

## О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ВЫСОКООМНЫХ СИЛЬНО СМЕЩЕННЫХ МДПДМ СТРУКТУРАХ

© Б.И. Резников

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия  
(Получена 19 июля 1995 г. Принята к печати 12 января 1996 г.)

Теоретически исследовано распределение электрического поля  $E(x)$  в высокоомной сильно смещенной структуре. Определены условия, при которых профиль  $E(x)$  имеет положительную кривизну в катодной части  $d^2 E/dx^2 > 0$  и качественно согласуется с экспериментом. Показано что в чистых кристаллах, где объемный заряд примеси пренебрежимо мал, или при наличии глубокой примеси, являющейся уровнем прилипания для дырок, профиль с  $d^2 E/dx^2 > 0$  возможен только при отрицательной дифференциальной подвижности для дырок  $d\mu_p \cdot E/dE < 0$ . При  $d\mu_p \cdot E/dE \geq 0$  неравенство  $d^2 E/dx^2 > 0$  имеет место только, когда объемный заряд в структуре (степень заполнения глубокой примеси электронами) чувствителен к электронной концентрации. Получены аналитические зависимости поля в этом случае и показано, что основные особенности распределений поля могут быть получены в дрейфовом приближении.

### Введение

Изучение фотоэффекта в структурах металл-полупроводник-металл (МПМ) насчитывает продолжительную историю, однако измерение электрических полей с помощью оптических методов проведено лишь совсем недавно. Исследования, выполненные на высокоомных сильно смещенных структурах [1,2], выявили ряд качественных особенностей в распределении поля, в частности рост поля в катодной части толщи с «ускорением», т.е. положительную кривизну профиля электрического поля  $d^2 E/dx^2 > 0$ . Такой вид функции  $E(x)$  не согласуется с результатами дрейфовой монополярной модели, дающей корневую зависимость поля от координаты [3,4]. Возникает ряд вопросов. Возможны ли такие распределения в чистых кристаллах, не содержащих заметного количества глубокой примеси (авторы [1,2] утверждают, что концентрация примесных уровней в материале не превосходит  $10^{12} \text{ см}^{-3}$ )? Какое свойство структур и какой физический процесс

определяет положительную кривизну поля? При каких условиях появляются такие зависимости  $E(x)$ ? Цель настоящей работы — рассмотреть ряд частных моделей и определить вид  $E(x)$ , связав его с характерными особенностями модели, а также найти условия, при которых  $d^2 E/dx^2 > 0$ .

## 2. Аналитическое рассмотрение

2.1. *Распределение поля в чистых кристаллах.* Следуя условиям эксперимента, описанного в [1,2], рассмотрим симметричную МПМ структуру  $0 \leq x \leq d$  с концентрацией равновесных дырок в толще  $p_*$ , на полупрозрачный анод ( $x = 0$ ) которой падает монохроматический световой поток. К структуре приложено напряжение  $V$ . Постановка задачи для чистого кристалла и для структуры с глубокими примесями изложена в [5,6]. Распределения электрического поля  $E(x)$  и концентраций электронов  $n(x)$  и дырок  $p(x)$  находятся из системы транспортных уравнений совместно с уравнением Пуассона. Потoki носителей  $q_{n,p}$  в диффузионно-дрейфовом приближении имеют стандартный вид. Для высокоомной, сильно смещенной, освещаемой с анода структуры в толще полупроводника выполняются неравенства  $p \gg n$ ,  $|q_p| \gg |q_n|$ , и вне слоя генерации  $\delta_g \sim 3\alpha^{-1}$  величина  $q_p$  постоянна. Из выражения для  $q_p = -D_p dp/dx + p\mu_p E$  следует, что диффузионный и дрейфовый потоки сравнимы в слое толщиной  $\delta = D_p/\mu_p E = kT/eE$  (вторая половина равенства имеет место, когда  $D_p, \mu_p$  удовлетворяют соотношению Эйнштейна). Вне этого слоя существенна лишь дрейфовая часть тока. Таким образом, в толще сильно смещенных высокоомных структур распределение поля определяется упрощенной системой уравнений, совпадающей по виду с системой, описывающей монополярную дрейфовую модель [3,4]

