

Волноводный эффект квантовых ям в полупроводниковых лазерах

В.Я.Алешкин, Н.В.Дикарёва, А.А.Дубинов, Б.Н.Звонков, М.В.Карзанова, К.Е.Кудрявцев, С.М.Некоркин, А.Н.Яблонский

Теоретически и экспериментально исследован волноводный эффект квантовых ям InGaAs в полупроводниковых лазерах на основе GaAs и InP. Показана возможность эффективного использования такого типа волновода для лазерных структур с большой разностью показателей преломления материалов квантовой ямы и полупроводниковой матрицы и большим числом квантовых ям (например, для структур на основе InP).

Ключевые слова: полупроводниковый лазер, квантовая яма, волноводный эффект.

1. Введение

В настоящее время важной задачей является улучшение характеристик полупроводниковых лазеров – увеличение мощности, квантовой эффективности, качества выходящего излучения [1–3]. Одним из ключевых элементов полупроводникового лазера, ответственным за многие его характеристики, является волновод. Обычно для создания волновода либо используются ограничительные слои с показателем преломления (ПП), меньшим ПП сердцевинного волновода (например, слои InGaP или AlGaAs для лазеров на основе GaAs), либо используется волноводный слой с большим ПП (InAlGaAsP), чем у подложки (InP). В последнем случае сама подложка играет роль ограничительного слоя.

Общезвестно, что в случае симметричного волновода (когда слой с большим ПП заключен между неограниченными слоями с меньшим ПП) возможно существование TE₀ и TM₀ мод при любой сколь угодно малой толщине волновода [4]. Следовательно, электромагнитная мода может быть локализована в окрестности волноводного слоя, толщина которого на порядки меньше длины волны этой моды. В случае полупроводниковых лазеров, генерирующих в области длин волн 1 мкм, таким волноведущим слоем может быть слой толщиной порядка 10 нм. Отметим, что такая толщина характерна для квантовых ям, играющих роль активной среды в лазерах. Таким образом, принципиально возможно построение лазеров, в которых квантовые ямы будут играть двойную роль – служить активной и волноведущей средой. В таких лазерах отсутствует необходимость в обычном волноводе, а следовательно, они обладают более простой конструкцией, что очень важно с точки зрения техноло-

гии. Однако в реальных полупроводниковых лазерах волновод практически никогда не бывает симметричным из-за технологии изготовления лазеров – эпитаксиального роста лазерной структуры и дальнейших послеростовых процедур, поскольку на расстояниях порядка длины волны излучения от выращенных квантовых ям располагается граница либо с воздухом (в случае оптической накачки), либо с металлом (токовая накачка). Кроме того, важную роль играет фактор оптического ограничения, ответственный за величину порога генерации в лазере. При очень тонких квантовых ямах и малой разности ПП фактор оптического ограничения будет малым (мода слабо локализована), а следовательно, порог генерации – слишком большим. Впервые лазер с волноведущей квантовой ямой GaAs, расположенной в широком слое AlGaAs, продемонстрирован достаточно давно [5]. К сожалению, этот лазер обладал большими потерями вследствие существенного проникновения моды в сильнолегированные слои. Тем не менее, волноводный эффект квантовых ям InGaAs недавно был использован для улучшения диаграммы направленности мощных лазеров на основе GaAs [6–8].

Цель настоящей работы – изучение использования квантоворазмерных слоев в качестве волновода и рекомендации для построения лазеров с такими волноводами.

2. Модельная задача

Рассмотрим простую модельную задачу, которая описывает моды в лазере с волноведущим слоем толщиной d , и сравним затем эту модель с реальной моделью лазера, содержащего несколько квантовых ям. Пусть электромагнитная волна распространяется в направлении x , а показатель преломления в полупроводниковой структуре распределяется следующим образом:

$$n(z) = \begin{cases} n_1, & z < 0, \\ n_2, & 0 \leq z < d, \\ n_1, & d \leq z < d + L, \\ n_3, & z \geq d + L, \end{cases} \quad (1)$$

где $n_2 > n_1 \geq n_3$; L – поперечный размер структуры.

Уравнения Максвелла для поля $E_y(z, x)$ TE моды и поля $H_y(z, x)$ TM моды можно записать в виде

В.Я.Алешкин, А.А.Дубинов, К.Е.Кудрявцев, А.Н.Яблонский. Институт физики микроструктур РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ГСП-105; e-mail: sanya@ipm.sci-nnov.ru

Н.В.Дикарёва, Б.Н.Звонков, М.В.Карзанова, С.М.Некоркин. Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И.Лобачевского, Россия, 603950 Н.Новгород, просп. Гагарина, 23

Поступила в редакцию 8 февраля 2013 г., после доработки – 27 марта 2013 г.

$$\frac{d^2 E_y(z, x)}{dx^2} + \frac{d^2 E_y(z, x)}{dz^2} + n^2(z) \left(\frac{k}{c}\right)^2 E_y(z, x) = 0, \quad (2)$$

$$\frac{d^2 H_y(z, x)}{dx^2} + n^2(z) \frac{d}{dz} \left[\frac{1}{n^2(z)} \frac{d^2 H_y(z, x)}{dz} \right] + n^2(z) \left(\frac{k}{c}\right)^2 H_y(z, x) = 0, \quad (3)$$

