

**ПРОЯВЛЕНИЕ ФЛУКТУАЦИОННОГО ПОТЕНЦИАЛА  
В КИНЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ  
*n*-КАНАЛОВ ИНВЕРСИИ НА ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЯ.  
СЛУЧАЙ МАЛЫХ ФЛУКТУАЦИЙ**

Байрамов М. А., Веденеев А. С., Волков Л. В., Ждан А. Г.

Проведен последовательный учет влияния флуктуационного потенциала (ФП), обусловленного наличием локализованного заряда в области границы раздела полупроводник—диэлектрик, на кинетические характеристики каналов инверсии на поверхности полупроводника, определяемые из измерений эффекта Холла. На этой основе по экспериментальным зависимостям электропроводности канала и холловской концентрации носителей заряда  $n_H$  от потенциала затвора  $V_g$  найдены для  $n$ -канальных «холловских» МОП транзисторов зависимости от поперечного электрического поля средней концентрации электронов в канале  $n_s$ , эффективной  $\mu_s$ , холловской  $\mu_H$  и микроскопической  $\mu_0$  подвижностей электронов, холл-фактора  $r_H = n_s/n_H$  и дисперсии ФП  $\langle \delta^2 \rangle$ . Определен характерный энергетический масштаб ФП  $\Delta = 10$  мэВ. Измерения выполнялись в области температур 220—300 К, отвечающих области слабых флуктуаций  $\langle \delta^2 \rangle / 2 \ll 1$ . Показано, что при слабой инверсии ( $n_s \leq 10^{10}$  см<sup>-2</sup>)  $\mu_0$  близка к подвижности электронов в массивном  $n$ -Si, контролируемой рассеянием «объемными» фононами, а при  $n_s \geq 10^{12}$  см<sup>-2</sup>  $\mu_0 \propto n_s^{-1/2} T^{-1}$ , что характерно для рассеяния электронов «поверхностными» фононами. Наличие ФП приводит к существенному изменению  $\mu_s$  и  $\mu_H$  относительно  $\mu_0$ , но сравнительно слабо сказывается на величине  $n_H$  ( $r_H \approx 1$ ). Тем не менее пренебрежение зависимостью эффективного холл-фактора от средней концентрации электронов в канале  $n_s$  исключает возможность корректного определения механизмов рассеяния носителей заряда в канале и характеристик ФП непосредственно по зависимостям  $\mu_H$  от температуры  $T$  и  $n_H$ .

Флуктуационный потенциал (ФП), обусловленный наличием локализованного заряда в области границы раздела (ГР) полупроводник—диэлектрик, существенно определяет электронные характеристики инверсионных каналов — электропроводность, плотность состояний, эффективную подвижность носителей заряда  $\mu_s$  и т. д. [1–5]. Подвижность обычно определяют методами эффекта Холла [4, 5], полагая, что отношение холловской подвижности  $\mu_H$  к  $\mu_s$  не зависит от температуры, полной концентрации носителей заряда в канале  $n_s$  и дисперсии ФП  $\langle \delta^2 \rangle$ .

В настоящей работе для случая  $\langle \delta^2 \rangle / 2 \ll 1$  проводится анализ влияния ФП на кинетические характеристики каналов инверсии, определяемые из измерений эффекта Холла, с учетом возможного изменения отношения  $\mu_H/\mu_s$ .