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e}{\epsilon} p, \quad (1)$$

$$p\mu_p E = j/e = \text{const}. \quad (2)$$

Из этой простой системы видно, что возрастание поля с ускорением  $d^2 E/dx^2 > 0$ , наблюдаемое в катодной части структуры в эксперименте [1,2], возможно только если  $v = \mu_p E$  убывает с ростом поля. В противном случае, например  $\mu_p = \text{const}$  или  $\lim_{E \rightarrow \infty} \mu_p E = v_s$ , поле растет при  $d^2 E/dx^2 \leq 0$ .

При произвольной зависимости  $\mu_p(E)$  решение системы (1), (2) имеет вид

$$\int_{E_0}^E \mu_p(E) E dE = \frac{4\pi}{\epsilon} j x. \quad (3)$$

Если использовать, например, зависимость  $\mu_p(E)$ , аналогичную принятой в работе [7]

$$\mu_p = \frac{\mu_0}{\sqrt{1 + (\mu_0 E/v_s)^2}}, \quad (4)$$

то выражение (3) примет вид

$$\xi = \sqrt{\left(\frac{4\pi\mu_0 j}{v_s^2 \varepsilon} x\right)^2 - 1}, \quad \xi = \mu_0 E / v_s. \quad (5)$$

При записи (5) считалось, что  $\xi_0 = \mu_0 E_0 / v_s \ll 1$ . Из (5) для малых  $\xi \ll 1$  (т.е.  $\mu_p = \text{const}$ ) следует решение, полученное еще в монографиях [3] и [4]

$$E = \sqrt{\frac{8\pi j}{\varepsilon\mu_0}} x. \quad (6)$$

Для сильных полей ( $\xi \geq 2$ ), как следует из (5), поле зависит от координаты по закону, близкому к линейному.

Получим условие положительности  $d^2 E / dx^2$  более строго. Из (1) и (2) следует

$$\frac{d^2 E}{dx^2} \sim -\frac{dE/dx}{(\mu_p E)^2} \frac{d(\mu_p E)}{dE}. \quad (7)$$

При  $dE/dx > 0$  величина  $d^2 E / dx^2$  положительна только при  $d\mu_p E / dE < 0$ . Это означает, что для высокоомной сильно смещенной структуры, не содержащей глубокой примеси, поле имеет положительную кривизну только при наличии отрицательной дифференциальной подвижности для дырок.

Измерения для CdTe и для GaAs показали, что отрицательная дифференциальная подвижность  $d\mu E / dE < 0$  наблюдается лишь для электронов [8]. При этом максимум дрейфовой скорости электронов при  $T = 300$  К достигается при поле 15 кВ/см, значительно превосходящем наибольшие значения полей, измеренные в эксперименте [1,2]. Дрейфовая скорость дырок в CdTe монотонно растет (данные приведены вплоть до  $E = 80$  кВ/см), и условие  $d\mu_p E / dE < 0$  вообще не выполняется. Поскольку при смене полярности напряжения вид зависимости  $|E(x)|$  сохраняется [1,2], форма распределения  $E(x)$ , наблюдаемая в эксперименте, не связана с законом изменения подвижности носителей в сильном поле, и в чистых кристаллах поле в катодной части растет с отрицательной кривизной.