где $k = 2\pi/\lambda$; λ – длина волны моды; c – скорость света в вакууме. На границе слоев с разными ПП непрерывны $E_y(z, x)$ и $H_y(z, x)$, $dE_y(z, x)/dz$ и $n^2(z)dH_y(z, x)/dz$. Граничными условиями для волноводных мод являются требования $E_y(z, x)$, $H_y(z, x) \rightarrow 0$ при $z \rightarrow \pm\infty$. Будем искать решения уравнений (2) и (3) для полей $E_y(z, x)$ и $H_y(z, x)$ в виде

$$E_y(z, x) = \exp(ikbx)$$

$$\times \begin{cases} A_1 \exp(-ikN_1 z), z < 0, \\ B_1 \exp(ikN_2 z) + C_1 \exp(-ikN_2 z), 0 \leq z < d, \\ D_1 \exp(ikN_1 z) + F_1 \exp(-ikN_1 z), d \leq z < d + L, \\ J_1 \exp(ikN_3 z), z \geq d + L \end{cases} \quad (4)$$

и

$$H_y(z, x) = \exp(ikbx)$$

$$\times \begin{cases} A_2 \exp(-ikN_1 z), z < 0, \\ B_2 \exp(ikN_2 z) + C_2 \exp(-ikN_2 z), 0 \leq z < d, \\ D_2 \exp(ikN_1 z) + F_2 \exp(-ikN_1 z), d \leq z < d + L, \\ J_2 \exp(ikN_3 z), z \geq d + L, \end{cases} \quad (5)$$

где $A_1, B_1, C_1, D_1, F_1, J_1, A_2, B_2, C_2, D_2, F_2, J_2$ – неизвестные константы; b – показатель распространения волн вдоль направления x ; $N_1 = \sqrt{n_1^2 - b^2}$, $N_2 = \sqrt{n_2^2 - b^2}$ и $N_3 = \sqrt{n_3^2 - b^2}$. Тогда дисперсионные уравнения для ТЕ и ТМ мод с неизвестной b запишутся соответственно как

$$\frac{\tilde{N}_1 - \tilde{N}_2}{\tilde{N}_1 + \tilde{N}_2} \exp(i2kN_2 d) = \frac{\exp(ikN_1 L)(N_3 - N_1)(N_1 - N_2) + \exp(-ikN_1 L)(N_3 + N_1)(N_1 + N_2)}{\exp(ikN_1 L)(N_3 - N_1)(N_1 + N_2) + \exp(-ikN_1 L)(N_3 + N_1)(N_1 - N_2)}, \quad (6)$$

$$\frac{\tilde{N}_1 - \tilde{N}_2}{\tilde{N}_1 + \tilde{N}_2} \exp(i2kN_2 d) = \frac{\exp(ikN_1 L)(\tilde{N}_3 - \tilde{N}_1)(\tilde{N}_1 - \tilde{N}_2) + \exp(-ikN_1 L)(\tilde{N}_3 + \tilde{N}_1)(\tilde{N}_1 + \tilde{N}_2)}{\exp(ikN_1 L)(\tilde{N}_3 - \tilde{N}_1)(\tilde{N}_1 + \tilde{N}_2) + \exp(-ikN_1 L)(\tilde{N}_3 + \tilde{N}_1)(\tilde{N}_1 - \tilde{N}_2)}, \quad (7)$$

где $\tilde{N}_1 = N_1/n_1^2$; $\tilde{N}_2 = N_2/n_2^2$; $\tilde{N}_3 = N_3/n_3^2$.

Моды становятся локализованными, когда значение d превышает некоторую пороговую толщину d_{th} . При $d = d_{th}$ имеем $b \rightarrow n_1$ и $N_1 \rightarrow 0$, причем мода простирается до $x = -\infty$. Разлагая выражения (6) и (7) по малому параметру N_1 и оставляя в них только линейные члены по N_1 , получим выражения для пороговой толщины d_{th} для ТЕ и ТМ мод:

$$d_{th}^{TE} = \frac{\lambda}{4\pi\sqrt{n_2^2 - n_1^2}} \times \left[\frac{\pi}{2} - \arctan \left[\frac{(n_2^2 - n_1^2)(1 + kL\sqrt{n_1^2 - n_3^2})^2 + n_3^2 - n_1^2}{2\sqrt{n_1^2 - n_3^2}\sqrt{n_2^2 - n_1^2}(1 + kL\sqrt{n_1^2 - n_3^2})} \right] \right], \quad (8)$$

$$d_{th}^{TM} = \frac{\lambda}{4\pi\sqrt{n_2^2 - n_1^2}} \times \left[\frac{\pi}{2} - \arctan \left[\frac{(n_2^2 - n_1^2)(n_3^2 + kLn_1^2\sqrt{n_1^2 - n_3^2})^2 + n_3^4(n_3^2 - n_1^2)}{2n_2^2\sqrt{n_1^2 - n_3^2}\sqrt{n_2^2 - n_1^2}(n_3^2 + kLn_1^2\sqrt{n_1^2 - n_3^2})} \right] \right], \quad (9)$$

