

# Получение широкого спектра волноводного усиления в асимметричных многослойных квантоворазмерных гетероструктурах на основе $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}/\text{Ga}_{0.18}\text{In}_{0.82}\text{As}_{0.4}\text{P}_{0.6}$

Д.В.Ушаков, В.К.Кононенко

*В рамках четырехзонного  $k$ -метода проведен детальный теоретический анализ спектров волноводного усиления асимметричных многослойных квантоворазмерных гетероструктур на основе соединений  $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}/\text{Ga}_{0.18}\text{In}_{0.82}\text{As}_{0.4}\text{P}_{0.6}$ . Предложена эффективная процедура получения широкого и практически плоского спектра усиления. Рассчитаны конструкции полупроводниковых излучателей с различными наборами неоднородно возбужденных квантовых ям, дающих широкий спектр волноводного усиления в диапазонах 1.28–1.525 и 1.36–1.6 мкм.*

**Ключевые слова:** четверные соединения, волноводное усиление,  $k$ -метод, набор квантовых ям, неоднородное возбуждение, широкий спектр, ИК область.

## 1. Введение

В задачах когерентной лазерной спектроскопии, для волоконно-оптических линий связи, химического анализа, метрологии и мониторинга окружающей среды требуются высокоэффективные перестраиваемые лазерные источники излучения, охватывающие спектральный диапазон 1.3–1.6 мкм. Генерацию излучения в этой области можно получить в асимметричных многослойных квантоворазмерных гетероструктурах на основе тройных и четверных соединений  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}/\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$  [1–4] с набором неоднородно возбужденных квантовых ям различной ширины.

Идея неоднородного возбуждения квантовых ям предложена для соединений  $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  в [5, 6], где получен широкий спектр усиления, перекрывающий диапазон длин волн 0.79–0.85 мкм. Показано, что в квантоворазмерных лазерах длина волны, соответствующая излучательным межзонным переходам, зависит от толщины активных слоев. Квантовые ямы различной ширины усиливают излучение в разных диапазонах длин волн, поэтому суммарный спектр усиления квантоворазмерной гетероструктуры с такими квантовыми ямами может охватывать достаточно широкий спектральный диапазон.

Переход к тройным и четверным соединениям с меньшей шириной запрещенной зоны, лежащей в ИК области спектра, приводит к увеличению области усиления. В настоящей работе исследуются спектры волноводного усиления асимметричных многослойных квантоворазмерных гетероструктур на основе соединений  $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$  (квантовая яма) и  $\text{Ga}_{0.18}\text{In}_{0.82}\text{As}_{0.4}\text{P}_{0.6}$  (барьерный слой), согласованных с подложкой  $\text{InP}$ .

Д.В.Ушаков. Белорусский государственный университет, Белоруссия, 220030 Минск, просп. Независимости, 4;  
e-mail: UshakovDV@bsu.by

В.К.Кононенко. Институт физики им. Б.И.Степанова НАНБ, Белоруссия, 220072 Минск, просп. Независимости, 70;  
e-mail: lavik@dragon.bas-net.by

Поступила в редакцию 21 апреля 2008 г., после доработки – 27 мая 2008 г.

## 2. Теоретический расчет

Для соединений  $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}/\text{Ga}_{0.18}\text{In}_{0.82}\text{As}_{0.4}\text{P}_{0.6}$  при расчете уровней энергии и волновых функций необходимо учитывать эффект смещения подзон валентной зоны. Поэтому в работе был применен четырехзонный  $k$ -метод в приближении Люттинжера и Кона [7–9] с использованием метода конечных элементов [10, 11]. Параметры численного расчета для четверных соединений  $\text{A}_x\text{B}_{1-x}\text{C}_y\text{D}_{1-y}$  аппроксимировались по экспериментальным и теоретическим данным тройных ( $\text{A}_x\text{B}_{1-x}\text{C}$ ) и бинарных (AB) соединений согласно формуле [12]:

$$G_{ABCD}(x, y) = \frac{x(1-x)[yG_{ABC}(x) + (1-y)G_{ABD}(x)]}{x(1-x) + y(1-y)} + \frac{y(1-y)[xG_{ACD}(y) + (1-x)G_{BCD}(y)]}{x(1-x) + y(1-y)}, \quad (1)$$