2.2. *Распределение поля в кристаллах с глубокими примесями.* При наличии примеси поведение  $E(x)$  определяется ее свойствами. Если сечение захвата дырок на примесь  $\sigma_p$  больше или примерно равно сечению захвата электронов  $\sigma_n$ , так что  $\alpha_n n \ll \alpha_p p_1$ ,  $\alpha_n (n + n_1) \ll \alpha_p (p + p_1)$ , то степень заполнения примеси — функция только дырочной концентрации

$$f = \frac{p_1}{p + p_1}, \quad (8)$$

т.е. примесь проявляет себя как уровень прилипания для дырок [6]. Здесь  $\alpha_{n,p} = \langle \sigma_{n,p} v_{n,p} \rangle$ ,  $v_{n,p}$  — тепловые скорости электронов и дырок,  $p_1 = \exp[-(E_g - \varepsilon_t) / kT]$ ,  $\varepsilon_t = E_t - E_c$  — глубина залегания примесного

уровня. Из уравнения Пуассона, включающего объемный заряд примеси [6], получаем

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e}{\varepsilon}(p - p_*) \left[ 1 + \frac{N_t f_*}{p + p_1} \right], \quad f_* = \frac{p_1}{p_* + p_1}, \quad (9)$$

откуда следует, что

$$\frac{d^2 E}{dx^2} = \frac{4\pi e}{\varepsilon} \frac{dp}{dx} \left[ 1 + \frac{N_t f}{p + p_1} \right] \sim -\frac{d\mu_p E}{dx} \frac{dE}{dx}. \quad (10)$$

Из (10) видно, что знак  $d^2 E/dx^2$  совпадает со знаком  $dp/dx$ , и если  $v = \mu_p E$  не убывает, то распределение  $E(x)$  растет с отрицательной кривизной. Таким образом, и в этом случае, как и для чистого кристалла, условием возрастания  $E(x)$  с ускорением является наличие отрицательной дифференциальной подвижности для дырок.

Иная ситуация возникает, когда сечение захвата электронов на примесь велико и намного превосходит сечение захвата для дырок. В этом случае степень заполнения глубокой примеси и ее объемный заряд чувствительны к изменению электронной концентрации, несмотря на ее малость. Данный случай численно и аналитически исследовался в [9] для случая максимальных (тепловых) скоростей обмена носителями через границы полупроводника. Мы получим распределение поля в катодной части толщ при пониженной туннельной прозрачности диэлектрического слоя на границе. Из численных расчетов полной системы уравнений, проведенных в работе [9], следует, что при  $\sigma_n \gg \sigma_p$  в этой области полупроводника имеют место соотношения  $n \ll n_1$ ,  $N_t |f - f_*| \gg |p - p_* - n - n_*|$ ,  $|D_n dn/dx| \ll n\mu_n E$ , и  $p \approx p_*$ . Уравнение непрерывности для электронов и уравнение Пуассона принимают вид

$$\frac{dn \tilde{E}}{dx} = \frac{n - n_*}{l}, \quad (11)$$

$$\frac{d\tilde{E}}{dx} = -\frac{n - n_*(1 - f_*)}{l E n_*}, \quad (12)$$

где  $\tilde{E} = E/E_e$ ,  $E_e = V/d$ , а характерные масштабы  $l$  и  $l_E$  равны

$$l = v_n^{dr} \tau_R, \quad v_n^{dr} = \mu_n E_e, \quad \tau_R = \tau_n \left( 1 + \frac{\alpha_n n_1}{\alpha_p p_*} + \frac{p_1}{p_*} \right),$$

$$\tau_n = (N_t \alpha_n)^{-1}, \quad l_E = \frac{\varepsilon E_e}{4\pi e n_*} p_* \alpha_p \tau_R. \quad (13)$$

Здесь  $\tau_R$  — характерное время рекомбинации электронов в катодной части сильно смещенной структуры ( $p \approx p_*$ ,  $n \ll n_1$ ).

Наиболее прост для анализа случай, когда в катодной части толщ поле  $\tilde{E}$  меняется значительно медленнее электронной концентрации. В этом случае интегрирование системы (11), (12) дает [9]

$$n = n_* - (n_* - n_d) \exp[-(d - x)/l], \quad (14)$$

$$\tilde{E} = \bar{E}(d) - \frac{n_* - n_d}{n_*} \frac{l}{l_E} \left\{ 1 - \exp \left[ -\frac{(d-x)}{l} \right] \right\}. \quad (15)$$

Из (14) и (15) следует, что

- возрастание  $\tilde{E}$  при положительной кривизне имеет место, когда  $n_* > n_d$ ,
- скорость изменения поля определяется дрейфовой длиной электронов  $l$  и отношением  $l/l_E$ .