Рассмотрим две конкретные структуры. Первая – слой $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ толщиной d , выращенный на подложке InP и зарастающий слоем InP толщиной L . Тогда для $\lambda = 1.55$ мкм имеем $n_1(\text{InP}) = 3.17$ [9], $n_2(\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}) = 3.6$ [10], $n_3(\text{вакуум}) = 1$. Вторая структура – слой $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ толщиной d , выращенный на подложке GaAs и зарастающий слоем GaAs толщиной L . В этом случае для $\lambda = 1$ мкм, $n_1(\text{GaAs}) = 3.51$ [11], $n_2(\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}) = 3.56$ (аппроксимация из [11, 12]), $n_3(\text{вакуум}) = 1$. Зависимости пороговой толщины d_{th} для ТЕ и ТМ мод от параметра L для обеих структур приведены на рис.1. Видно, что для структуры $\text{InP}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ существуют локализованные ТЕ и ТМ моды для квантоворазмерного слоя толщиной меньше 10 нм при толщине L больше 2 и 3 мкм соответственно. Для структуры $\text{GaAs}/\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ существование локализованных ТЕ и ТМ мод при $L > 2.5$ мкм требует, чтобы толщина d превышала 30 нм. Отсюда следует, что существование локализованных мод в такой структуре возможно при наличии нескольких квантоворазмерных слоев толщиной менее 10 нм.

Рассмотрим поведение в данной модели эффективного показателя распространения волн для квантоворазмерных волноведущих слоев. Пусть $2kN_2 d \ll 1$, $b \rightarrow n_1$ и $N_1 \rightarrow 0$. Это означает, что для структуры $\text{InP}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ $d \ll 75$ нм, $L \gg 0.2$ мкм, а для структуры $\text{GaAs}/\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ $d \ll 134$ нм, $L \gg 0.45$ мкм. Тогда, разложив выражения (6) и (7) по малым параметрам N_1 и d , получим для ТЕ и ТМ мод соответственно

$$\exp(-2k\sqrt{b^2 - n_1^2}L) + 2\sqrt{b^2 - n_1^2}[kd(n_2^2 - n_1^2)]^{-1} = 1, \quad (10)$$

$$\exp(-2k\sqrt{b^2 - n_1^2}L) + 2\sqrt{b^2 - n_1^2}n_2^2[kd(n_2^2 - n_1^2)n_1^2]^{-1} = 1. \quad (11)$$

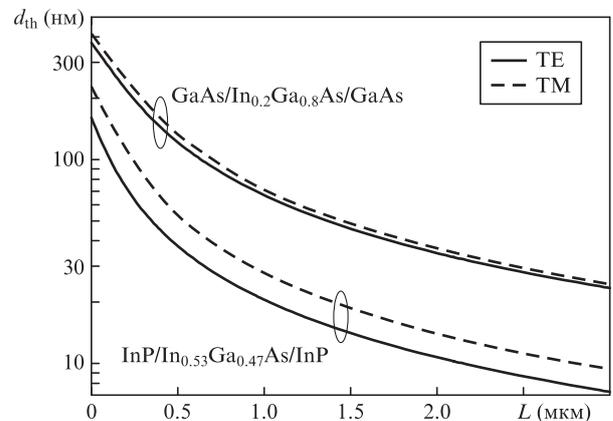


Рис.1. Зависимости пороговой толщины d_{th} для ТЕ и ТМ мод от параметра L для структуры $\text{InP}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ на длине волны 1.55 мкм и структуры $\text{GaAs}/\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ на длине волны 1 мкм при температуре 293 К.

Решения этих уравнений запишем в виде

$$b^{TE} = \left\{ n_1^2 + \left[\frac{k}{2} d (n_2^2 - n_1^2) + \frac{1}{2kL} W(-s \exp(-s)) \right]^2 \right\}^{1/2}, \quad (12)$$

$$b^{TM} = \left\{ n_1^2 + \left[\frac{k}{2} \frac{n_1^2}{n_2^2} d (n_2^2 - n_1^2) + \frac{1}{2kL} W\left(-\frac{n_1^2}{n_2^2} s \exp\left(-\frac{n_1^2}{n_2^2} s\right)\right) \right]^2 \right\}^{1/2}. \quad (13)$$

где $s = k^2 d L (n_2^2 - n_1^2)$; $W(x)$ – W -функция Ламберта [13].

