

## БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩИЙ ФОТОТРАНЗИСТОР НА ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ ZnSe—GaAs

Жук Б. В., Зленко А. А., Прохоров А. М., Разов Е. Н.,  
Щербаков Е. А.

Реализован фототранзистор на  $n-p-n$ -гетероструктуре ZnSe—GaAs в режиме тока, ограниченного пространственным зарядом в эмиттерном переходе. Проведены теоретические оценки предельного быстродействия такого фототранзистора. Экспериментально получена чувствительность 100 А/Вт на частоте 200 МГц.

Гетероструктурные фототранзисторы (ГФТ) перспективны для создания фотоприемников с внутренним усилением и малым уровнем собственных шумов. В основном усилия исследователей направлены на создание ГФТ для практически интересного спектрального диапазона 800—1500 нм. Этот диапазон важен для оптических систем связи и обработки информации. В ряде работ сообщалось о создании ГФТ на основе соединений  $A^{III}B^V$  (GaAlAs—GaAs [1, 2] и InGaAsP—InP [3, 4]). Основным недостатком предыдущих работ по ГФТ является невысокое быстродействие при больших коэффициентах усиления, связанное с большой величиной емкости перехода эмиттер—база. В работах [1–4] получены значения чувствительности 100—500 А/Вт. В то же время временное разрешение составляло в лучшем случае 50—100 нс для транзисторов с «плавающей» базой при мощности падающего излучения на ГФТ в диапазоне 1—10 мкВт. При уменьшении падающей мощности временное разрешение резко ухудшалось.

Такие характеристики фототранзисторов, в особенности временное разрешение, не удовлетворяют требованиям, предъявляемым к фотоприемникам для систем связи и других целей.

Рассмотрим механизм работы  $n-p-n$ -ГФТ с тонкой «плавающей» базой (рис. 1). На ГФТ подано рабочее смещение, обратное для коллекторного перехода. Свет, поглощаясь в узкозонной базе и в запорном слое перехода база—коллектор, рождает электронно-дырочные пары. Дырки двигаются под действием поля в базу и, накапливаясь в ней, понижают барьер для протекания электронов из эмиттера в коллектор. После окончания светового импульса происходят релаксация избыточных дырок в базе с электронами, протекающими через базу, и восстановление первоначального барьера в ГФТ.

Пусть  $\tau_p$  — время жизни избыточных дырок в базе. Будем считать, что коэффициент усиления транзистора по току  $\alpha \gg 1$ ,  $\tau_n$  — время жизни электронов в базе,  $W$  — толщина базы,  $S$  — площадь ГФТ,  $P_{св}$  — постоянная мощность падающего света,  $\eta$  — квантовая эффективность процесса поглощения света,  $h\nu$  — энергия кванта регистрируемого света,  $\varphi$  — высота барьера эмиттер—база при данной мощности  $P_{св}$ . Тогда величина тока эмиттер—коллектор

$$I_{кол} \cong \nu q S n_0 (1 - \gamma), \quad \gamma = W/\tau_n \nu,$$

где  $\nu$  — средняя скорость электронов в базе,  $q$  — заряд электрона,  $n_0$  — концентрация электронов в базе. При  $\alpha \gg 1$  величина  $\gamma \ll 1$ . Концентрация из-

быточных дырок в базе  $p_0 = P_{cb} \eta \tau_p / \hbar v S W$ , причем при  $p_0 \gg n_0$   $\tau_p = \tau_n p_0 / n_0$ . Тогда чувствительность ГФТ

$$\frac{dI_{\text{кол}}}{dP_{cb}} \approx \frac{v \tau_n}{W} \frac{P_{cb} q \eta}{\hbar v},$$

где  $v \tau_n / w = \alpha$ ,  $\tau_n$  — время жизни электронов в базе. При подаче на ГФТ светового импульса передний фронт импульсного отклика ГФТ будет определяться временем пролета электронов базы и запиорного слоя переходов база—коллектор и база—эмиттер, а также постоянной времени  $RC_x$  ( $R$  — сопротивление нагрузки,  $C_x$  — емкость коллекторного перехода). Задний же фронт в основном определяет быстродействие ГФТ и связан с временем релаксации избыточных дырок в базе.