Используя подход, развитый в [5], можно показать, что

$$n_d = (V_n^T/V_n^\Sigma)n_0^{eq}, \quad V_n^\Sigma = s_n + V_n^{dr} + V_n^T, \quad V_n^{dr} = \mu_n E_d, \quad (16)$$

где  $V_n^T = V_n T_n$  — скорость обмена электронами через границу полупроводника,  $V_n$  — скорость тепловой эмиссии, равная 1/4 тепловой скорости  $v_n$ ,  $T_n$  — туннельная прозрачность диэлектрического слоя, зависящая от толщины слоя и от высоты барьера для туннелирования электронов [10],  $s_n = \langle \sigma_n v_n \rangle N_s$  — скорость поверхностной рекомбинации, выраженная через сечение захвата электронов  $\sigma_n$  и поверхностную концентрацию уровней  $N_s$ . Из (16) следует, что при  $T_n \rightarrow 0$  значение  $n_d \ll n_0^{eq}$  и при достаточно малой туннельной прозрачности может стать много меньше величины  $n_*$ .

Условие положительности кривизны распределения  $E(x)$  с учетом определений  $n_0^{eq}$  и  $n_*$  принимает вид

$$e\varphi_{B_n} + kT \ln \frac{V_n^{dr} + s_n + V_n T_n}{V_n T_n} > e\varphi_{cr}, \quad (17)$$

где величина  $e\varphi_{cr}$  определена в [9]

$$e\varphi_{cr} = E_g - kT \ln(N_v/p_*). \quad (18)$$

При  $p_* = 10^9 \text{ см}^{-3}$ ,  $T = 300 \text{ К}$  величина  $e\varphi_{cr}$  составляет 0.923 эВ. При увеличении высоты барьера для электронов, снижении туннельной прозрачности диэлектрического слоя и уменьшении концентрации равновесных дырок  $p_*$  выполнимость условия (17) улучшается. Таким образом, профиль  $E(x)$  с положительной кривизной присущ высокоомным МДПДМ структурам с малой туннельной прозрачностью границ.

Более точное приближение учитывает изменение  $\tilde{E}$  в катодной части. Решение системы (11) и (12) (при  $f_* \ll 1$ ) доводится до квадратур и имеет вид

$$1 - y + \gamma \ln \frac{1 - \gamma}{y - \gamma} = \delta\xi, \quad (19)$$

$$y = \frac{E}{E_d}, \quad \delta\xi = \frac{d-x}{\tilde{E}_d L}, \quad L^{-1} = l^{-1} + l_E^{-1}, \quad \gamma = \frac{n_d/n_* + l_E/l}{1 + l_E/l}, \quad (20)$$

$$n/n_* = \frac{n_d/n_* + l_E/l}{y} - l_E/l. \quad (21)$$

Как видно из (19) и (20), поле  $E(x)$  и масштаб длины  $L$ , характеризующий его изменение в катодной части толщи, зависят от двух длин.

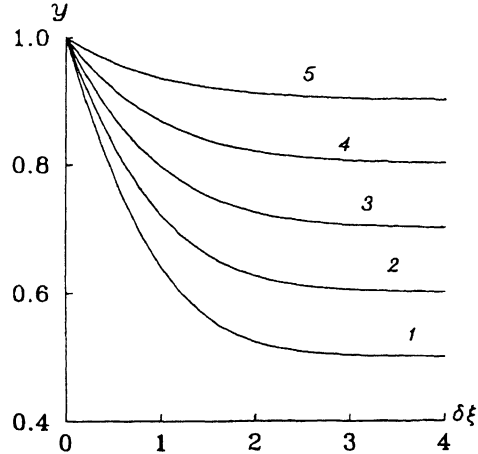


Рис. 1. Распределение электрического поля ( $y = E/E_d$ ) в катодной части структуры при различных отношениях  $l_E/l$ . Расстояние отсчитывается от катода и нормируется на  $\tilde{E}_d L$ . Значения  $\gamma$ : 1 — 0.5, 2 — 0.6, 3 — 0.7, 4 — 0.8, 5 — 0.9.