Дисперсия ФП дается соотношением [1, 2]

$$\langle \delta^2 \rangle = (\Delta/kT)^2 \mathcal{F}, \quad (1)$$

где  $\Delta = q^2/x \sqrt{\pi n_i}$  — характерный энергетический масштаб ФП,  $n_i$  — концентрация заряженных центров, локализованных вблизи ГР,  $x$  — диэлектрическая проницаемость полупроводника,  $k$  — постоянная Больцмана,  $q$  — элементарный заряд,  $T$  — температура,  $\mathcal{F}$  — фактор, учитывающий экранирование ФП. В отсутствие вырождения, согласно [1],

$$\mathcal{F} = \left( \frac{2x}{x+z_0} \right)^2 \ln \left[ 1 + \left( \frac{x+z_0}{x} \frac{t}{\lambda} \frac{d\varphi_s}{dV_g} \right)^2 \right], \quad (2)$$

где  $V_g$  — потенциал полевого электрода,  $\varphi_s$  — средний потенциал ГР,  $\kappa_0$  — диэлектрическая проницаемость диэлектрика,  $t$  — его толщина,  $\lambda$  — расстояние между ГР и центроидом распределения плотности свободных носителей заряда в канале.

В рамках модели эффективной среды (см. [5]) при  $\langle \delta^2 \rangle / 2 \ll 1$  эффективная подвижность  $\mu_s$ , определяемая как отношение электропроводности канала к  $n_s$ ,

$$\mu_s = \tau / q n_s, \quad (3)$$

дается выражением [1]

$$\mu_s = \mu_0 (1 - \langle \delta^2 \rangle / 2), \quad (4)$$

где  $\mu_0$  — микроскопическая подвижность носителей заряда.

Соотношения (1)–(4) устанавливают связь между эффективной подвижностью носителей заряда  $\mu_s$ , их микроскопической подвижностью  $\mu_0$ , величинами  $n_s$  и  $\langle \delta^2 \rangle$ .

При интерпретации холловских измерений в рамках принятой модели считается, что  $n_s$  отличается от  $n_H$  лишь постоянным множителем (см., например, [4]). Откажемся от столь сильного предположения, но будем полагать, что отношение  $n_s / n_H = \mu_H / \mu_s$  зависит от  $\varphi_s$  гораздо слабее, чем  $n_s$ ,  $n_H$ .

Рассмотрим возможности определения  $\mu_s$  и  $n_s$  по данным эффекта Холла. Пренебрегая в режиме инверсии изменением заполнения пограничных состояний  $n_i$  с  $V_g$ ,<sup>1</sup> имеем [5]

$$dn_s = \left( \frac{C_0}{q} \right) dV_g - \left( \frac{C_0}{q} + \frac{dn_{o6}}{d\varphi_s} \right) d\varphi_s, \quad (5)$$

где  $C_0$  и  $n_{o6}$  — нормированные на единицу поверхности емкость диэлектрика и концентрация заряженных примесей в слое обеднения полупроводника. В отсутствие вырождения

$$d\varphi_s = (kT/q) \{ \ln [n(\varphi_s)] + \ln [n(\varphi_s) + 2n_{o6}] \}, \quad (6)$$

где  $n(\varphi_s)$  — концентрация носителей заряда в однородном канале (т. е. при отсутствии ФП). Заменим в (6)  $n(\varphi_s)$  на  $n_H$  и подставим полученное выражение  $d\varphi_s$  в (5). Интегрируя результат в пределах от некоторого значения  $V_{g0}$  до  $V_g$  и учитывая, что в режиме инверсии  $dn_{o6}/d\varphi_s = n_{o6}/2\varphi_s \approx \text{const}$  [6] и что в (5) слагаемое с  $d\varphi_s$  существенно лишь в области слабой инверсии ( $n_s \ll n_{o6}$ ), имеем

$$n_s = n_{s0} + \frac{C_0}{q} (V_g - V_{g0}) - \frac{kT}{q} \left( \frac{C_0}{q} + \frac{dn_{o6}}{d\varphi_s} \right) \ln \left( \frac{n_H}{n_{H0}} \right), \quad (7)$$