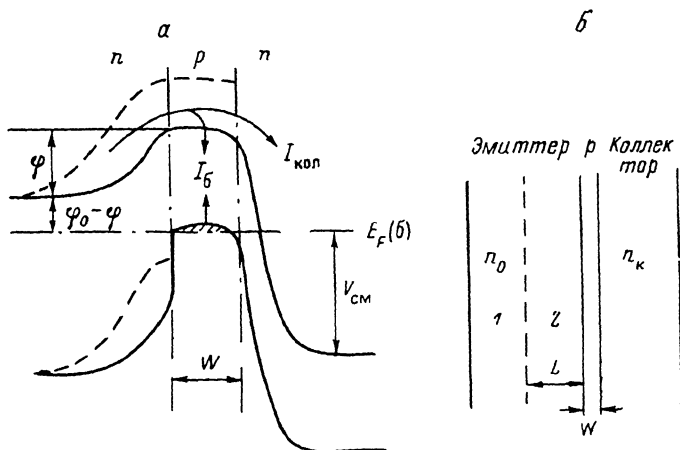


Рис. 1. Зонная диаграмма гетероструктурного фототранзистора (а) и его схема (б).

Пусть на ГФТ падают свет постоянной мощности  $P_{cb}$  и импульсы света мощностью  $P \ll P_{cb}$ . Тогда задний фронт импульса будет иметь экспоненциальный спад с характерным временем  $\tau$ . Можно показать, что

$$\tau = (C_s + C_x) (d\varphi/dI_{\text{кол}}) \alpha, \quad (1)$$

где  $d\varphi/dI_{\text{кол}}$  — дифференциальное сопротивление перехода эмиттер—база,  $C_s$  и  $C_x$  — емкости переходов эмиттер—база, база—коллектор,  $C_s + C_x = WqS \times \times (dp_0/d\varphi)$ . Из формулы (1) видно, что для определения  $\tau$  необходимо знать вольтамперную характеристику перехода эмиттер—база и зависимость емкости ( $C_s + C_x$ ) от потенциала базы. В работе [5] показано, что временное разрешение ГФТ с однородно легированными эмиттером и коллектором при больших коэффициентах усиления ограничивается даже при больших величинах тока за счет увеличения  $C_s$  при увеличении тока  $I_{\text{кол}}$ . Для реальных параметров структуры ГФТ с однородно легированным эмиттером временное разрешение не лучше  $10^{-7} \div 10^{-8}$  с при  $\alpha > 100$  [5].

Рассмотрим возможность повышения быстродействия ГФТ при сохранении его площади и при наличии двухслойного эмиттера (рис. 1, б). Пусть уровень легирования коллектора —  $n_k$ , базы —  $p$ . Широкозонный эмиттер состоит из нелегированного слоя толщиной  $L$ , прилежащего к гетерогранице, и сильно легированного слоя с легированием, равным  $N_A = n_0$  ( $N_A$  — концентрация доноров,  $n_0$  — концентрация электронов,  $p \gg n_k$ ). Будем считать, что  $\chi_s = \chi_{b,k}$ , т. е. отсутствует разрыв в зоне проводимости между эмиттером и базой. Для определения быстродействия необходимо, согласно (1), знать вольтамперную характеристику  $I_{\text{кол}}(\varphi)$  и зависимость  $C_s(\varphi)$ . В дальнейшем предполагается, что  $C_x = \text{const}$ ,  $C_s = S(qn_0 \varepsilon_0 / 2V)^{1/2}$  ( $V$  — смещение, подаваемое на ГФТ,  $V \gg \varphi_0$ ).

При  $l_0 \ll L$  ( $l_0$  — длина свободного пробега электронов в слое 2)  $I_{\text{кол}}(\varphi)$  можно определить путем совместного решения диффузионного уравнения и уравнения Пуассона в областях 1 и 2:

$$\begin{aligned} \varphi(x)''_{xx} &= -qN/\varepsilon\varepsilon_0, \\ J &= qD_n n'_x + qn u_n \varphi'_x, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $J$  — плотность тока,  $N$  — плотность объемного заряда,  $n$  — концентрация электронов. В нелегированном слое  $N=n$ , в легированном слое  $N=n-N_A$ . Решение системы различно в зависимости от значения потенциала при  $x=L$  на границе эмиттер—база. Можно условно выделить три области для решения системы (2): 1)  $q(\varphi - \varphi_1)/kT > 1$  ( $\varphi_1$  — значение потенциала, при котором  $\varphi'_x = 0$  в точке  $x=L$ ); 2)  $\varphi \sim \varphi_1$ ; 3)  $q(\varphi_1 - \varphi)/kT \gg 1$  (режим тока, ограниченного пространственным зарядом).