Вычислим коэффициент оптического ограничения для ТЕ и ТМ мод в рассматриваемых волноводных структурах (считаем, что толщины волноведущего и активного слоев совпадают):

$$\Gamma_{TE, TM} = \left[\int_0^d |E_{y,z}(z, x)|^2 dz \right] \left[\int_{-\infty}^{\infty} |E_{y,z}(z, x)|^2 dz \right]^{-1}, \quad (14)$$

где $E_z(z, x) = -b H_y(z, x) / n^2(z)$. Чем больше коэффициент оптического ограничения, тем меньший коэффициент уси-

ления необходим для возникновения лазерной генерации. На рис.2 изображены зависимости коэффициента оптического ограничения от толщины волноведущего слоя d для ТЕ и ТМ мод в структурах $\text{InP}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ (а) и $\text{GaAs}/\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ (б) при различных L . Здесь же для сравнения приведены коэффициенты оптического ограничения в обычных волноводах. Из рис.2,б видно, что для структуры $\text{GaAs}/\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ коэффициент оптического ограничения примерно на порядок меньше, чем в случае использования обычного волновода с ограничивающими слоями InGaP . В то же время для структуры $\text{InP}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ (рис.2,а) при толщинах активного слоя свыше 60 нм коэффициент оптического ограничения стремится к коэффициенту Γ для обычного волновода $\text{InP}/\text{InGaAsP}/\text{InP}$. Это означает, что основная мода в обычном волноводе локализуется на масштабе, меньшем толщины волновода. Следовательно, в лазере на основе структуры $\text{InP}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ с шестью квантовыми ямами толщиной 10 нм каждая коэффициент оптического ограничения будет таким же, как и в лазере с толстым волноведущим слоем InGaAsP , поэтому наличие этого слоя необязательно.

Отметим, что различие в поведении коэффициентов оптического ограничения в структурах $\text{GaAs}/\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ и $\text{InP}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ обусловлено существенным различием n_1 и n_2 : в первой из структур $n_1 = 3.51$ и $n_2 = 3.56$, а во второй – $n_1 = 3.17$ и $n_2 = 3.6$.

3. Реальная модель

В отличие от рассмотренной выше модельной задачи, обсудим реальную модель лазера с активной средой (толщиной $d = p d_{QW}$), состоящей из нескольких одинаковых квантовых ям ($p = 1-6$) толщиной $d_{QW} = 10$ нм, разделенных барьерами толщиной 20 (для $\text{InP}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ -структуры) и 100 нм (для $\text{GaAs}/\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ -структуры). Кроме того, для лазера с токовой накачкой учтем контакт с металлом и легирование в подложке (концентрация доноров $2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$) и в приконтактном слое (концентрация акцепторов $2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$). Отметим, что в этом случае легирование в подложке и приконтактном слое также обеспечивает волноводный эффект для ТЕ и ТМ мод, поскольку ПП полупроводника при легировании незначительно снижается. Однако такие волноводы обладают существенными потерями из-за проникновения поля в легированные области и поглощения излучения на свободных носителях. Эти волноводы использовались в первых диодных лазерах с р–n-гомопереходом [3]. Влияние этого эффекта будет тем больше, чем меньше разности $n_2 - n_1$ и $n_2 - n_3$, а также значения d и p . Кроме того, в случае ТМ моды возможен волноводный эффект, связанный с возбуждением в лазере поверхностной плазменной волны на границе полупроводник–металл [14]. Однако в ближнем ИК диапазоне такая волна будет обладать большими потерями, поэтому эта ситуация нами не рассматривается.

Распределение электрического поля, постоянные распространения и коэффициенты оптического ограничения в модах определялись численно из уравнений (2), (3), (14) методом трансфер-матриц для обоих случаев и обеих структур. Влияние легирования на ПП в полупроводнике учитывалось согласно формуле [15]

$$n_d = \left(n^2 - \frac{4\pi e^2 N_d}{m^* \omega^2} \right)^{1/2}, \quad (15)$$