где  $n_{s0}$ ,  $n_{H0} \equiv n_s$ ,  $n_H|_{V_g=V_{g0}}$ . Определим теперь значения  $n_{s0}$  и  $dn_{o6}/d\varphi_s$ . Дифференцируя (5) по  $\varphi_s$  и используя (6), получаем при условии  $n_{o6}(kT/2q\varphi_s)^2 \ll \ll n_s \ll n_{o6}$

$$\begin{aligned} n_{s0} &= (C_0/q) d^2V_g/d(\ln n_H)^2|_{V_g=V_{g0}}, \\ dn_{o6}/d\varphi_s &= (C_0/kT) [dV_g/d \ln n_H - d^2V_g/d(\ln n_H)^2] - C_0/q. \end{aligned} \quad (8)$$

Оценим теперь погрешность определения  $n_s$ , обусловленную заменой в (6)  $n(\varphi_s)$  на  $n_H$ . Из-за наличия ФП при заданном  $\varphi_s$  средняя концентрация носителей заряда в канале  $n_s$  (а следовательно, и  $n_H$ ) превышает  $n(\varphi_s)$  [5]:

$$n_H \sim n_s \approx n(\varphi_s) / (1 - \langle \delta^2 \rangle / 2). \quad (9)$$

В диапазоне достаточно малых  $n_s$  экранирование ФП осуществляется за счет изменения толщины слоя обеднения полупроводника. При этом  $\langle \delta^2 \rangle$  практиче-

<sup>1</sup> Изменение с  $V_g$  плотности полного заряда в приповерхностном слое полупроводника  $dQ = q(dn_s + dn_{o6} + dn_i)$  или  $dQ/d\varphi_s = q(dn_s/d\varphi_s + dn_{o6}/d\varphi_s + dn_i/d\varphi_s)$ . По определению, плотность пограничных состояний  $N_{ss} = dn_i/qd\varphi_s$ . Следовательно, пренебрежение изменением заполнения пограничных состояний с  $V_g$  фактически означает  $N_{ss}(\varphi_s) \ll (dn_s + dn_{o6})/qd\varphi_s$ . Поскольку [5]  $(dn_s + dn_{o6})/qd\varphi_s \sim n_s/kT + n_{o6}/2q\varphi_s$ , для оценок имеем  $N_{ss}(\varphi_s) \ll n_s/kT + n_{o6}/2q\varphi_s$ . Для типичных значений  $n_{o6} \sim 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ,  $\varphi_s \sim 1 \text{ В}$  в области комнатных температур при  $n_s = 10^8 \div 10^{12} \text{ см}^{-2}$  правая часть неравенства изменяется в пределах  $10^{11} \div 10^{14} \text{ см}^{-2}/\text{эВ}$ . Современная кремниевая технология позволяет достигать значений  $N_{ss} \ll 10^9 \text{ см}^{-2}/\text{эВ}$  (см. [6]).

ски не изменяется с  $n_s$  [так как в (2)  $d\varphi_s/dV_g \simeq \text{const}$ ] и обусловленные ФП погрешности определения  $n_s$  несущественны. Найдем границы данного диапазона. Воспользовавшись (5), (6), (9), для области слабой инверсии ( $n_s \ll n_{06}$ ) имеем

$$\frac{d\varphi_s}{dV_g} \simeq \frac{C_0/q}{\frac{C_0}{q} + \frac{n_{06}}{2\varphi_s} + \frac{qn_s}{kT}} \left[ 1 + \frac{kT}{q} \frac{d\langle \delta^2 \rangle / 2}{d\varphi_s} \left( 1 - \frac{\langle \delta^2 \rangle}{2} \right) \right].$$

Видно, что величина  $d\varphi_s/dV_g \simeq kTC_0/q^2 N_* = \text{const}$  при  $n_s \ll N_* = (C_0/q + n_{06}/2\varphi_s) \times kT/q$ .