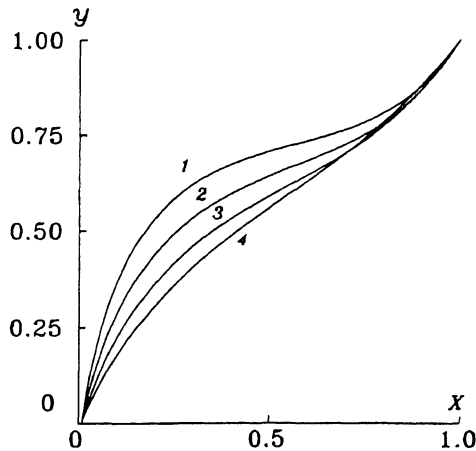


Рис. 2. Распределение электрического поля ( $y = E/E_d$ ) в структуре, рассчитанное в дрейфовом приближении при различных энергиях глубокой примеси  $\varepsilon_t$ , эВ: 1 — 0.79, 2 — 0.78, 3 — 0.77, 4 — 0.76;  $p_* = 10^8 \text{ см}^{-3}$ ,  $\sigma_n/\sigma_p = 10^3$ .

Первая ( $l$ ) отражает скорость изменения электронного потока из-за рекомбинации-генерации электронов через примесный уровень. Вторая ( $l_E$ ) описывает чувствительность поля к изменению объемного заряда примеси при уменьшении электронной концентрации. Из (19), (20) также следует, что если  $n_d < n_*$ , величина  $y > \gamma$ , и поле растет с положительной кривизной ( $d^2 E/dx^2 > 0$ ).

Вблизи катода при малых значениях  $\delta\xi \leq 0.2$  зависимость  $y(\delta\xi, \gamma)$  линеаризуется и переходит в  $y = 1 - \delta\xi(1 - \gamma)$  или

$$\bar{E} = \bar{E}_d - \frac{d-x}{l_E} (1 - n_d/n_*). \quad (22)$$

Таким образом, в области, где концентрации  $n$  и  $n_d$  много меньше  $n_*$ , остается единственный масштаб  $l_E$ , описывающий чувствительность поля к объемному заряду, при этом  $dE/dx = E_e/l_E$ . Выражение (22) получается непосредственно из (15) при  $(d-x)/l \ll 1$ .

При больших  $\delta\xi$ , удовлетворяющих условию  $\delta\xi \geq 1 + \gamma$ , величина  $y \rightarrow \gamma$  (т.е.  $E \rightarrow \gamma E_d$ ) по закону

$$y = \gamma + (1 - \gamma) \exp[(1 - \gamma - \delta\xi)/\gamma]. \quad (23)$$

В этой части толщи, в связи с близостью электронной концентрации к значению  $n_*$ , поле меняется существенно медленнее. В общем случае поведение распределения  $E(\delta\xi, \gamma)$ , следующее из (19), показано на рис. 1. На графике хорошо видны два участка изменения поля ( $\delta\xi \ll 1$  и  $\delta\xi > 1$ ) с разными характерными длинами, повторяющие закон его изменения, зафиксированный в эксперименте [1,2].

