

ДОЛГОВРЕМЕННЫЕ РЕЛАКСАЦИИ ТОКА ПРИ ТУННЕЛЬНОЙ ПЕРЕЗАРЯДКЕ ГЛУБОКИХ УРОВНЕЙ В ПОЛУПРОВОДНИКЕ ПОВЕРХНОСТНО-БАРЬЕРНЫХ СТРУКТУР

Литовский Р. Н., Лысенко В. С., Руденко Т. Е.

Рассмотрена кинетика релаксации туннельных токов через ОПЗ полупроводника с глубокими примесными уровнями (ГУ) в поверхностно-барьерных структурах при неравновесном обеднении. Показано, что процесс туннельной перезарядки ГУ может быть ответствен за долговременные релаксации нестационарных движений в глубь ОПЗ фронта перезарядки ГУ, что приводит к квазигиперболическому закону спада тока эмиссии при обеднении ступенчатым напряжением. В случае преобладания прыжковой проводимости между ГУ над эмиссией ток захвата электронов из валентной зоны полупроводника стабилизирует процесс эмиссии; при обратном соотношении (при возможном накоплении на поверхности полупроводника неосновных носителей) ток туннельной генерации спадает во времени по степенному закону, а при отсутствии такого накопления ток туннельной генерации либо спадает по степенному закону, либо возрастает до ограничения иными механизмами (в зависимости от параметров структуры).

Приведены экспериментальные кривые релаксации тока, объясняемые процессом туннельной эмиссии электронов с ГУ.

1. *Введение.* Вероятность туннелирования в полупроводнике чрезвычайно сильно зависит от величины электрического поля (далее — поля) и поэтому чувствительна к любым неоднородностям состава полупроводника. Так, в сильно компенсированных полупроводниках поверхностно-барьерных структур флуктуации степени компенсации приводят к локальным сужениям ОПЗ и возрастанию вклада этих областей в туннельный ток [при достаточно низких температурах, когда термическая перезарядка глубоких примесных уровней (ГУ) отсутствует]. Этот механизм объясняет полевые и температурные ВАХ барьерных структур при больших концентрациях доноров и акцепторов в полупроводнике (до 10^{19} см⁻³) и детально исследован в структурах с *p-n*-переходами в работах [1-4].

При концентрациях легирующей примеси в полупроводнике 10^{15} — 10^{16} см⁻³ также возможно доминирование туннельного токопрохождения, но при наличии в ОПЗ полупроводника примесных центров или дефектов, создающих в запрещенной зоне полупроводника ГУ с концентрацией 10^{16} — 10^{17} см⁻³. При этом процесс туннелирования электрона из валентной зоны в зону проводимости полупроводника происходит через один или несколько ГУ, что значительно увеличивает туннельную прозрачность [5]. Этот механизм может проявляться в любых поверхностно-барьерных структурах и исследовался, в частности, в структурах металл—полупроводник [6], МДП структурах с туннельно прозрачным диэлектриком [7], в *p-n*-переходах [8] (см. также ссылки в работе [1]).

В МДП структуре с туннельно непрозрачным диэлектриком исследование зона-зонного туннельного тока в полупроводнике оказалось возможным в нестационарных режимах, например при неравновесном обеднении ступенчатым постоянным и линейно нарастающим напряжением. При этом благодаря локальности процесса туннельной генерации носителей тока и эффекту стекания носителей из области генерации релаксационная зависимость тока от времени

содержит участок квазистационарного тока, по которому можно рассчитать ВАХ в локальной области. Кинетика и механизм туннелирования через ГУ для указанного процесса исследованы экспериментально и теоретически в работах [9, 10].

В данной работе обращается внимание на тот факт, что установление квазистационарного заполнения ГУ, влияющих на поле в ОПЗ полупроводника, не происходит мгновенно, а определяется кинетикой эмиссии электронов. В условиях туннельной перезарядки ГУ это приводит к долговременным релаксациям тока с временами, слабо зависящими от температуры. Расчеты в работе и эксперимент выполнены для МДП структуры, хотя основные выводы работы имеют универсальный характер (см. п. 9).