При  $n_s \gg N_*$  неосновные носители заряда осуществляют эффективное экранирование ФП; здесь  $d\varphi_s/dV_g \simeq C_0 kT / qn_s \rightarrow 0$  и при  $n_s \gg n_{06}$  ФП исчезает. Из-за уменьшения вследствие экранирования величины  $\langle \delta^2 \rangle$  экспоненциальная связь между  $n_s$ ,  $n_H$  и  $\varphi_s$  нарушается. Оценим возникающие в данной связи погрешности. Переходя в (6) к конечным приращениям, при изменении  $n_s$  в диапазоне ( $N_*$ ;  $n_{06}$ ) имеем  $\Delta \varphi_s \simeq (kT/q) [\Delta (\ln n_s) + \Delta \ln (1 - \langle \delta^2 \rangle / 2)]$ . Для типичных Si МОП структур с толщиной окисла  $\sim 0.1$  мкм при комнатных температурах  $n_{06}/N_* \sim 2q\varphi_s/kT \sim 100$ , поэтому в рассматриваемом случае при  $\langle \delta^2 \rangle / 2 \ll 1$  относительная погрешность величины  $\Delta \varphi_s$  не превышает 0.1 ( $\Delta \langle \delta^2 \rangle$ ). Поскольку  $d\varphi_s/dV_g < 1$ , погрешность  $n_s$  также не превышает эту величину.

Таким образом, экспериментальные зависимости  $n_H(V_g)$ ,  $\sigma(V_g)$  и выражения (7) и (8) позволяют найти зависимость  $\mu_s$  [ $n_s = f(V_g)$ ], которая совместно с (1)–(4) дает искомую связь между эффективной подвижностью носителей заряда в канале  $\mu_s$ , их микроскопической подвижностью  $\mu_0$ , величинами  $n_s$  и  $\langle \delta^2 \rangle$ .

В области слабой инверсии ( $n_s \ll n_{06}$ )  $\mu_0$  практически не зависит от  $n_s$  [7, 8]. Поэтому, согласно (1)–(4),  $\mu_s$  является линейной функцией  $\mathcal{F}$  [ $n_s = f(V_g)$ ] с наклоном  $\mu_0 (\Delta/kT)^2/2$ , по величине которого можно определить  $\Delta$ . [Функция  $\mathcal{F}(n_s)$  рассчитывается по (2) с использованием (6)]. Экстраполяция зависимости  $\mu_s - \mathcal{F}$  к значению  $\mathcal{F} = 0$  дает величину  $\mu_0$  при всех температурах, удовлетворяющих условию  $\langle \delta^2 \rangle / 2 \ll 1$ . По значениям  $\mu_0$  для области слабой инверсии,  $\Delta$  и  $\mathcal{F}$ , следуя (4), нетрудно восстановить концентрационную зависимость  $\mu_0(n_s)$  во всем диапазоне  $n_s$  и  $T$ .

Рассмотрим теперь на этой основе результаты экспериментальных исследований полевых и температурных зависимостей электропроводности  $\sigma$  и холловской концентрации  $n_H$ , характерных для инверсионных каналов на поверхности кремния. Эксперименты проводились на  $n$ -канальных «холловских» МОП транзисторах на поверхности (100)  $p$ -Si. Геометрия и размеры образцов представлены на вставке к рис. 1. Толщина термического окисла, полученного окислением в сухом кислороде по HCl-технологии, составляла 0.18 мкм. Измерения проводились двухчастотным методом эффекта Холла [9, 10]. Потенциал затвора транзистора  $V_g$  задавался относительно одного из холловских зондов [11]; величина напряжения в цепи исток–сток  $V_d$  выбиралась из условия  $V_d < V_*$  [11, 12], где

$$V_* = dV_g/d \ln n_H \simeq \begin{cases} kT/q, & n_s \leq n_*, \\ qn_s/C_0, & n_s \geq n_*. \end{cases}$$

$n_* = C_0 kT/q^2 \sim 10^9 \text{ см}^{-2}$  при  $T \sim 300 \text{ К}$ .