$$G_{ABC}(x) = xG_{AC} + (1-x)G_{BC} - x(1-x)b_{ABC}.$$

Здесь в качестве  $G$  могут быть использованы эффективные массы электронов ( $m_e$ ), параметры Люттинжера ( $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ ), энергия спин-орбитального отщепления ( $\Delta S_0$ ), ширина запрещенной зоны ( $E_g$ ), а также оптическая ( $\epsilon_g$ ) и статическая ( $\epsilon$ ) диэлектрические проницаемости. Данные интерполяции для соединений  $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ ,  $\text{Ga}_{0.18}\text{In}_{0.82}\text{As}_{0.4}\text{P}_{0.6}$  и  $\text{InP}$  представлены в табл.1. При расчетах зонной структуры, уровней энергии и волновых функций глубина потенциальных ям в зоне проводимости и валентной зоне принималась равной 0.161 и 0.241 эВ.

Коэффициент усиления  $K_j(\nu)$  на частоте  $\nu$  для поляризаций ТЕ или ТМ ( $j = \text{ТЕ}$  или  $\text{ТМ}$ ) в модели с выполнением правила отбора по волновому вектору для квантовой ямы шириной  $d$  рассчитывался согласно [1, 9]:

$$K_j(\nu) = \frac{e^2}{c\epsilon_0 m_e^2 n_a v d} \int \frac{dk_{\parallel}}{(2\pi)^2} \sum_{n,l} |M_{nl}|^2 \{ f_e[E_{cn}(k_{\parallel})] + f_h[E_{vn}(k_{\parallel})] - 1 \} F(h\nu - h\nu_0), \quad (2)$$

Табл.1. Параметры квантоворазмерной гетероструктуры  $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}/\text{Ga}_{0.18}\text{In}_{0.82}\text{As}_{0.4}\text{P}_{0.6}/\text{InP}$  ( $T = 300 \text{ K}$ ), использованные в численных расчетах.

| Материал                                                        | $m_c/m_e$ | $\gamma_1$ | $\gamma_2$ | $\gamma_3$ | $\Delta S_0$ | $E_g$ (эВ) | $\varepsilon$ | $\varepsilon_g$ |
|-----------------------------------------------------------------|-----------|------------|------------|------------|--------------|------------|---------------|-----------------|
| $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$                     | 0.0430    | 13.8806    | 5.4732     | 6.2531     | 0.3296       | 0.735      | 14.09         | 11.47           |
| $\text{Ga}_{0.18}\text{In}_{0.82}\text{As}_{0.4}\text{P}_{0.6}$ | 0.0646    | 9.9993     | 3.7764     | 4.5782     | 0.1914       | 1.137      | 13.25         | 10.52           |
| InP                                                             | 0.0795    | 5.0800     | 1.6000     | 2.1000     | 0.1080       | 1.357      | 12.50         | 9.61            |

где  $h\nu_0 = E_g + E_{cn}(k_{||}) - E_{vn}(k_{||})$ ;  $E_g$  – ширина запрещенной зоны;  $E_{cn}(k_{||})$  и  $E_{vn}(k_{||})$  – энергии уровней, участвующих в излучательной рекомбинации электрона и дырки;  $f_e$  и  $f_h$  – функции распределения Ферми – Дирака для электронов и дырок;  $n_a$  – показатель преломления активной области структуры;  $F(h\nu - h\nu_0)$  – гауссова функция уширения линии излучения. В выражении (2), кроме правила отбора по  $k_x$  и  $k_y$ , предполагалось выполнение правила отбора по квантовому числу  $n$ .

Матричные элементы прямых межзонных переходов  $|M_{ln}|^2$  электрона с уровня  $l$  на уровень  $n$  тяжелой или легкой дырки при учете эффекта смещения зон имели следующий вид [1, 9]:

$$|M_{ln}|_{\text{TE}}^2 = \frac{1}{4} |\mathbf{P}_{cv}|^2 \left\{ \langle \phi_l | f_n^{3/2} \rangle^2 + \langle \phi_l | f_n^{-3/2} \rangle^2 + \frac{1}{3} \left( \langle \phi_l | f_n^{1/2} \rangle^2 + \langle \phi_l | f_n^{-1/2} \rangle^2 \right) + \frac{2}{\sqrt{3}} \left( \langle \phi_l | f_n^{3/2} \rangle \langle \phi_l | f_n^{-1/2} \rangle + \langle \phi_l | f_n^{-3/2} \rangle \langle \phi_l | f_n^{1/2} \rangle \right) \cos 2\varphi \right\}, \quad (3)$$

$$|M_{ln}|_{\text{TM}} = \frac{1}{3} |\mathbf{P}_{cv}|^2 \left\{ \langle \phi_l | f_n^{1/2} \rangle^2 + \langle \phi_l | f_n^{-1/2} \rangle^2 \right\}.$$