2. *Постановка задачи.* Рассмотрим для определенности МДП структуру n -типа с полностью ионизированными донорами с концентрацией N_d и ГУ донорного типа с концентрацией N_t и энергией E_t (рис. 1). При неравновесном обеднении в ОПЗ протекают токи эмиссии электронов с ГУ в зону проводимости I_s , захвата электронов на ГУ из валентной зоны I_z и ток межзонного туннелирования I_T , определяемые туннельными прозрачностями T_2 , T_1 и T_T соот-

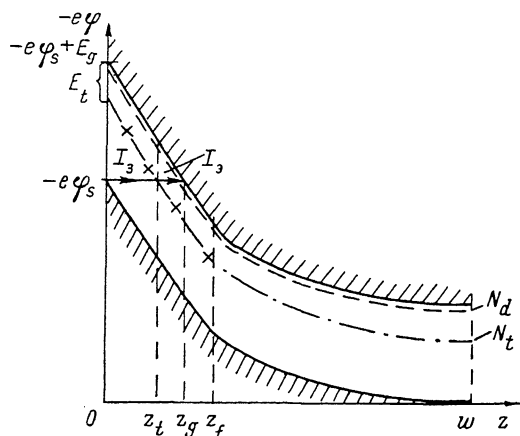


Рис. 1. Зонная диаграмма полупроводника с ГУ в поверхностно-барьерной структуре при неравновесном обеднении.

ветственно. Поскольку T_2 задается потенциальным барьером высотой E_g , а T_T — барьером высотой E_g ($E_g > E_t$), то на начальном этапе релаксации тока доминирует эмиссия электронов с ГУ (ток I_s) и в глубь ОПЗ распространяется фронт перезарядки ГУ z_f . Дальнейшая кинетика релаксации тока определяется зависимостью (или независимостью) заполнения ГУ от тока I_s . При условии

$$E_t/eF \gg N_t^{-1/3}, \quad (1)$$

F — поле, среднее расстояние между ГУ мало по сравнению с длиной туннелирования $z_g - z_i$, заполнение ГУ задается квазиуровнем Ферми, находимым из баланса полных токов I_s и I_z (см. п. 5). При неравенстве, обратном (1), заполнение ГУ не описывается квазиуровнем Ферми, а находится из баланса потоков эмиссии и захвата электронов данной энергии [10]. Туннельный ток через ОПЗ равен сумме тока I_s и тока I_T , контролируемого полем в ОПЗ, которое зависит от перезарядки ГУ (п. 8).

Отметим, что при справедливости (1) возникает уширение энергии ГУ, равное $\Delta E_t \sim a_i \hbar \exp(-2N_t^{-1/3}/a)$, где $a = \hbar/(2m^*E_t)^{1/2}$ — боровский радиус локализации ГУ, a_i (см. далее) мы полагаем малым по сравнению с E_t . Также не учитываются процессы активации носителей (туннелирование с поглощением или испусканием фононов, термический заброс на поверхностные состояния), не влияющие на качественную сторону рассматриваемых здесь эффектов (подробнее см. [10]).

3. *Расчет поля.* Движение фронта перезарядки ГУ z_f делает поле в ОПЗ сильно неоднородным. Поле в области $(0, z_f)$ возрастает, а в остальной части ОПЗ (z_f, w) убывает и в приближении Шоттки равно

$$F(z) = \frac{kT}{eL_d^2} \begin{cases} (w - z), & z_f \leq z \leq w, \\ [w + mz_f - (m + 1)z], & 0 \leq z \leq z_f, \end{cases} \quad (2)$$

где $L_d = (\epsilon_0 \epsilon_s kT / e^2 N_d)^{1/2}$ — длина Дебая, $m = N_t / N_d$, а связь глубины ОПЗ w и z_f дается выражением

$$w = -\delta + \left(\delta^2 - mz_f^2 - 2\delta mz_f - 2 \frac{\epsilon_0 \epsilon_s}{eN_d} V_g \right)^{1/2}, \quad (3)$$

где $\delta = (\epsilon_s/\epsilon_d) d$, d — толщина диэлектрика, V_g — напряжение на полевом электроде ($V_g < 0$). На рис. 2 показаны зависимости $F(z_f)$ для нескольких расстояний от поверхности полупроводника. Если это расстояние меньше квазиравновесной глубины ОПЗ

$$z_f^{\max} = w_{\min} = -\delta + \left(\delta^2 - \frac{2}{m+1} \frac{\epsilon_0 \epsilon_s}{eN_d} V_g \right)^{1/2}, \quad (4)$$

то зависимость $F(z_f)$ проходит через минимум, в противном случае поле F спадает с ростом z_f до нуля. Поле на поверхности F_s практически во всех случаях с ростом z_f растет.