На рис. 1 приведены типичные зависимости  $n_H(V_g)$ , полученные при различных температурах. Обрабатывая эти данные согласно (7) и (8),<sup>2</sup> определяем  $n_s$  как функцию  $V_g$  (рис. 1). Из рис. 1 явствует, что найденные по (8) значения  $n_{s0}(V_g)$  укладываются, как и следовало ожидать, на общую зависимость  $n_s(V_g)$ . На рис. 3 (кривые 3–5) приведены концентрационные зависимости  $\mu_H$ ,  $\mu_s$  и отношения  $n_s/n_H$  при  $T=300 \text{ К}$ . Видно (кривая 5), что величина  $r_H = n_s/n_H$  действительно порядка 1 и слабо изменяется с  $n_s$ .

<sup>2</sup> Величина  $V_g$ , фигурирующая в (7) и (8), выбиралась таким образом, чтобы значение  $n_{s0} = n_s|_{V_g=V_{g0}}$  удовлетворяло неравенству  $n_{06} (kT/2q\varphi_s)^2 \ll n_{s0} \ll n_{06}$ .

Используя найденную  $\mu_s(V_g)$  и формулы (1)–(4), при  $T=300$  К строим зависимость  $\mu_s - \mathcal{F}$  (рис. 2, кривая 1). В области слабой инверсии  $\mu_s$  линейно изменяется с  $\mathcal{F}$ , что, согласно (4), свидетельствует о неизменности в данном диапазоне  $n_s$  ( $n_s \leq 10^{11}$  см<sup>-2</sup>) величин  $\mu_0$  и  $\Delta$ . Экстраполируя линейный участок зависимости  $\mu_s - \mathcal{F}$  к значению  $\mathcal{F}=0$ , находим  $\mu_0$  и  $\Delta \approx 10$  мэВ.

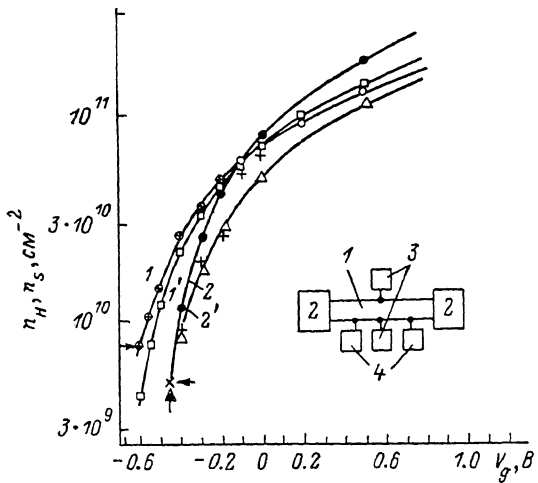


Рис. 1. Зависимости холловской  $n_H$  (1, 2) и полной  $n_s$  (1', 2') концентраций электронов в канале от полевого напряжения  $V_g$  при 300 (1, 1') и 220 К (2, 2').

Стрелками указаны значения  $n_{s0}$ , взятые при расчете зависимостей  $n_s(V_g)$  по (7). Значения  $n_{s0}$ , рассчитанные по (8), отмечены крестиками. На вставке — геометрия «холловского» полевого транзистора; 1 — затвор, 2 — контакты исток—сток, 3 — холловские зонды, 4 — потенциальные зонды; размеры канала  $2.5 \times 0.25$  мм.

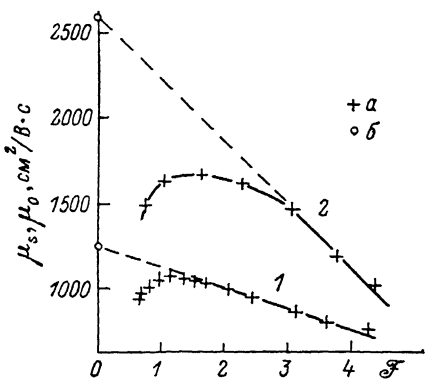


Рис. 2. Зависимости эффективной подвижности электронов  $\mu_s$  от фактора экранирования ФП  $\mathcal{F}$  при 300 (1) и 220 К (2).