Вольтамперную характеристику в области 1 можно получить путем решения уравнения Пуассона при  $I=0$  и далее использовать метод вариации постоянных для нахождения величины  $I$ . Решение системы уравнений (2) в области 1 можно получить в аналитическом виде. В результате вольтамперная характеристика в области 1 дается выражением

$$I \approx \frac{qD_n n_0 \exp(-q\varphi/kT)}{L} \frac{q(\varphi - \varphi_1)}{kT}. \quad (3)$$

Рассмотрим решение (2) в области 2. Значение  $\varphi_1$  определяется из уравнения

$$\frac{L^2}{l_D^2} \frac{2}{\pi} = \exp\left[\frac{q\varphi_1(L)}{kT}\right], \quad l_D = \left(\frac{\varepsilon\varepsilon_0 kT}{q^2 n_0}\right)^{1/2},$$

и величина тока при  $\varphi = \varphi_1$   $I_1 = \pi u_n \varepsilon\varepsilon_0 L^{-3}$ . Можно показать, что при  $|\varphi(L) - \varphi_1| \leq (1 \div 2)kT/q$  зависимость тока от  $[\varphi(L) - \varphi_1]$  имеет следующий вид:

$$I \approx I_1 \exp\left\{\frac{3q[\varphi(L) - \varphi_1]}{2kT}\right\}. \quad (4)$$

В области 3 реализуется режим тока, ограниченного пространственным зарядом (ОПЗ). В результате

$$I \approx \frac{u_n \varepsilon\varepsilon_0}{2L^3} \frac{9}{8} [\varphi(L) - \varphi_1]^2. \quad (5)$$

Для проверки правильности (3)—(5) нами было проведено также численное решение системы (2) в областях 1—3 при  $L=1$  мкм,  $u_n=10^3$  см<sup>2</sup>/В·с. Численный анализ показал достаточно хорошее совпадение значений тока с формулами (3)—(5). Решение системы (2) правомерно при условии линейной зависимости дрейфовой скорости движения электронов от величины поля. Однако известно [6], что происходит насыщение величины дрейфовой скорости движения носителей. Предположим, что зависимость дрейфовой скорости электронов от поля  $E$  в слое 2 имеет вид  $v_{др} = u_n E$  при  $E > E_{нас}$  и  $v_{др} = v_{нас}$  при  $E < E_{нас}$ .

Тогда при  $I \geq \varepsilon\varepsilon_0 u_n E_{нас}^2 / 2L = I_{нас}$  вольтамперная характеристика имеет следующий вид:

$$\varphi_1 - \varphi \approx IL^2 / 2C_{нас} \varepsilon\varepsilon_0. \quad (6)$$

Для определения величины  $\tau$ , кроме дифференциального сопротивления, нужно также знать величину  $C_s$ . Можно показать, что  $C_{s1} = \varepsilon\varepsilon_0 S/L$  в области 1,  $C_{s2} = 2C_{s1}$  в области 2,  $C_{s3} = (3/2)C_{s1}$  в области 3 и при  $I > I_{нас}$   $C_s = 2C_{s1}$ . Таким образом, при  $C_s > C_x$  для ГФТ такой конструкции в области 1

$$\tau = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 kT}{ILq} \alpha, \quad (7)$$

в области 2

$$\tau = \frac{4}{3} \frac{\varepsilon\varepsilon_0 kT}{IqL} \alpha, \quad (8)$$

в области 3

$$\tau = \left(\frac{L^3}{2\varepsilon\varepsilon_0 u_n I}\right)^{1/2} \alpha \quad (9)$$

и при  $I > I_{\text{нас}}$

$$\tau = \frac{L}{V_{\text{нас}}} |\alpha|. \quad (10)$$

Из (7)—(10) следует, что для ГФТ в режиме тока ОПЗ, как и для ГФТ с однородно легированным эмиттером, быстродействие улучшается с увеличением плотности тока, протекающего через ГФТ, и достигает предельного значения  $\tau = L\alpha/v_{\text{нас}}$ . Выражение (10) было получено для случая, когда зависимость дрейфовой скорости от величины поля имеет простейший вид. Реально эта зависимость определяется механизмом рассеяния горячих носителей в материале эмиттера и имеет более сложный вид.

Задача получения вольтамперной характеристики в режиме ОПЗ при учете разогрева носителей в слое ОПЗ была решена численными методами в работе [7]. Сравнение численных результатов [7] с выражением (6) показывает, что формула (6) достаточно хорошо отражает ситуацию при  $I \geq I_{\text{нас}}$ .