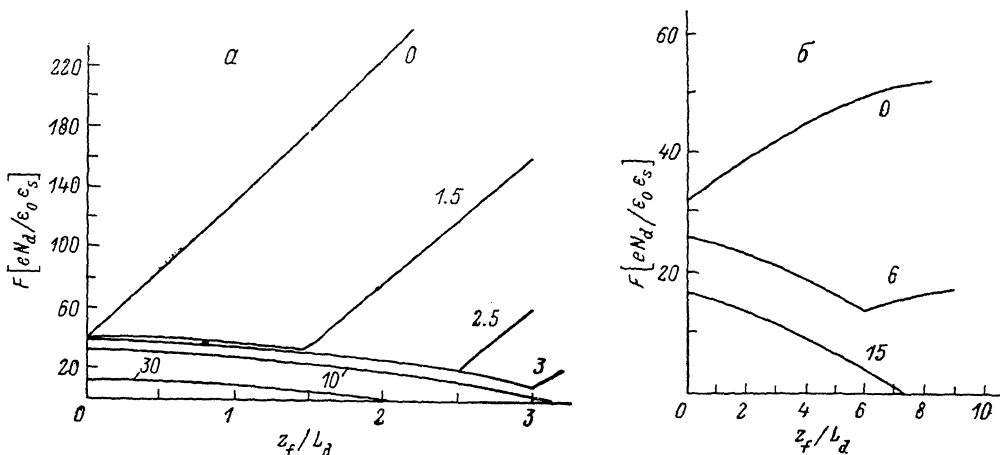


Рис. 2. Зависимость электрического поля в полупроводнике МДП структуры от глубины

перезарядки ГУ.

Параметры m : $a - 100$, $b - 5$; δ/L_d : $a - 1.5$, $b - 15$. $V_g = -10$ В. Числа возле кривых — координата в ОПЗ в ед. L_d .

4. Расчет туннельных токов. Не претендуя на точное описание предэкспоненты, прозрачности барьеров T_1 и T_2 можно представить в виде [5, 6, 10]

$$T_1 = a_0 \exp(-\Theta_0/F), \quad T_2 = a_t \exp(-\Theta_t/F), \quad (5)$$

где $a_0 = eF(2m^*)^{-1/2}(E_g^{1/2} - E_f^{1/2})^{-1}$, $a_t = eF(2m^*E_t)^{-1/2}$, $\Theta_0 = 4/3(2m^*)^{1/2}(e\hbar)^{-1}(E_g^{3/2} - E_f^{3/2})$, $\Theta_t = 4/3(2m^*)^{1/2}(e\hbar)^{-1}E_t^{3/2}$. В этих выражениях предполагается, что поле F постоянно на соответствующих длинах туннелирования z_t , $z_g - z_t$, что справедливо при $z_g \ll w$ и $z_t \ll z_f$, а также сделаны некоторые допущения, которые нетрудно учесть в более строгой теории (см. [8]).

Ток эмиссии равен

$$I_s = e \int_{z_f}^w N_t a_t \exp\left(-\frac{\Theta_t}{F(z)}\right) dz = eN_t a_t \Delta z_f \exp\left(-\frac{\Theta_t}{F(z_f)}\right), \quad (6)$$

где $\Delta z_f = (w - z_f)^2/\vartheta_t$, $\vartheta_t = \Theta_t(eL_d^2/kT)$. Так как $\Theta_t/F(z_f) \gg 1$, то $\Delta z_f \ll w$, так что эмиссия происходит из узкого слоя толщиной Δz_f , малой по сравнению с w , и резко зависит от $F(z_f)$. Подобным образом рассчитывается ток захвата

$$I_s = eN_t \Delta z_0 \exp(-\Theta_0/F_s), \quad (7)$$

$\Delta z_0 = (w + mz_f)^2/\vartheta_0$, $\vartheta_0 = \Theta_0(eL_d^2/kT)$ и $\Delta z_0 \ll w$. Естественно, выражение (7) справедливо, когда ГУ освободятся до уровня энергии ниже потолка валентной зоны, так как до этого $I_s = 0$.