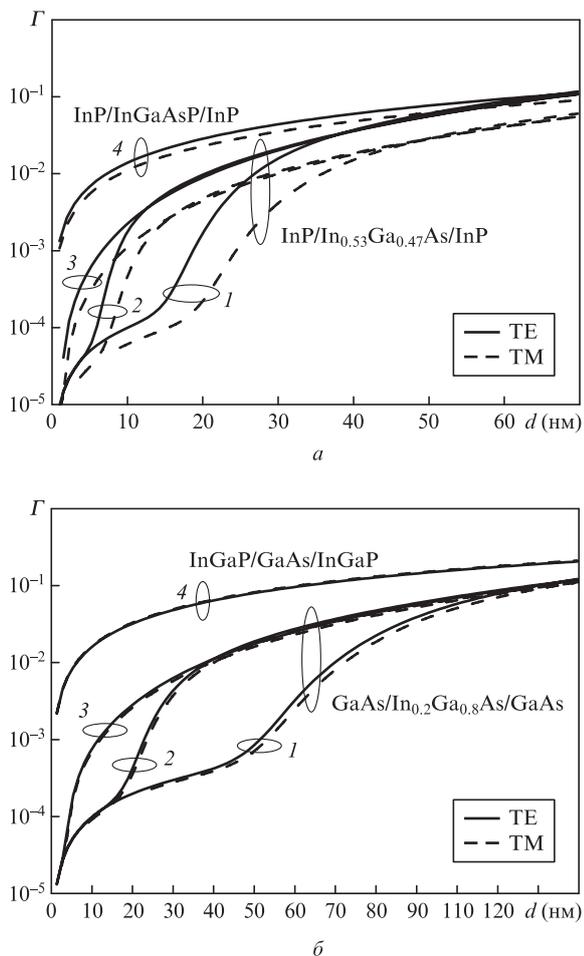


Рис.2. Зависимости коэффициента оптического ограничения от толщины активного волноведущего слоя d для ТЕ и ТМ мод в структуре $\text{InP}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ на длине волны 1.55 мкм (а) и в структуре $\text{GaAs}/\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ на длине волны 1 мкм (б) при $L = 1$ (1), 3 (2) и 20 мкм (3). Кривые 4 соответствуют зависимостям коэффициентов оптического ограничения от толщины активного слоя для ТЕ и ТМ мод в случае обычного волновода $\text{InP}/\text{InGaAsP}/\text{InP}$ с толщиной слоя InGaAsP 1 мкм (а) и волновода $\text{InGaP}/\text{GaAs}/\text{InGaP}$ с толщиной слоя GaAs 1 мкм (б).

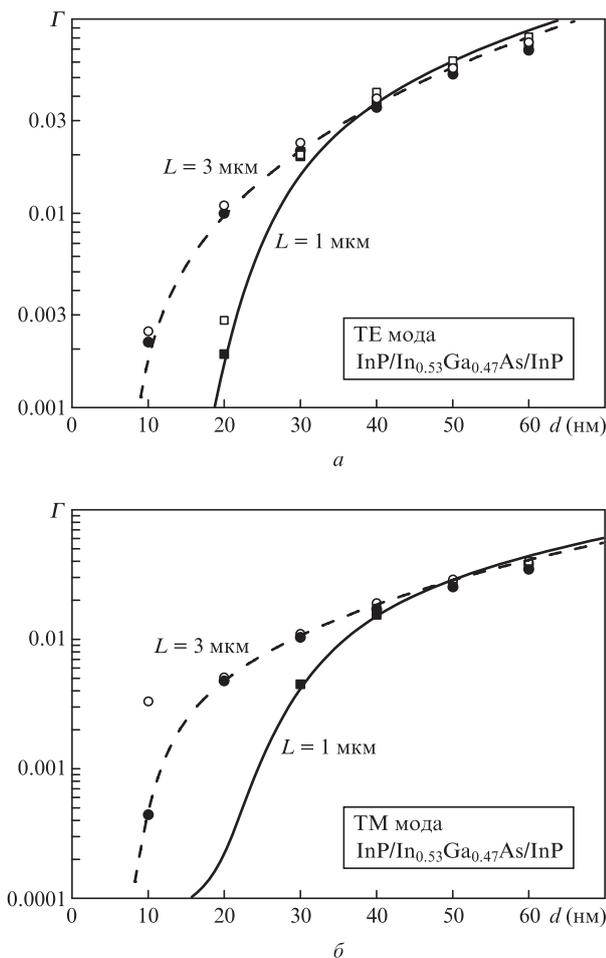


Рис.3. Зависимости коэффициента оптического ограничения от толщины активного волноведущего слоя d для ТЕ (а) и ТМ моды (б) в структуре $\text{InP}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ с $L = 1$ и 3 мкм на длине волны 1.55 мкм, вычисленные в модельной задаче по формуле (14). Сплошные квадраты и круги соответствуют коэффициентам оптического ограничения для ТЕ и ТМ мод, вычисленным строго для активной среды, состоящей из p квантовых ям толщиной $d_{\text{QW}} = 10$ нм ($d = pd_{\text{QW}}$), разделенных барьерами толщиной 20 нм. Пустые квадраты и круги соответствуют коэффициентам оптического ограничения для мод ТЕ и ТМ для тех же квантовых ям с учетом легирования и $n_3 = 0.5 + 10i$ [16].

где n_d и n – ПП легированного и нелегированного полупроводника соответственно; e – заряд электрона; N_d – концентрация носителей заряда; ω – частота излучения; m^* – эффективная масса носителя заряда, определенная нами из справочника [11].

Зависимости коэффициента оптического ограничения от толщины активной среды (числа квантовых ям) для ТЕ и ТМ мод и различных L в структуре $\text{InP}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ представлена на рис.3. Видно, что наличие барьеров между квантовыми ямами в активной среде лазера практически не влияет на величину коэффициента оптического ограничения. Точное решение показывает наличие порога для существования ТЕ и ТМ мод в данной структуре с $L = 1$ мкм, который для ТМ моды выше (три квантовые ямы), чем для ТЕ моды (две квантовые ямы). Контакт структуры с металлом и легирование в подложке и в приконтактном слое оказывают влияние на ТЕ моду только при малом количестве квантовых ям (менее 1–2) и при малых размерах L . Напротив, влияние на ТМ моду контакта структуры с металлом оказалось велико для малых L .