Оценим величину  $\tau$  для реальных параметров структуры. Пусть  $u=10^3$  см<sup>2</sup>/В·с,  $v_{\text{нас}} \approx 10^7$  см/с, тогда при  $L \sim 1 \div 2$  мкм  $I_{\text{нас}} \approx$

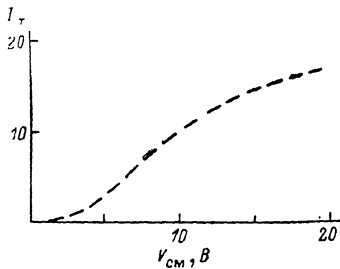


Рис. 2. Зависимость темного тока ГФТ от напряжения смещения  $V_{\text{см}}$ .

Площадь ГФТ  $2 \cdot 10^{-3}$  см<sup>2</sup>.

$\approx 100 \div 400$  А/см<sup>2</sup>, а величина  $\tau$  при  $\alpha=100$  равна  $(1 \div 2) \cdot 10^{-9}$  с. Характеристикой ГФТ является [4] произведение полосы пропускания  $\Delta f \sim \tau^{-1}$  на коэффициент усиления  $\alpha$  по току при заданной средней мощности света  $P_{\text{св}}$ . Если площадь ГФТ составляет  $10^{-5} \div 10^{-6}$  см<sup>2</sup>, то при вышеуказанных параметрах и при  $P_{\text{св}}=10^{-5} \div 10^{-6}$  мкВт  $\Delta f \alpha = 50 \div 100$  ГГц, что существенно превышает соответствующую величину для ГФТ с однородно легированным эмиттером ( $\Delta f \alpha = 2$  ГГц) [4].

Рассмотренная конструкция ГФТ предполагает наличие нелегированного слоя широкозонного материала рядом с сильно легированной узкозонной базой. При этом для реализации режимов работы ГФТ, описанных выше, должны быть выполнены определенные требования на качество слоя толщиной  $L$  и на уровень легирования  $n_0$ . Уровень легирования донорами в слое  $L$  должен быть, вообще говоря, много меньше, чем величина  $I_{\text{нас}}/qv_{\text{нас}}$ . В то же время в случае, если «нелегированный» слой является компенсированным полупроводником, концентрация заряженных центров в нем также должна быть много меньше величины  $I_{\text{нас}}/qv_{\text{нас}}$ . При  $L \sim 1$  мкм,  $v_{\text{нас}} \sim 10^7$  см/с и  $u_n=10^3$  см<sup>2</sup>/В·с величина  $I_{\text{нас}}/qv_{\text{нас}}$  порядка  $10^{14}$  см<sup>-3</sup>.

Для ГФТ [1-4] с большим коэффициентом усиления ( $\alpha > 100$ ) временное разрешение обычно было равно  $50 \div 100$  нс. Это связано с тем, что в [1-4] использовался однородно легированный эмиттер. Причем обычно уровень легирования эмиттера составлял  $(0.1 \div 0.01)p$  ( $p$  — уровень легирования базы). Такой уровень легирования эмиттера использовался вынужденно из-за наличия диффузии примеси  $p$ -типа из базы в широкозонный эмиттер и образования слоя  $p$ -типа в эмиттере [8]. В результате в таких ГФТ  $C_0$  была большой и, согласно (1), быстродействие было недостаточно высоким.

Нами для создания ГФТ использованы гетеропереходы ZnSe—GaAs, полученные МОС гидридным способом без газа-носителя [9]. В отличие от гетероструктур типа  $A^{III}B^V$  рост ZnSe на GaAs осуществлялся при температурах  $350 \div 370$  °С, поэтому диффузия играет меньшую роль при росте таких гетероструктур. Кроме того, известно, что получение ZnSe в виде материала  $p$ -типа с концентрацией дырок более  $10^{12} \div 10^{13}$  см<sup>-3</sup> — сложная задача из-за известного эффекта самокомпенсации в широкозонных соединениях  $A^{II}B^{VI}$ . Таким образом, в отличие от гетероструктур  $A^{III}B^V$  в гетероструктурах  $A^{II}B^{VI}$ — $A^{III}B^V$  не может быть слоя  $p$ -типа со значительной концентрацией акцепторов вблизи гетерограницы.