5. Кинетика эмиссионной перезарядки ГУ. При справедливости условия (1) имеем

$$eN_i \frac{dz_f}{dt} = I_s - I_s. \quad (8)$$

Это уравнение с (3), (6), (7) описывают релаксационный спад I_s при $I_s \gg I_s$ (малые z_f) и стабилизацию I_s при $I_s \approx I_s$ (так как с ростом z_f I_s падает, а I_s растет). Полагая $I_s \gg I_s$, получим

$$-\frac{a_t}{\vartheta_t} dt = \frac{1}{l^2} f(l) \exp\left(\frac{\vartheta_t}{l}\right) dl, \quad (9)$$

где $l = w - z_f$, $f(l) = (w + \delta)/[(m + 1)\delta + mz_f + w]$. Поскольку $f(l)$ — степенная функция l , плавная по сравнению с $\exp(\vartheta_t/l)$, то можно положить $f(l) \approx \text{const}$,

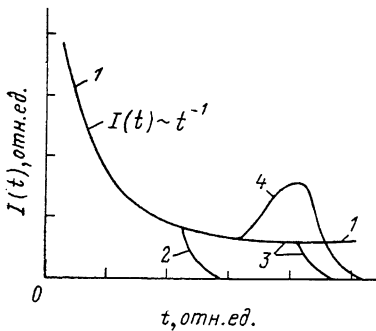


Рис. 3. Возможные типы кривых релаксации тока в поверхностно-барьерных структурах при неравновесном обеднении.

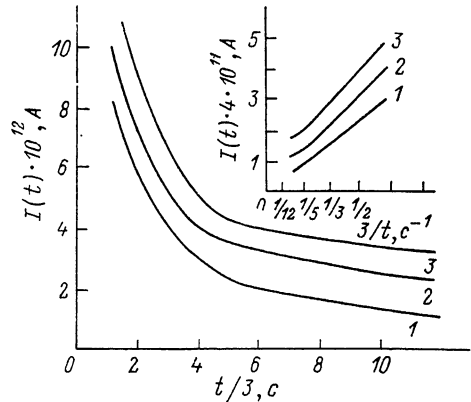


Рис. 4. Экспериментальные кривые релаксации тока при неравновесном обеднении МДП структуры.

$|V_g|$, В: 1 — 14.18, 2 — 14.48, 3 — 14.62. На вставке — то же семейство, но в координатах $I(t^{-1})$.

и для не слишком малых времен t [$a_t t/f(l) \gg \exp(\vartheta_t/w(0))$] «хвост» релаксации тока опишется зависимостью

$$I_s(t) \approx \frac{eN_i f(l) l^2}{\vartheta_t} t^{-1}, \quad (10)$$

где $l(t) \approx \vartheta_t / \ln[a_t t/f(w(0))]$ — слабая логарифмическая функция времени.

Таким образом, $I_s(t)$ спадает по квазигиперболическому закону, а $z_f(t)$ [находимая из уравнения $l(t) = w(z_f) - z_f$ с учетом (3)] логарифмически растет (рис. 3, кривая 1). Такое неэкспоненциальное уменьшение тока обусловлено экранировкой поля, задающего T_2 , зарядом ГУ в области $(0, z_f)$.

Стационарное значение z_f^∞ находится из (8) при условии $dz_f/dt = 0$ и равно $z_f^\infty \approx w \left[1 - \frac{m+1}{m} \left(\frac{E_t}{E_g} \right)^{3/2} \right]$. Далее из (3) и (6) следует величина стационарного тока эмиссии I_s^∞ . Не проводя решения уравнения (8) для всех времен, укажем, что при $I_s \rightarrow I_s$ выход I_s на значение I_s^∞ описывается следующим из (8) выражением

$$\frac{I_s}{I_s^\infty} - 1 \approx \exp[-k(t) I_s^\infty t], \quad (11)$$

где $k(t)$ — некоторая плавная логарифмическая функция времени.

6. Возможные типы релаксационных кривых тока при неравновесном обеднении. Реально стационарный ток эмиссии I_s^∞ может течь только в отсутствие накопления неосновных носителей в приповерхностной области полупроводника. В МДП структуре это возможно либо при наличии бокового $p-n$ -перехода, вытягивающего неосновные носители (структура типа полевого триода),

либо при локальном процессе генерации носителей [11, 12], что чаще всего имеет место. При накоплении неосновных носителей ток I_g убывает по сложному закону: вначале — экспоненциально, а в конце — квазигиперболически (рис. 3, кривая 2); при наличии стока неосновных носителей из области локальной генерации, сопровождающегося распространением фронта перезарядки поверхностных состояний (при достаточной поверхностной плотности последних), наблюдается промежуточный участок почти постоянного тока (кривая 3) [9]. Наконец, возможен немонотонный характер релаксации тока (кривая 4), наблюдаемый либо в достаточно узкозонных полупроводниках, когда образование инверсионного слоя сужает толщину потенциального барьера, увеличивая T_r , T_1 [13], либо при наличии других эффектов, например связанных с ГУ в диэлектрике [14], физика которых еще не совсем ясна.