### 3. Дрейфовая модель

В предыдущем разделе мы получили аналитические решения для  $E(x)$ , справедливые в катодной части структуры. Использовался ряд упрощений, из которых наиболее существенным было предположение  $p \approx p_*$ , выполняющееся в области параметров, соответствующих условию  $d^2 E/dx^2 > 0$ . Было бы интересно получить решение во всей толще структуры, найти область параметров, соответствующую положительной кривизне распределения поля, и, варьируя параметры, проследить переход от профилей поля с отрицательной кривизной к распределению  $E(x)$  с положительной кривизной. Данная задача в полной постановке решалась в [9], причем варьировались как объемные параметры  $N_t$ ,  $\sigma_n/\sigma_p$ , так и поверхностный барьер  $\varphi_{B_n}$ , регулирующий граничную концентрацию электронов. Далее мы покажем, что все особенности распределений  $E(x)$  можно получить в упрощенной дрейфовой постановке, используя подходящие граничные условия. В толще  $x_0 < x < d - \delta_-$  ( $x_0 \ll d$  — граница области квазинейтральности вблизи анода,  $\delta_-$  — толщина диффузионного слоя у катода) с учетом неравенств  $n \ll p$ ,  $n \ll n_1$  система для определения концентраций  $n$ ,  $p$  и поля  $E$  имеет вид (см. [6,9])

$$\frac{dy}{dX} = a_1 \left\{ (P-1) \left( 1 + \frac{a_2}{P+a_3} \right) + \frac{n_*}{p_*} (1-\tilde{n}) \left( 1 + \frac{a_4}{P+a_3} \right) \right\}, \quad (24)$$

$$\frac{d\tilde{n}}{dX} = \left( a_5 \frac{P\tilde{n}-1}{P+a_3} - \tilde{n} \frac{dy}{dX} \right) \frac{1}{y}, \quad (25)$$

$$Py = P(d - \delta_-), \quad (26)$$

где

$$y = E/E_m, \quad E_m = E(d - \delta_-), \quad P = p/p_*, \quad \tilde{n} = n/n_*, \quad X = x/d,$$

$$a_1 = \frac{4\pi e p_* d}{\varepsilon E_m}, \quad a_2 = \frac{N_t f_*}{p_*}, \quad a_3 = \frac{p_1}{p_*} + \frac{\alpha_n}{\alpha_p} \frac{n_1}{p_*}, \quad (27)$$

$$a_4 = \frac{N_t}{p_*} \frac{\alpha_n}{\alpha_p} (1 - f_*), \quad a_5 = \frac{N_t \alpha_n d}{\mu_n E_m}.$$

Граничные условия следующие:

$$X = 1, \quad y = 1, \quad \tilde{n} = \tilde{n}_d \ll 1. \quad (28)$$

Система (24)–(26) содержит два неизвестных параметра —  $E_m$  и  $P(d - \delta_-)$ , выбор которых подчиняется дополнительным условиям:

$$y(X_0) \approx y_0 \ll 1, \quad \int_0^1 y dX = \frac{V/d}{E_m}. \quad (29)$$

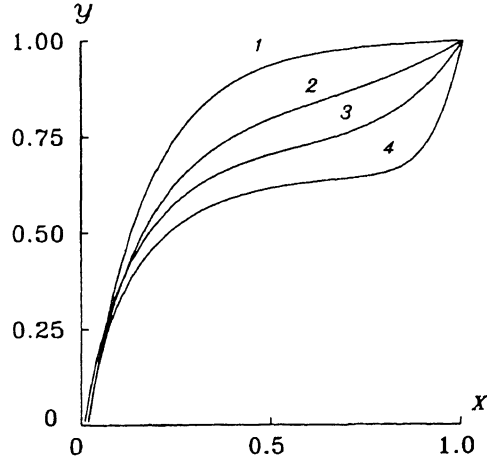


Рис. 3. Распределение электрического поля ( $y = E/E_d$ ) в структуре, рассчитанное в дрейфовом приближении при различных сечениях захвата электронов  $\sigma_n, 10^{-14} \text{ см}^2$ : 1 — 1, 2 — 5, 3 — 10, 4 — 50;  $\epsilon_t = 0.79 \text{ эВ}$ ,  $p_* = 10^8 \text{ см}^{-3}$ .