В качестве подложки в изготовленном ГФТ использовался GaAs  $n$ -типа с концентрацией носителей  $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ; на эту подложку был нанесен слой GaAs толщиной 7 мкм  $n$ -типа ( $n=5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ). Путем обработки такой структуры в парах цинка на поверхности был создан слой  $p$ -типа толщиной  $100 \div 200 \text{ \AA}$  с концентрацией носителей  $\sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$ . Далее на GaAs при  $370 \text{ }^\circ\text{C}$  наращивался слой нелегированного ZnSe толщиной  $1 \div 2 \text{ мкм}$ . Концентрация носителей в этом слое была менее  $5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , последний слой ZnSe толщиной 1 мкм имел уровень легирования  $5 \cdot 10^{18} \div 10^{19} \text{ см}^{-3}$  и удельное сопротивление около

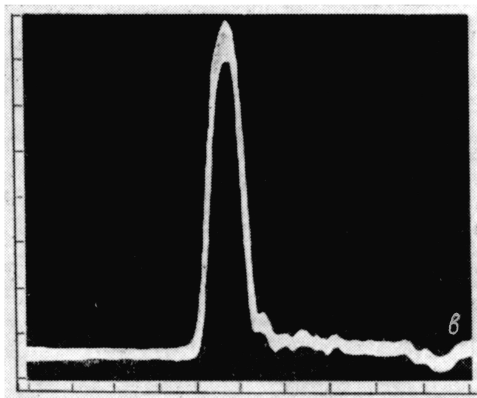
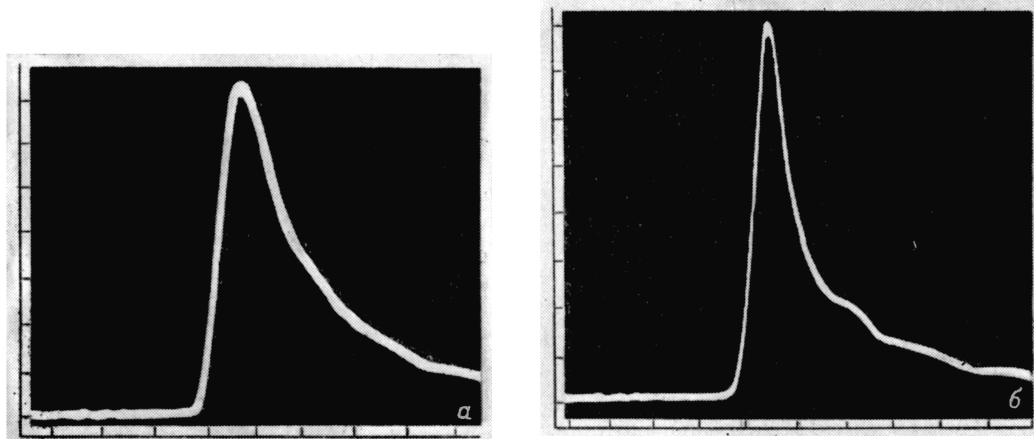


Рис. 3. Осциллограммы импульсного отклика с ГФТ ( $a, б$ ) и с ЛФД-2 ( $в$ ).

Развертка по горизонтали — 5 нс/см. Мощность света в импульсе  $P_{\text{св}}$ , Вт:  $a$  —  $10^{-3}$ ,  $б$  —  $10^{-2}$ .

$10^{-3} \text{ Ом}\cdot\text{см}$ . Из такой структуры были изготовлены ГФТ площадью менее  $10^{-5} \text{ см}^2$ . Для ГФТ измерялись темновые токи, чувствительность и быстродействие. На рис. 2 показана зависимость плотности темнового тока от напряжения смещения  $V_{\text{см}}$  на ГФТ. Чувствительность ГФТ по постоянному току для света с длиной волны  $\lambda=0.84 \text{ мкм}$  составляла  $300 \div 1000 \text{ А/Вт}$  в зависимости от экземпляра ГФТ. Чувствительность не изменялась в интервале мощностей света  $10^{-8} \div 10^{-4} \text{ Вт}$ . Измерение быстродействия ГФТ проводилось с помощью полупроводникового лазера на основе GaAlAs с длиной волны генерации  $0.84 \text{ мкм}$ . Был измерен импульсный отклик при различной мощности падающего на ГФТ света при  $V_{\text{см}}=18 \text{ В}$ . Длительность и форма импульса лазера контролировались с помощью германиевого лавинного фотодиода ЛФД-2 с чувствительностью  $5 \text{ А/Вт}$  и полосой пропускания  $1 \text{ ГГц}$ . Сигнал ЛФД усиливался усилителем с коэффициентом усиления  $27 \text{ дБ}$ , а сигнал с ГФТ подавался на осциллограф без усиления. Нагрузка в обоих случаях составляла  $50 \text{ Ом}$ . На рис. 3,  $a, б$  показан импульсный отклик ГФТ при различной мощности света в импульсе при отсутствии постоянной подсветки на ГФТ. При наличии