7. *Эксперимент.* На рис. 4 приведены характерные релаксационные кривые, полученные при неравновесном обеднении на Si—SiO₂ МДП структурах с $d=1200 \text{ \AA}$, $N_d=10^{15} \text{ см}^{-3}$ и плотностью поверхностных состояний $N_{ss} \sim 10^{12} \text{ см}^{-2}$, измеренные при нескольких обедняющих напряжениях. Подробности экспе-

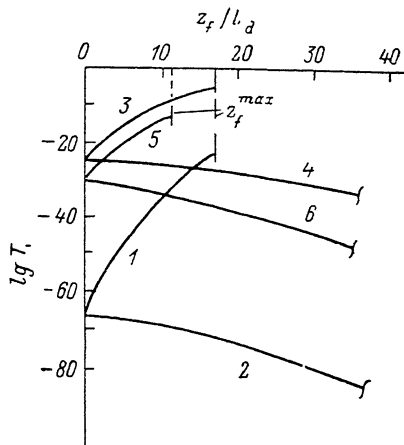


Рис. 5. Теоретическая зависимость тока туннельной генерации носителей от глубины области перезарядки ГУ.

δ/L_d : 1—4 — 1.5; 5, 6 — 15. E , эВ : 1, 2 — 0.5; 3—6 — 0.25. m : 1, 3, 5 — 10; 2, 4, 6 — 1. $|V_g| = 20 \text{ В}$.

риментов, а также анализ вольтфарадных характеристик, релаксационных и динамических ВАХ описаны в работах [9, 12]. Измерения проводились при низких температурах (77—110 К), не оказывавших заметного влияния на величину и характерные времена релаксации тока. Наблюдались выраженные достаточно протяженные (почти на порядок изменения величины тока) участки с зависимостью $I(t) \sim t^{-1}$. Оценка интегрального эмиттированного с ГУ заряда позволяет оценить среднюю поверхностную концентрацию ГУ величиной $2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ (площадь структуры $5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$), что не противоречит установленному ранее факту локальности туннельных процессов. Действительно, приведенная к единице площади поверхностная концентрация ГУ составляет 10^{12} см^{-2} [соответственно $N_t \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $z_f \sim 10^{-5} \text{ см}$ (см. [10])], и доля площади структуры, участвующая в токопереносе, имеет порядок 10^{-2} .

8. *Кинетика туннельной генерации, управляемой эмиссией.* Далее рассмотрим случай не очень больших концентраций N_t , когда выполнено условие, обратное (1). Тогда эмиссия электронов с ГУ происходит независимо от тока I_g и стабилизация I_g на уровне I_g^∞ не имеет места. Рассматривая, как и ранее, долговременной «хвост» релаксационной кривой, можно положить $z_f > z_g$ и ток туннельной генерации представить как сумму тока прямого межзонного туннелирования $I_r \sim T_r \sim \exp(-\Theta_g/F_s)$, где Θ_g определено подобно Θ_i в (5), но с заменой E_i на E_g , и тока резонансного туннелирования

$$I_r^{\text{res}} \sim T = (T_1^{-1} + T_2^{-1})^{-1}, \quad (12)$$

где T_1 и T_2 определены выражениями (5) [5]. Оценка показывает, что более точные выражения для T_1 , T_2 , T_r , учитывающие изменение поля, согласно (2), для МДП структур с реальными параметрами, несущественно отличаются от используемых. Поэтому независимо от соотношения между токами I_r и I_r^{res} ток релаксации (при выполнении условия $z_f > z_g$ с запасом $2-3 L_d$) представим в виде

$$I_r(t) \sim \exp(-\Theta/F_s(t)), \quad (13)$$

где Θ равна одной из трех возможных величин Θ_0 , Θ_i , Θ_g , а $F_s(t)$ дается выражением (2) при $z=0$, в котором $z_f(t)$ — плавно растущая функция времени

