырочного тока может быть вычислена из (25) при замене p_0^{eq} на $p_0^{eq} \exp(eV_i^0/kT)$. Для оценки области параметров, в которой инжекция дырок с анода становится существенной, приравняем ток j_0 к значению ξE_i ($\xi \gtrsim 0.1$). Пренебрегая электронной компонентой тока j_0 , приходим к уравнению для безразмерного напряжения $\psi = eV_i^0/kT$

$$e^\psi = \gamma\beta\psi^2, \quad \gamma = \frac{\varepsilon_i^2}{8\pi\varepsilon_s} \frac{V_n^T}{V_p^T} \frac{kT}{e^2 d_i^2 p_0^{eq}}, \quad \beta = \xi(1 + 2s_p/v_{dr}^p), \quad (28)$$

Для $\gamma\beta \gg 1$ приближенное решение (28) имеет вид

$$\psi \simeq \ln(\gamma\beta)(1 + 2 \ln \ln(\gamma\beta)/(\ln(\gamma\beta) - 2)). \quad (29)$$

Для $\varphi_{Bn} = 1$ В, $d_i = 30$ Å, $\varepsilon_s = 10.9$, $\varepsilon_i = 3$, $V_n^T/V_p^T = 1.4$, $T = 300$ К, $\xi = 0.1$, $\beta = 0.2$ получим $\gamma = 4.7 \cdot 10^6$, $\psi = 17.2$, $V_i^0 = 0.44$ В, $E_i = 1.5 \cdot 10^6$ В/см, $E_0 = 4 \cdot 10^5$ В/см.

Из (28) следует, что режим инжекции наступает при меньших значениях V_i^0 для больших значений φ_{Bn} и меньших температур.

Список литературы

- [1] П.Г. Кашерининов, Б.И. Резников, Г.В. Царенков. ФТП, **26**, 1480 (1992).
- [2] Б.И. Резников, Г.В. Царенков. ФТП, **27**, 1262 (1993).
- [3] Б.И. Резников, Г.В. Царенков. ФТП, **28**, 242 (1994).
- [4] Б.И. Резников, Г.В. Царенков. ФТП, **28**, 867 (1994).
- [5] Б.И. Резников, Г.В. Царенков. ФТП, **28**, 1788 (1994).
- [6] Б.И. Резников, Г.В. Царенков. ФТП, **29**, 1430 (1995).
- [7] Б.И. Резников, Г.В. Царенков. ФТП, **29**, 2189 (1995).
- [8] M.A. Green, J. Shewchun. Sol. St. Electron., **17**, 349 (1974).
- [9] А.А. Саченко, О.В. Снитко. *Фотоэффекты в приповерхностных слоях полупроводников* (Киев, Наук. думка, 1984).
- [10] Б.И. Резников, Г.В. Царенков. ФТП, **25**, 1922 (1991).
- [11] В.И. Стриха. *Теоретические основы работы контакта металл–полупроводник* (Киев, Наук. думка, 1974) с. 36.
- [12] J.G. Simmons, G.W. Taylor. Sol. St. Electron., **29**, 287 (1986).
- [13] А.А. Гуткин, В.Е. Седов. ФТП, **10**, 1589 (1976).
- [14] Н. Мотт, Р. Герни. *Электронные процессы в ионных кристаллах* (М., ИИЛ, 1950) с. 194.

Редактор В.В. Чалдышев

Carrier Accumulation and Strong Electric Fields Near the Electrodes in the Illuminated High-resistivity MISIM Structures

B.I. Reznikov, G.V. Tsarenkov

A.F. Ioffe Physical-technical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russian

Abstract Effect of the dielectric layer tunnel transparency $T_{n,p}$ on electric field distribution and the current-intensity dependence in a strongly biased pure high-resistivity metal–insulator–semiconductor–insulator–metal structure (MISIM) has been examined.

It has been shown that with decreasing $T_{n,p}$ carriers accumulate near the opposite sign electrodes and their density rises sharply in layers of the order of $l_E = kT/eE_e$ ($E_e = V/d$) in thickness. A region of parameters has been determined where accumulation effects are so high that electric field near the electrodes significantly rises and exceeds noticeably the mean field.

The current–transparency dependence is determined by Schottky barrier. At moderate fields, if photocurrent is much higher than the dark one, the current density rises slightly with decreasing $T_{n,p}$ and tends to the maximum value eI_i . At strong fields current rises sharply due to carrier injection through the lowered potential barrier.

E-mail: reznikov@numer.ioffe.rssi.ru (Резников Б.И.)