а —  $\mu_s = \sigma/qn_s$ , б —  $\mu_0$ , полученные экстраполяцией зависимости  $\mu_s - \mathcal{F}$  к оси  $\mathcal{F}=0$ . Сопоставлены экспериментальные значения  $\mu_0(T)$  и  $\mu_L(T)$  для массивного кремния [13]: при  $T=300$  К  $\mu_0=1250$ ,  $\mu_L=1400$  см<sup>2</sup>/В·с; при  $T=220$  К  $\mu_0=2600$ ,  $\mu_L=2970$  см<sup>2</sup>/В·с.

Зная  $\Delta$ , с помощью (1), (2) находим, что при слабой инверсии условие  $\langle \delta^2 \rangle / 2 \ll 1$  выполняется при  $T \geq 200$  К. Для значений  $T$  из интервала 300–220 К (на рис. 1–3 приведены кривые для крайних температурных точек этого интервала) в области слабой инверсии определяем величины  $\Delta$  (в данных условиях  $\Delta \approx 10$  мэВ в пределах погрешности эксперимента не изменяется),  $\mu_0$  и по (1)–(4) восстанавливаем концентрационные зависимости  $\mu_0$  (рис. 3, кривые 1, 2). При слабой инверсии  $\mu_0(n_s) \approx \text{const}$ , а значения  $\mu_0(T)$  близки к подвижности электронов в массивном электронном кремнии  $\mu_L'(T)$ , контролируемой фоновым рассея-

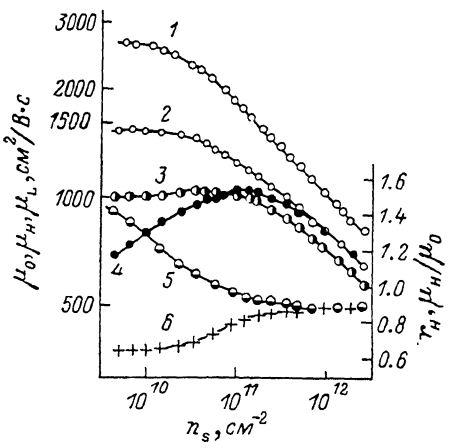


Рис. 3. Зависимости от средней концентрации носителей заряда микроскопической  $\mu_0$  (1, 2), холловской  $\mu_H$  (3) и эффективной  $\mu_s$  (4) подвижностей электронов в канале.

5 — холловский фактор  $\tau_H = \mu_H/\mu_s = n_s/n_H$ , 6 — отношение  $\mu_H/\mu_0$  как функции  $n_s$ . Т, К: 1–220, 2–6–300.

нием [13], в частности при  $T=300$  К  $\mu_0=1250$ ,  $\mu_L=1430$  см<sup>2</sup>/В·с; при  $T=220$  К  $\mu_0=2600$ ,  $\mu_L=2970$  см<sup>2</sup>/В·с, т. е. при слабой инверсии превалирует рассеяние электронов в канале «объемными» фононами. В области сильной инверсии ( $n_s \geq 10^{12}$  см<sup>-2</sup>)  $\mu_0$  изменяется с  $n_s$  по закону  $\mu_0 \sim n_s^{-1/2} T^{-1}$ , что характерно при рассеянии электронов «поверхностными» фононами [14].

При анализе полученных результатов обращает на себя внимание факт качественного подобия зависимостей  $\mu_0(n_s)$  и  $\mu_H(n_s)$  (рис. 3, кривые 2, 3) и их

существенного отличия от зависимости  $\mu_s(n_s)$  (кривая 4). Это означает, что ФП наиболее сильно проявляется именно в концентрационных зависимостях эффективной подвижности  $\mu_s$ . Кроме того, в области слабой инверсии  $r_H = \mu_H/\mu_s > 1$  и изменяется  $n_s$ , так что обычно используемое приближение  $r_H = \text{const}$  оправдано лишь в области сильной инверсии. Следовательно, при определении параметров ФП,  $\mu_0$  и идентификации механизмов рассеяния необходим корректный учет этой зависимости.