(см. п. 5). На рис. 5 показаны зависимости $I_r(z_f)$, рассчитанные, согласно (13), для нескольких значений Θ (указаны соответствующие Θ значения энергии барьеров, определенных выражением, подобным (5) для Θ_i , при различных отношениях $m=N_i/N_d$. При $m \geq 2$ рост z_f увеличивает $I_r(z_f)$, а при $m < 2$ уменьшает, что нетрудно понять, если учесть, что в первом случае эффект возрастания поля при сокращении ОПЗ превосходит эффект уменьшения поля из-за экранировки и понижения поверхностного потенциала, а во втором случае — наоборот. Возрастание $I_r(t)$ при перезарядке ГУ в первом случае приводит к быстрому накоплению неосновных носителей (если это возможно), так что реально будет наблюдаться спадание тока, подобное приведенному на рис. 3 (кривая 2). Во втором случае ток туннельной генерации спадает по степенному закону, и, в частности, для кривой 4 (рис. 4) $I_r(t) \sim t^{-\alpha}$, где величина α порядка 0.33 для выбранных значений параметров при отсутствии накопления неосновных носителей, и на единицу больше при образовании инверсионного слоя.

9. *Релаксация туннельного тока в других структурах.* Основные результаты пп. 3—5, касающиеся долговременной релаксации туннельного тока эмиссии электронов с ГУ, остаются справедливыми и в других поверхностно-барьерных структурах: гетероструктура металл—широкозонный полупроводник—узкозонный полупроводник, структура металл—полупроводник, в $p-n$ -переходах. Роль диэлектрика в гетероструктуре при неравновесном обеднении играет обедненный слой широкозонного полупроводника, так что возможно накопление неосновных носителей. В структуре металл—полупроводник толщина промежуточного переходного слоя обычно мала, и для расчета поля в выражениях п. 3 следует положить $d=0$ и учесть величину барьера Шоттки. Такое же условие имеет место и в $p-n$ -переходе, и поскольку в двух последних структурах накопления неосновных носителей нет, то, согласно нашей модели, релаксационные кривые могут быть только типа кривой 1 или 4 (рис. 3). Кроме того, при $d=0$ падение напряжения на диэлектрике отсутствует и поле F оказывается большим, чем в МДП структуре. Зависимости $I_r(z_f)$ тем не менее подобны изображенным на рис. 5, однако возрастание I_r ограничивается другими механизмами, например сопротивлением растекания [11].

Л и т е р а т у р а

- [1] Вуль А. Я., Кидалов С. В. — ФТП, 1986, т. 20, в. 3, с. 451—456.
- [2] Нажмудинов Х. Г., Полянская Т. А. — ФТП, 1987, т. 21, в. 10, с. 1737—1744.
- [3] Райх М. Э., Рузин И. М. — ФТП, 1985, т. 19, в. 7, с. 1217—1225.
- [4] Райх М. Э., Рузин И. М. — ФТП, 1987, т. 21, в. 3, с. 456—460.
- [5] Чаплик А. В., Этин М. В. — ЖЭТФ, 1974, т. 74, в. 1 (7), с. 208—218.
- [6] Король А. Н., Стриха В. И., Шека Д. И. — ФТП, 1980, т. 14, в. 6, с. 1180—1185.
- [7] Samrabadal F., Aumerich-Humet X. — Phys. St. Sol. (b), 1985, v. 132, N 1, p. 305—315.
- [8] Курносова О. В., Ясевич И. Н. — ФТТ, 1984, т. 26, в. 11, с. 3307—3315.
- [9] Литовский Р. Н., Лысенко В. С., Назаров А. Н., Руденко Т. Е. — Микроэлектрон., 1987, т. 16, в. 5, с. 427—435.
- [10] Литовский Р. Н., Лысенко В. С., Назаров А. Н., Руденко Т. Е. — ФТП, 1987, т. 21, в. 11, с. 1989—1997.
- [11] Вьюков Л. А., Гергель В. А., Соляков А. Н. — Микроэлектрон., 1980, т. 9, в. 2, с. 107—113.
- [12] Руденко Т. Е., Садовничий А. А., Назаров А. Н., Лысенко В. С. — Поверхность, 1986, № 6, с. 64—68.
- [13] Литовский Р. Н. — ФТП, 1988, т. 22, в. 4, с. 716—722.
- [14] Настаушев Ю. В., Овсяк В. Н. — Поверхность, 1982, № 12, с. 34—39.

Институт полупроводников
АН УССР
Киев

Получена 5.06.1987
Принята к печати 25.11.1987