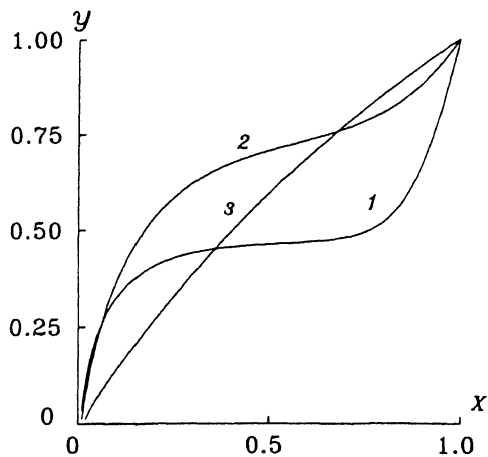


Рис. 4. Распределение электрического поля ( $y = E/E_d$ ) в структуре, рассчитанное в дрейфовом приближении при различных концентрациях равновесных дырок  $p_*, 10^8 \text{ см}^{-3}$ : 1 — 0.5, 2 — 1, 3 — 5;  $\epsilon_t = 0.79 \text{ эВ}$ ,  $\sigma_n/\sigma_p = 10^3$ .

Один из параметров —  $E_m$  — может быть назначен. В этом случае второе равенство (29) служит для определения напряжения на структуре. Нормировка поля на  $E_m$  и постановка граничных условий вблизи катода предпочтительней, так как при этом жестко не фиксируются детали распределения поля в области вблизи анода. При численных расчетах полагалось  $X_0 = 10^{-2}$ ,  $y_0 = 10^{-2}$ ,  $\tilde{n}_d = 0.1$ .

Из уравнения (24) видно, что положительная кривизна распределения поля в катодной части имеет место, когда слагаемое, пропорциональное  $1 - \tilde{n}$ , велико по сравнению с первым, пропорциональным  $(P - 1)$ . Отсюда следует, что  $d^2 E/dx^2 > 0$ , если выполняются неравенства  $a_2 \gg 1$ ,  $a_4 \gg 1$  и

$$\frac{n_1}{p_*} (1 - \tilde{n}_d) \frac{\alpha_n}{\alpha_p} \gg |P(d - \delta_-) - 1|. \quad (30)$$

Эти условия определяют область параметров, в которой объемный заряд в структуре определяется объемным зарядом примеси и чувствителен к значению электронной концентрации. На рис. 2–4 показано распределение поля, рассчитанное в дрейфовом приближении путем интегрирования системы (24)–(26). Расчеты проводились для структуры с  $d = 0.3 \text{ см}$  на основе CdTe при  $N_t = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Параметры материала брались из работы [5]. Величина поля  $E_m$  задавалась равной 4 кВ/см, что в пределах 20% соответствовало среднему полю  $E_e = 2 \text{ кВ/см}$ . Из рисунков видно, что имеется область параметров, где профиль поля имеет явно выраженную положительную кривизну. Уменьшение  $\epsilon_t$  (рис. 2), т.е. степени заполнения примеси, уменьшение сечения захвата электронов (рис. 3) и увеличение объемного заряда равновесных дырок (рис. 4) приводят к распределениям поля, для которых  $d^2 E/dx^2 \leq 0$ . Интересно также, что, несмотря на то что дрейфовое



описание переноса электронов и дырок (уравнения (25) и (26)) приводит к решению задачи, проявляющей себя как некорректная (именно, величина поля  $y(X_0)$  весьма чувствительна к выбору параметра  $P(d - \delta_-)$ ), при таком подходе воспроизводятся все особенности распределения  $E(x)$ , найденные ранее в [9] при полной постановке задачи. Это означает, что учет диффузии носителей в толще и аккумуляции дырок у катода при пониженной туннельной прозрачности диэлектрического слоя мало существенны для описания распределения поля в толще. Это, однако, не означает, что чисто дрейфовый подход, игнорирующий точные граничные условия, достаточен для описания характеристик в приэлектродных слоях и явлений на границе раздела. Из-за ограниченности области параметров, дающих положительную кривизну профиля  $E(x)$ , и заметного изменения величины  $d^2E/dx^2$  следует, что эффект имеет пороговый характер.