Здесь  $|\mathbf{P}_{cv}|^2 = |\langle S | p_x | X \rangle|^2 = |\langle S | p_y | Y \rangle|^2 = |\langle S | p_z | Z \rangle|^2 \approx m_e^2 E_g / 2m$ ;  $\varphi = \arctan(k_y/k_x)$ ;  $\phi$  – огибающая волновая функция в зоне проводимости;  $f_n^v$  – огибающая волновая функция с магнитным квантовым числом  $v = 3/2, -1/2, 1/2, -3/2$ ;  $|S\rangle$  – волновая функция, соответствующая  $s$ -орбитали.

Поскольку в квантовой яме локализована не вся электромагнитная волна, необходимо рассчитать волновое усиление. Фактор оптического ограничения  $\Gamma$  находился из модели трехслойного волновода [13]. Для  $i$ -й квантовой ямы с учетом ТЕ- и ТМ-поляризаций выражения для  $\Gamma$  имеют следующий вид [13]:

$$\Gamma_{\text{TE}} = d_i \left[ d + \frac{2}{d(\varepsilon_{\text{eff}} - \varepsilon_c)} \left( \frac{\varepsilon_c}{\varepsilon_i} \right)^{1/2} \left( \frac{\lambda}{2\pi} \right)^2 \right]^{-1},$$

$$\Gamma_{\text{TM}} = d_i \left[ d + \frac{2}{d(\varepsilon_{\text{eff}} - \varepsilon_c)} \left( \frac{\varepsilon_{\text{eff}}}{\varepsilon_c} \right) \left( \frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_c} \right)^{3/2} \left( \frac{\lambda}{2\pi} \right)^2 \right]^{-1}, \quad (4)$$

где  $\varepsilon_i$  и  $\varepsilon_c$  – диэлектрические проницаемости  $i$ -й квантовой ямы и обкладок;  $\varepsilon_{\text{eff}} = d^{-1} \int \varepsilon(z) dz$  и  $\varepsilon_{\text{eff}}^{-1} = d^{-1} \int \varepsilon^{-1}(z) dz$  – эффективные диэлектрические проницаемости для ТЕ- и ТМ-моды соответственно. На длине волны  $\lambda = 1.5 \text{ мкм}$  показатель преломления для соединений  $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ ,  $\text{Ga}_{0.18}\text{In}_{0.82}\text{As}_{0.4}\text{P}_{0.6}$  и InP составляет 3.79, 3.39 и 3.24. Для системы из нескольких квантовых ям суммарный коэффициент волноводного усиления

$$g(v) = \sum_i g_i(v) = \sum_i \Gamma_i K_i(v). \quad (5)$$

Для расчета электрофизических параметров квантоворазмерной гетероструктуры применялась система ура-

внений, включающая уравнение Пуассона для нахождения электростатического потенциала  $\varphi$  и уравнения непрерывности для плотностей электронного ( $j_e$ ) и дырочного ( $j_h$ ) токов [14]:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = -\frac{e}{\varepsilon \varepsilon_0} (p - n + N_d - N_a),$$

$$\frac{\partial j_e}{\partial z} = eR, \quad j_e = \mu_e n \frac{\partial F_e}{\partial z}, \quad (6)$$

$$\frac{\partial j_h}{\partial z} = -eR, \quad j_h = \mu_h p \frac{\partial F_h}{\partial z},$$

где  $n$  и  $p$  – концентрации электронов и дырок;  $N_a$  и  $N_d$  – концентрации ионизованных акцепторов и доноров;  $R$  – интегральная скорость рекомбинации;  $\mu_e$  и  $\mu_h$  – подвижности электронов и дырок;  $F_e$  и  $F_h$  – квазиуровни Ферми для электронов и дырок.

### 3. Обсуждение результатов

Расчеты спектров волноводного усиления проводились в несколько этапов. На первом этапе на основе четырехзонного  $k\mathbf{p}$ -метода при различных уровнях возбуждения рассчитывались энергетические и спектральные характеристики для квантовых ям шириной 2–15 нм. Полученная база данных применялась на втором этапе при оптимизации уровней возбуждения полупроводниковой системы из нескольких квантовых ям различной ширины с целью получения широкого и плоского спектра волноводного усиления в требуемом диапазоне длин волн. На третьем этапе на основе системы уравнений (6) определялись электрофизические характеристики, а также находились уровни легирования и толщины барьерных слоев с целью получения рассчитанных на втором этапе неоднородных уровней возбуждения квантовых ям.