постоянной подсветки быстродействие прибора улучшалось. На рис. 4 показана осциллограмма сигнала с ЛФД-2 и с ГФТ при импульсной мощности на уровне  $5 \cdot 10^{-6}$  Вт и постоянной мощности света  $3 \cdot 10^{-6}$  Вт. При этом на ЛФД-2 и на ГФТ попадал сигнал одинаковой мощности. Как видно из рис. 4, чувствительность ГФТ составляет 120 А/Вт. Из рис. 4 видно, что передний фронт импульсного отклика ГФТ повторяет передний фронт сигнала, а задний фронт импульса спадает с характерным временем  $\sim 2$  нс.

Для использованного нами слоя ZnSe подвижность составляет  $600 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  [10]. Считая, что

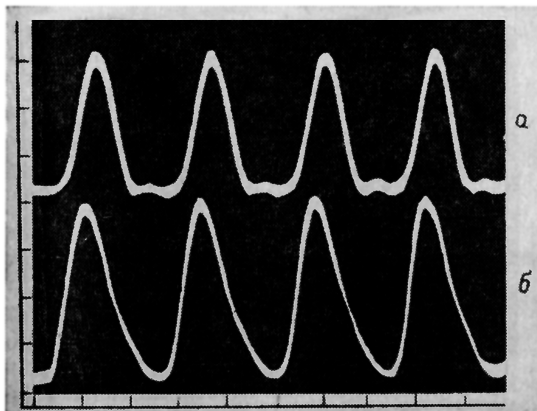


Рис. 4. Осциллограммы сигнала с ЛФД-2 (а) и с ГФТ (б) при постоянной подсветке.

Развертка по горизонтали — 2 нс/см, по вертикали — 10 мВ/см.

для ZnSe  $v_{\text{нас}} = 10^7 \text{ см/с}$ , получим, что для режима работы ГФТ, соответствующего приведенному на рис. 4, величина  $I_{\text{нас}}$  и полученное временное разрешение удовлетворительно совпадают с формулой (10).

Следует отметить, что в настоящей статье мы не касались свойств базового слоя, которые также играют существенную роль в работе ГФТ, и не рассматривали шумы ГФТ. Эти вопросы будут затронуты в следующем сообщении.

В заключение авторы выражают благодарность Г. П. Шипуло за внимание и интерес к работе, а также И. А. Жукову за помощь в работе.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Milano R. A., Windhorn T. H., Anderson E. R. et al. — Appl. Phys. Lett., 1979, v. 39, N 6, p. 562—564.
- [2] Scavennec A., Anzki D., Besombes C. et al. — Electron. Lett., 1983, v. 19, N 8, p. 394—396.
- [3] Campbell J. C., Dentai A. G., Burrus C. A., Fergusson J. F. — IEEE J. Quant. Electron., 1981, v. QE-17, N 2, p. 264—268.
- [4] Tobe M., Amemiya Y., Sakai S., Umeno M. — Appl. Phys. Lett., 1980, v. 37, N 1, p. 7375.
- [5] Milano R. A., Dapkus P. D., Stillman G. E. — IEEE Trans. Electron. Dev., 1982, v. EQ-29, N 2, p. 266—271.
- [6] Зеерер К. Физика полупроводников. М., 1977. 615 с.
- [7] Stratton R., Jones E. L. — J. Appl. Phys., 1967, v. 38, N 12, p. 4596—4600.
- [8] Miller D. L., Asbeck P. M. — J. Appl. Phys., 1985, v. 57, N 6, p. 1816—1820.
- [9] Жук Б. В., Зленко А. А. — В кн.: Применение МОС для получения неорганических покрытий и материалов / Под ред. Г. А. Разуваева. М., 1986, с. 152—170.
- [10] Zhuk B. V., Zhukov I. A., Zlenko A. A. — Sol. St. Electron., 1986, v. 29, N 2, p. 247—250.

Институт общей физики АН СССР  
Москва

Получена 16.04.1987  
Принята к печати 5.01.1988