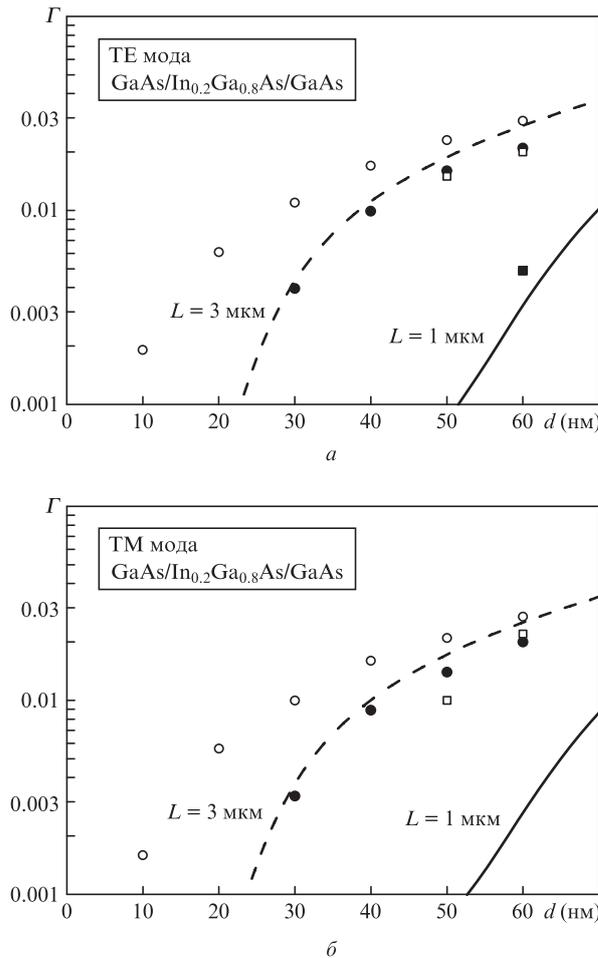


Рис.4. Зависимости коэффициента оптического ограничения от толщины активного волноведущего слоя d для ТЕ (а) и ТМ моды (б) в структуре $\text{GaAs}/\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ с $L = 1$ и 3 мкм на длине волны 1 мкм, вычисленные в модельной задаче по формуле (14). Сплошные квадраты и круги соответствуют коэффициентам оптического ограничения для ТЕ и ТМ мод, вычисленным строго для активной среды, состоящей из p квантовых ям толщиной $d_{\text{QW}} = 10$ нм ($d = pd_{\text{QW}}$), разделенных барьерами толщиной 100 нм. Пустые квадраты и круги соответствуют коэффициентам оптического ограничения для мод ТЕ и ТМ для тех же квантовых ям с учетом легирования и $n_3 = 0.25 + 7i$ [16].

В результате ТМ мода для структуры с $L = 1$ мкм существует только в активной среде с числом квантовых ям больше пяти.

Те же зависимости коэффициента оптического ограничения для структуры $\text{GaAs}/\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ представлена на рис.4. Видно, что в отличие от структуры $\text{InP}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ учет барьеров между квантовыми ямами в активной среде лазера существенно влияет на величину коэффициента оптического ограничения и порог существования локализованных мод. При $L = 1$ мкм порог для ТЕ моды составляет шесть квантовых ям толщиной 10 нм каждая, а для ТМ моды – свыше семи квантовых ям. При $L = 3$ мкм порог для ТЕ и ТМ мод составляет три квантовые ямы такой же толщины. Влияние контакта структуры с металлом и легирования в подложке и в приконтактном слое оказывается решающим для коэффициента оптического ограничения при малых p и L . Локализация мод в такой структуре обусловлена в основном легированием в подложке и приконтактной области, что приводит к существенным потерям на свободных носите-

лях, несмотря на увеличение коэффициента оптического ограничения по сравнению с нелегированной структурой. При $L = 1$ мкм порог для ТЕ и ТМ мод составляет пять квантовых ям толщиной по 10 нм. Именно поэтому в работах [6, 7] для создания мощных лазеров на основе GaAs использовалась более сложная конструкция волновода по сравнению с рассмотренной нами. Для увеличения разности ПП квантовых ям и полупроводниковой матрицы, окружающей их, в качестве матрицы использовался слаболегированный слой $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$ толщиной около 10 мкм с существенно меньшим ПП, чем у GaAs. Кроме того, для локализации волны в этом слое использовались дополнительные слои $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ толщиной ~ 1 мкм по краям слоя $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$. Отметим, что для лазеров на основе InP можно эффективно использовать предложенную в настоящей работе конструкцию.

4. Эксперимент

Для экспериментального исследования волноводного эффекта квантовых ям InGaAs в лазерах на основе InP методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении в горизонтальном реакторе были выращены структура 1 с тремя квантовыми ямами (табл.1), предназначенная для оптической накачки, и структура 2 с четырьмя квантовыми ямами (табл.2) – для токовой накачки. Первая утоненная структура была расколота на тонкие полоски шириной 1 мм. Лазерный диод из второй структуры с длиной 1 мм и шириной активной области 100 мкм был изготовлен путем химического травления контактного слоя вне активной полоски с последующей протонной имплантацией вскрытой поверхности InP. После раскалывания чип спаивался на медный тепло-

Табл.1. Параметры слоев лазерной структуры 1.