В табл.2 представлены результаты вычисления основных уровней энергии, частот и длин волн переходов для квантовых ям различной ширины. Как следует из таблицы, используя наборы различных квантовых ям, мож-

Табл.2. Основные уровни энергии, частоты и длины волн переходов, рассчитанные при различных ширинах квантовых ям.

| $d$ (нм) | $E_{c1}$ (мэВ) | $E_{v1}$ (мэВ) | $h\nu_{c1v1}$ (мэВ) | $\lambda_{c1v1}$ (мкм) |
|----------|----------------|----------------|---------------------|------------------------|
| 2        | 129            | 87             | 951                 | 1.30                   |
| 3        | 107            | 54             | 896                 | 1.38                   |
| 4        | 89             | 36             | 860                 | 1.44                   |
| 5        | 74             | 26             | 835                 | 1.48                   |
| 7        | 53             | 15             | 803                 | 1.54                   |
| 9        | 40             | 10             | 785                 | 1.58                   |
| 11       | 31             | 7              | 773                 | 1.60                   |
| 13       | 25             | 5.3            | 765                 | 1.62                   |
| 14       | 22             | 4.6            | 762                 | 1.628                  |
| 15       | 20             | 4.1            | 759                 | 1.633                  |

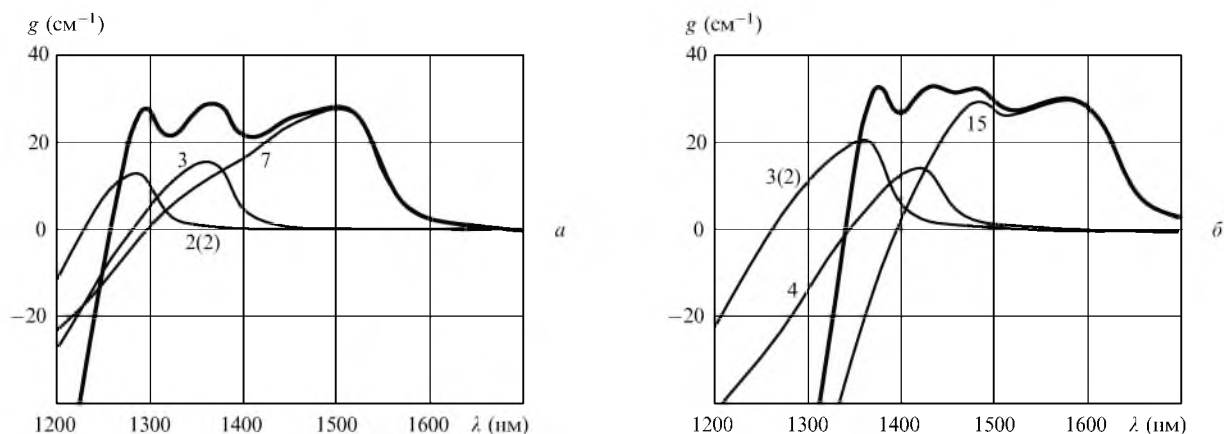


Рис.1. Спектры волноводного усиления ТЕ-моды для квантоворазмерной структуры  $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}/\text{Ga}_{0.18}\text{In}_{0.82}\text{As}_{0.4}\text{P}_{0.6}$  с четырьмя квантовыми ямами с набором ширин 2(2)–3–7 нм (а) и 3(2)–4–15 нм (б) при неоднородном возбуждении квантовых ям, а также суммарный спектр модового усиления (жирная линия). Числа у кривых соответствуют ширинам квантовых ям  $d$ : а – две ямы с  $d = 2$  нм –  $\Delta F = 1.01$  эВ,  $\Gamma = 2.4 \times 10^{-3}$ ; яма с  $d = 3$  нм –  $\Delta F = 0.97$  эВ,  $\Gamma = 3.6 \times 10^{-3}$ ; яма с  $d = 7$  нм –  $\Delta F = 0.96$  эВ,  $\Gamma = 8.4 \times 10^{-3}$  ( $U = 1.015$  В,  $j = 355$  А/см<sup>2</sup>) и б – две ямы  $d = 3$  нм –  $\Delta F = 0.99$  эВ,  $\Gamma = 3.9 \times 10^{-3}$ ; яма с  $d = 4$  нм –  $\Delta F = 0.92$  эВ,  $\Gamma = 5.2 \times 10^{-3}$ ; яма с  $d = 15$  нм –  $\Delta F = 0.89$  эВ,  $\Gamma = 19.7 \times 10^{-3}$  ( $U = 0.987$  В,  $j = 373$  А/см<sup>2</sup>).