Из сопоставления приведенных на рис. 3 кривых  $r_H(n_s)$  и  $\mu_H/\mu_0 = f(n_s)$  следует, что даже малый ФП приводит к заметным отличиям  $\mu_s$  и  $\mu_H$  от  $\mu_0$ , но относительно слабо сказывается на величине  $n_H$  [ $n_H$  отличается от  $n_s$  на фактор  $\sim 1$ ; см. кривую  $r_H(n_s)$ ]; следовательно, максимальных проявлений эффектов ФП следует ожидать именно в концентрационных и температурных зависимостях носителей заряда (см. [5]), а не в полевых характеристиках их концентрации, определяемых, например, вольтёмкостными методами [15]. Поэтому последние, в принципе, малочувствительны к эффектам ФП.

Интересно отметить, что подобная представленной на рис. 3 зависимость  $r_H(n_s)$ , но для гораздо более узкого интервала изменения  $n_s$  была получена в [16] на основе несколько иных соображений.

Авторы признательны Е. И. Гольдману и Б. С. Щамхаловой за полезные дискуссии.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Brews J. R. — J. Appl. Phys., 1975, v. 46, N 5, p. 2181—2192.
- [2] Гергель В. А., Сурис Р. А. — ЖЭТФ, 1983, т. 84, в. 2, с. 719—736.
- [3] Дыхне А. М. — ЖЭТФ, 1970, т. 59, в. 1, с. 100—115.
- [4] Gusev A. A., Gurtov V. A., Rzhanov A. V., Frantsuzov A. A. — Phys. St. Sol. (a), 1979, v. 56, N 1, p. 61—73.
- [5] Добровольский В. Н., Литовченко В. Г. Перенос электронов и дырок у поверхности полупроводников. Киев, 1985. 190 с.
- [6] Зи С. Физика полупроводниковых приборов, т. 1. М., 1984. 455 с.
- [7] Крылов М. В., Сурис Р. А. — ЖЭТФ, 1982, т. 83, в. 6, с. 2273—2280.
- [8] Баскин Э. М., Энтин М. В. — ФТП, 1974, т. 8, в. 4, с. 64—74.
- [9] Бугаев В. И., Веденеев А. С., Ключкова А. М., Панков В. Г., Павченко Р. В. — Электрон. техн., 1985, сер. 8, в. 3, с. 30—32.
- [10] Веденеев А. С. — Измерит. техн., 1986, № 11, с. 46—48.
- [11] Байрамов М. А., Веденеев А. С., Ждан А. Г., Сульженко П. С. — Электрон. техн., 1985, сер. 8, в. 3, с. 78—79.
- [12] Guzev A. A., Gurtov V. A., Rzhanov A. V., Frantsuzov A. A. — Phys. St. Sol. (a), 1979, v. 56, N 1, p. 37—46.
- [13] Li S. S., Thurber W. R. — Sol. St. Electron., 1977, v. 20, N 7, p. 609—616.
- [14] Ezava H., Kawaji S., Nakamura K. — Japan. J. Appl. Phys., 1974, v. 13, N 1, p. 126—155.
- [15] Chen I. T., Muller R. S. — J. Appl. Phys., 1974, v. 45, N 2, p. 828—834.
- [16] Sakaki H., Hoh K., Sugano T. — IEEE Trans. Electron. Dev., 1970, v. 17, N 10, p. 892—896.

Институт радиотехники и электроники АН СССР  
Москва

Получена 17.08.1987  
Принята к печати 1.02.1988