Номер слоя	Название слоя	Легирование и состав слоя	Толщина слоя (нм)
1	подложка	n^+ -InP	–
2	волноводный	n-InP	1862
3	КЯ №1	$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$	9
4	волноводный	i-InP	49
5	КЯ №2	$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$	9
6	волноводный	i-InP	49
7	КЯ №3	$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$	9
8	волноводный	i-InP	49
9	волноводный	p-InP	1274

Табл.2. Параметры слоев лазерной структуры 2.

Номер слоя	Название слоя	Легирование и состав слоя	Толщина слоя (нм)
1	подложка	n^+ -InP	–
2	волноводный	n-InP	368
3	КЯ №1	$\text{In}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{As}$	12
4	волноводный	i-InP	92
5	КЯ №2	$\text{In}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{As}$	12
6	волноводный	i-InP	92
7	КЯ №3	$\text{In}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{As}$	12
8	волноводный	i-InP	92
9	КЯ №4	$\text{In}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{As}$	12
10	волноводный	i-InP	92
11	волноводный	p-InP	2208
12	контактный	p^+ - $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$	184

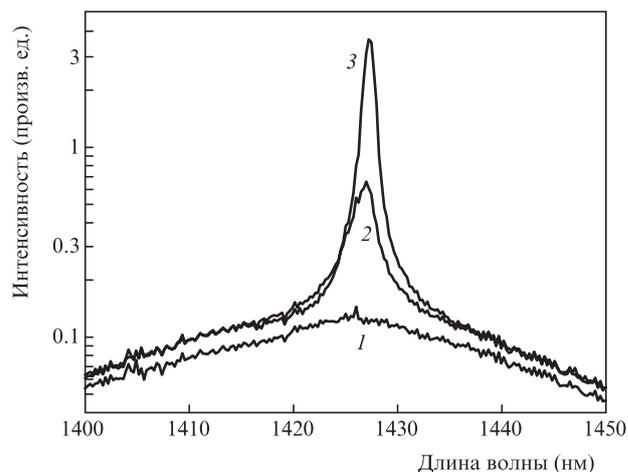


Рис.5. Спектры генерации излучения структуры $\text{InP}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ с тремя квантовыми ямами при плотностях мощности накачки непрерывным Nd:YAG-лазером с удвоением частоты (532 нм) 250 (1), 260 (2) и 315 $\text{Вт}/\text{см}^2$ (3). $T = 77$ К.

отвод структурой вниз. Зеркалами в обоих случаях служили сколы граней (110).

Порог генерации стимулированного излучения лазеров из структуры 1 достигался (рис.5) при плотности мощности накачки непрерывным Nd:YAG-лазером с удвоением частоты (532 нм) ~ 260 $\text{Вт}/\text{см}^2$ при температуре жидкого азота, что доказывает эффективность волноводного эффекта квантовых ям InGaAs в лазерах на основе InP. Отметим, что лазерное излучение можно было наблюдать только со сколотой грани структуры, что означает практически полное отсутствие его рассеяния в волноводе и свидетельствует о хороших направляющих свойствах предложенного волновода. Порог генерации при комнатной температуре был существенно выше (~ 5 $\text{кВт}/\text{см}^2$ при накачке параметрическим генератором света MOPO-SL (Spectra-Physics) с длиной волны 530 нм, длительностью импульса ~ 10 нс и частотой следования 10 Гц). В качестве приемника излучения использовалась диодная линейка (рабочий диапазон 0.62–2.2 мкм). Столь большая разница в порогах генерации для температур 77 и 293 К связана, как показано в работе [17], с существенным увеличением частоты Оже-рекомбинации с ростом температуры для квантовых ям $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, согласованных по постоянной решетки с InP. В этой же работе показано, что использование напряженных квантовых ям может существенно снизить порог генерации при комнатной температуре. Поэтому структура 2 была выращена с напряженными квантовыми ямами $\text{In}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{As}$, однако толщина их (табл.2) оказалась существенно больше запланированной (7 нм) и близкой к критической толщине, что, по-видимому, сказалось на качестве структуры. Кроме того, контактный слой $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ получился достаточно толстым, что сильно увеличило потери в лазере. В результате порог генерации лазера оказался слишком большим – 10 А при температуре 77 К, длина волны излучения сместилась до 1.55 мкм. Была снята диаграмма направленности излучения этого лазера в плоскости, перпендикулярной p–n-переходу (рис.6). Обнаружено хорошее совпадение рассчитанной (по методу, изложенному в [3]) и измеренной диаграмм направленности, что еще раз подтверждает наши теоретические выводы об эффективности использования мод, локализованных около

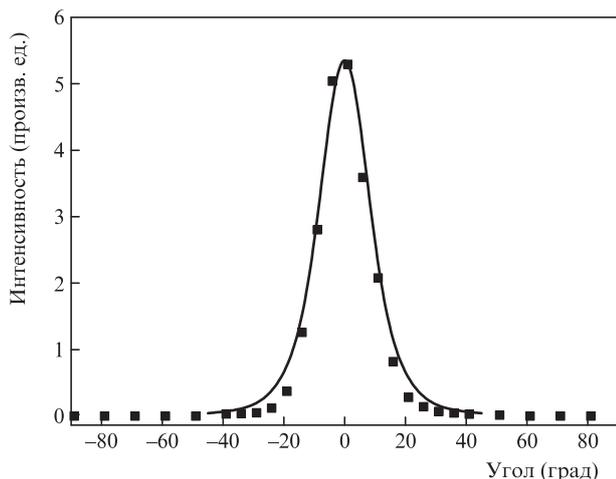


Рис.6. Угловая диаграмма направленности излучения лазерной структуры 2 в плоскости, перпендикулярной р–n-переходу (квадраты – эксперимент, кривая – теория). $T = 77$ К.