но получить широкий спектр излучения в диапазоне 1.3–1.6 мкм. На рис.1 приведены результаты численного расчета спектров волноводного усиления для многослойной квантоворазмерной гетероструктуры с двумя наборами из четырех квантовых ям. В системе из квантовых ям шириной 2(2)–3–7 нм на уровне максимального коэффициента усиления  $g_{\text{max}} = 25$  см<sup>−1</sup> диапазон усиления составляет 1.28–1.525 мкм. При этом на половине высоты две однородно возбужденные квантовые ямы шириной по 2 нм усиливают в области 1.25–1.3 мкм, квантовая яма шириной 3 нм – в диапазоне 1.31–1.39 мкм, а квантовая яма шириной 7 нм – в широкой области 1.36–1.54 мкм.

При использовании набора квантовых ям 3(2)–4–15 нм область усиления на уровне  $g_{\text{max}} = 30$  см<sup>−1</sup> составляет 1.36–1.60 мкм. При этом две однородно возбужденные квантовые ямы шириной по 3 нм усиливают в области 1.29–1.39 мкм, квантовая яма шириной 4 нм – в диапазоне 1.36–1.54 мкм, а квантовая яма шириной 15 нм – в широкой области 1.43–1.63 мкм. Отметим, что в обоих случаях в коротковолновой области для компенсации поглощения широкой квантовой ямы используются две узкие квантовые ямы, а отклонения от заданного  $g_{\text{max}}$  составляют  $\sim 3$  см<sup>−1</sup>. При другом выборе квантовых ям

возможно получение и большего максимального коэффициента волноводного усиления с плоским спектром. Например, для набора 4(2)–5–15 нм диапазон усиления при  $g_{\text{max}} = 40 - 50$  см<sup>−1</sup> составляет 1.42–1.6 мкм, а отклонения от  $g_{\text{max}}$  не превышают 1 см<sup>−1</sup>.

На рис.2 представлены результаты численного решения системы уравнений (6) для структуры  $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}/\text{Ga}_{0.18}\text{In}_{0.82}\text{As}_{0.4}\text{P}_{0.6}$  с подложкой InP и набора квантовых ям с ширинами 2(2)–3–7 нм и 3(2)–4–15 нм. С целью контроля уровней возбуждения в квантовых ямах (согласно данным рис.1) производилось легирование донорными примесями (концентрация  $5 \times 10^{17}$  см<sup>−3</sup>) барьерных слоев  $\text{Ga}_{0.18}\text{In}_{0.82}\text{As}_{0.4}\text{P}_{0.6}$  и InP между второй и третьей, а также между третьей и четвертой квантовыми ямами; кроме того, подбирались толщины барьерных слоев. Рассчитанные значения напряжения  $U$  и плотности тока инжекции  $j$  для первой и второй структур составили 1.015 В, 355 А/см<sup>2</sup> и 0.987 В, 373 А/см<sup>2</sup> соответственно.

Отметим, что с ростом тока накачки спектр усиления трансформируется и его максимум смещается в коротковолновую область 1.25–1.35 мкм из-за увеличения, в основном, населенности в узких квантовых ямах, поэтому в длинноволновой области 1.5–1.6 мкм коэффициент усиления растет гораздо медленнее. Аналогичное поведение