#### 4. Заключение

Сформулируем кратко ответы на вопросы, поставленные во введении.

1. Рост поля в катодной части МДПДМ структуры при условии  $d^2E/dx^2 > 0$  возможен только при отрицательной дифференциальной подвижности дырок. Однако, поскольку это явление ( $dm_p E/dE < 0$ ) не наблюдается в CdTe и других материалах, в чистых кристаллах CdTe поле растёт с отрицательной кривизной.

2. Положительную кривизну распределения поля порождают объёмный заряд глубокой примеси и низкая концентрация электронов на границе с металлом. Последняя имеет место при достаточно высоком барьере Шоттки для электронов и низкой туннельной прозрачности границы. Увеличение концентрации электронов до равновесного значения в толще полупроводника происходит за счет их генерации глубоким примесным уровнем.

3. Перечисленные выше процессы влияют на распределение поля, если объёмный заряд примеси заметно превосходит объёмный заряд свободных носителей и его величина чувствительна к изменению электронной концентрации. Положительность объёмного заряда примеси обеспечивается условием  $n_d < n_*$ , что и приводит к возрастанию поля в катодной части структуры с ускорением.

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

#### Список литературы

- [1] П.Г. Кашерининов, А.В. Кичаев, Ю.Н. Перепелицын, В.Е. Харциев, И.Д. Ярошецкий. *Фотоэлектрические явления в полупроводниковых структурах с фоточувствительным распределением электрического поля и оптоэлектронные приборы на их основе*. Препринт ФТИ № 1570 (СПб., 1991).
- [2] П.Г. Кашерининов, А.В. Кичаев, И.Д. Ярошецкий. *Письма ЖТФ*, **19**, 49 (1993)
- [3] Н. Мотт, Р. Герни. *Электронные процессы в ионных кристаллах*. (М., ИИЛ, 1950).
- [4] М. Ламперт, П. Марк. *Инжекционные токи в твердых телах*. (М., Мир, 1973).
- [5] П.Г. Кашерининов, Б.И. Резников, Г.В. Царенков. *ФТП*, **26**, 1480 (1992).
- [6] Б.И. Резников, Г.В. Царенков. *ФТП*, **28**, 242 (1994).
- [7] Т.В. Тан, Х.Х. Оу, Д.Х. Навон. В сб.: *Моделирование полупроводниковых приборов и технологических процессов* (М., Радио и связь, 1989) с. 236.

- [8] G. Ottaviani, C. Canali, Alberigi Quaranta. IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-22, 192 (1975)  
[9] Б.И. Резников, Г.В. Царенков. ФТП, 29, 1430 (1995).  
[10] В.И. Стриха. *Теоретические основы работы контакта металл-полупроводник.* (Киев, Наук. думка, 1984).

Редактор Т.А. Полянская

## The electric field distribution in a high-resistivity strongly biased MISIM structure

*B.I. Reznikov*

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

The electric field distribution in a high-resistivity strongly biased MISIM structure was theoretically investigated. Conditions have been determined of positive curvature of  $E(x)$  profile  $d^2E/dx^2 > 0$  in the cathode part of the bulk what is qualitatively agreed with experimental data. It has been shown that in pure crystals, where impurity volume charge is negligible, the condition of  $d^2E/dx^2 > 0$  takes place only at negative differential hole mobility  $d\mu_p E/dE < 0$ . At condition  $d\mu_p E/dE \geq 0$  the inequality  $d^2E/dx^2 > 0$  is feasible only when the volume charge of the structure, or the same, electron occupation function of the deep level, is sensitive to the electron concentration. An analytical dependence of  $E(x)$  has been obtained in this case and it has been shown that the drift approximation describes adequately the main peculiarities of the electric field distributions.

---