квантовых ям, в лазерах с большой разностью показателей преломления материала квантовых ям и полупроводника, окружающего их.

5. Заключение

В заключение обсудим преимущества и недостатки лазеров с волноводом на квантовых ямах. Очевидно, что эти лазеры из-за широкой области локализации моды обладают такими преимуществами лазеров с широким волноводом, как более узкая диаграмма направленности и пониженная световая нагрузка на зеркала. Однако, в отличие от лазеров с широкими волноводами, они обладают отличной селективностью мод. В частности, обсуждаемые конструкции лазерного волновода имеют всего одну моду. Кроме того, они характеризуются практически полным отсутствием рассеянного лазерного излучения. Очевидно также упрощение конструкции лазера. К недостаткам следует отнести увеличение поглощения света на свободных носителях – это плата за широкую область локализации моды. Однако эту проблему можно решить, используя специальный профиль легирования. В нашей конструкции отсутствует ограничение носителей широкозонными слоями в волноводной области, поэтому не за-

хваченные квантовыми ямами носители могут диффундировать вглубь р- и n-областей. К недостаткам также можно отнести возможность использования таких волноводов только в полупроводниковых системах, обладающих достаточно большой разностью показателей преломления квантовых ям и окружающих их областей.

Работа выполнена при поддержке фонда «Династия», грантов Президента РФ по поддержке молодых российских ученых (МК-678.2012.2) и ведущих научных школ (НШ-4756.2012.2), программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 гг. (госконтракт №8578), программы фундаментальных исследований ОФН РАН №7, грантов РФФИ (№13-02-97062-р_поволжье) и РФФИ-БРФФИ (№12-02-90024-Вел).

1. Bachmann F., Loosen P., Poprawe R. *High power diode laser. Technology and applications* (Berlin: Springer, 2007).
2. Жуков А.Е. *Лазеры на основе полупроводниковых наноструктур* (СПб.: Изд-во «Элмор», 2007).
3. Casey H.C., Panish M.B. *Heterostructures Lasers* (New York: Academic, 1978).
4. Yariv A., Yeh P. *Optical waves in crystals* (New York: John Wiley & Sons, Inc., 1984).
5. Dupuis R.D., Dapkus P.D., Chin R., Holonyak N. Jr., Kirchoefer S.W. *Appl. Phys. Lett.*, **34**, 265 (1979).
6. Pietrzak A., Wenzel H., Erbert G., Tränkle G. *Opt. Lett.*, **33**, 2188 (2008).
7. Pietrzak A., Crump P., Wenzel H., Erbert G., Bugge F., Tränkle G. *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron.*, **17**, 1715 (2011).
8. Слипченко С.О., Подоскин А.А., Пихтин Н.А., Лешко А.Ю., Рожков А.В., Тарасов И.С. *Письма в ЖТФ*, **39** (8), 9 (2013).
9. Martin P., El Skouri M., Chusseau L., Alibert C., Bissessur H. *Appl. Phys. Lett.*, **67**, 881 (1995).
10. Pan J.-W., Shieh J.-L., Gau J.-H., Chyi J.-I., Lee J.-C., Ling K.-J. *J. Appl. Phys.*, **78**, 442 (1995).
11. Madelung O., *Semiconductors: Data Handbook* (New York: Springer-Verlag, 2003).
12. Reentila O., Mattila M., Sopanen M., Lipsanen H. *J. Appl. Phys.*, **101**, 033533 (2007).
13. Corless R.M., Gonnet G.H., Hare D.E.G., Jeffrey D.J., Knuth D.E. *Adv. Comput. Mathem.*, **5**, 329 (1996).
14. Tredicucci A., Gmachl C., Capasso F., Hutchinson A.L., Sivco D.L., Cho A.Y. *Appl. Phys. Lett.*, **76**, 2164 (2000).
15. Zavada J.M., Weiss B.L., Bradley I.V., Theys B., Chevallier J., Rahbi R., Addinall R., Newman R.C., Jenkinson H.A. *J. Appl. Phys.*, **71**, 4151 (1992).
16. Palik E.D. *Handbook of Optical Constants of Solids* (New York: Acad. Press, 1998).
17. Thijs P.J.A., Tiemeijer L.F., Binsma J.J.M., van Dongen T. *IEEE J. Quantum Electron.*, **30**, 477 (1994).