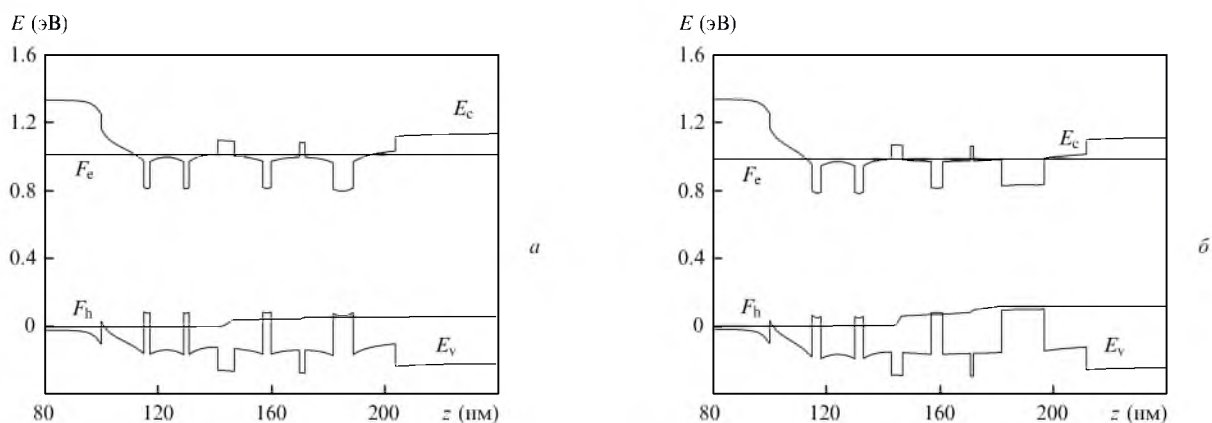


Рис.2. Распределение зоны проводимости  $E_c(z)$  и валентной зоны  $E_v(z)$  для системы  $\text{InP}/\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}/\text{Ga}_{0.18}\text{In}_{0.82}\text{As}_{0.4}\text{P}_{0.6}/\text{InP}$  многослойной гетероструктуры с четырьмя квантовыми ямами с набором ширин 2(2)–3–7 нм (а) и 3(2)–4–15 нм (б).

спектра результирующего модового усиления наблюдались для асимметричных квантоворазмерных гетероструктур на GaAs [5].

#### 4. Заключение

Таким образом, в работе с учетом эффекта смещения подзон валентной зоны в приближении четырехзонного *kp*-метода проведены расчеты спектров волноводного усиления квантоворазмерных гетероструктур в системе  $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}/\text{Ga}_{0.18}\text{In}_{0.82}\text{As}_{0.4}\text{P}_{0.6}$ . При неоднородном возбуждении квантовых ям различной ширины получен практически плоский широкий спектр волноводного усиления. В этом случае область плоского участка при различных наборах квантовых ям охватывает спектральные диапазоны 1.28–1.525 и 1.36–1.60 мкм. Предложенные конструкции асимметричных многослойных квантоворазмерных гетероструктур на основе  $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}/\text{Ga}_{0.18}\text{In}_{0.82}\text{As}_{0.4}\text{P}_{0.6}/\text{InP}$  могут применяться в качестве составных элементов оптоэлектронных и фотонных интегральных схем.

Работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований.

1. Issanchou O., Barrau J., Idiart-Alhor E., Quillec M. *J. Appl. Phys.*, **78**, 3925 (1995).
2. Yamatoya T., Mori S., Koyama F., Iga K. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **38**, 5121 (1999).
3. Hong-Quan Zhao, Li-Juan Yu, Yong-Zhen Huang. *J. Appl. Phys.*, **100**, 023513 (2006).
4. Манак И.С., Ушаков Д.В., Белявский В.С. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **72**, 262 (2008).
5. Kononenko V.K., Manak I.S., Nalivko S.V. *Spectrochim. Acta. Pt. A*, **55**, 2091 (1999).
6. Manak I.S., Kononenko V.K., Nalivko S.V. *Phys. Chem. Sol. State*, **6**, 666 (2005).
7. Luttinger J.M., Kohn W. *Phys. Rev.*, **97**, 869 (1955).
8. Пикус Г.Е., Бир Г.Л. *ФТТ*, **1**, 1642 (1959).
9. Наливко С.В., Манак И.С., Чиж А.Л. *Литовский физ. журн.*, **39**, 365 (1999).
10. Nakamura K., Shimizu A., Koshiha M., Hayata K. *IEEE J. Quantum Electron.*, **25**, 889 (1989).
11. Yi J.C., Dagli N. *IEEE J. Quantum Electron.*, **31**, 208 (1995).
12. Vurgaftman I., Meyer J.R., Ram-Mohan L.R. *J. Appl. Phys.*, **89**, 5815 (2001).
13. Афоненко А.А., Манак И.С. *Электромагнитная теория полупроводниковых лазеров* (Минск: изд-во Белгосуниверситета, 1997).
14. Афоненко А.А., Кононенко В.К., Манак И.С. *Теория полупроводниковых лазеров* (Минск: изд-во Белгосуниверситета, 1995).