

1.7–1.8 мкм лазерные диоды на основе квантово-размерных InGaAsP/InP-гетероструктур

© А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин[¶], С.О. Слипенченко, З.Н. Соколова, Н.В. Фетисова, А.Ю. Лешко, В.В. Шамахов, А.Ю. Андреев*, Е.Г. Голикова*, Ю.А. Рябоштан*, И.С. Тарасов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

* Сигм Плюс,
117342 Москва, Россия

(Получена 19 мая 2003 г. Принята к печати 20 мая 2003 г.)

Разработана технология получения гетероструктур раздельного ограничения с сильнонапряженными квантовыми ямами в системе твердых растворов InGaAsP/InP методом газофазной эпитаксии из металл-органических соединений. Исследованы свойства InGaAsP и InGaAs квантовых ям и проанализировано влияние параметров гетероструктуры на длину волны излучения. На базе выращенных гетероструктур созданы мощные многомодовые и одномодовые лазерные диоды мезаполосковой конструкции с длиной волны генерации $\lambda = 1.7\text{--}1.8$ мкм. Максимальная непрерывная мощность излучения при комнатной температуре составила 1.6 Вт и 150 мВт многомодовых и одномодовых лазерных диодов соответственно. Одномодовый режим генерации сохранялся вплоть до 100 мВт.

1. Введение

С течением времени все больший диапазон длин волн становится доступным для массового производства полупроводниковых лазеров. Прогресс вызван бурным развитием эпитаксиальных технологий полупроводниковых твердых растворов. Интерес к длинноволновым ($\lambda = 1.7\text{--}2.0$ мкм) лазерным диодам обусловлен открывающимися широкими возможностями по их применению. Так, мощные многомодовые лазерные диоды, излучающие в диапазоне длин волн 1.7–2.0 мкм, широко используются в медицине и для накачки легированных гольмием кристаллов. Одномодовые лазеры, излучающие в этом спектральном диапазоне длин волн, привлекают к себе внимание из-за интенсивно развивающихся систем связи со сверхнизкими оптическими потерями [1], систем экологического мониторинга окружающей среды [2] и систем спектроскопии промышленных газов [3].

Разработка и создание таких лазерных диодов ведется в нескольких лабораториях, достигших высокого уровня газофазной эпитаксии из металлорганических соединений (МОС-гидридной эпитаксии) и молекулярно-пучковой технологии [4–9].

На данный момент существует несколько возможностей получения лазерных диодов в средней инфракрасной области спектра. Первая — это изготовление лазерных диодов в системе твердых растворов AlInGaAsSb/GaSb [10,11]. Вторая — это использование системы твердых растворов InGaAsP/InP [2,12,13]. Второй подход по ряду причин является более технологичным для изготовления лазерных диодов с длиной волны генерации до 2 мкм [14]. В системе твердых растворов InGaAsP/InP нами были исследованы оптические свойства сильнонапряженных

In_{1-x}Ga_xAs/In_{0.53}Ga_{0.47}As-квантовых ям, выращенных на подложке InP [15–17]. Была достигнута максимальная длина волны фотолюминесценции (ФЛ) 1.66 мкм при температуре 77 К, что соответствует 1.85 мкм при комнатной температуре [16]. В этих структурах гетеропереход (широкозонный барьер — напряженная квантовая яма) являлся гетеропереходом второго рода [17], поэтому эффективность люминесценции была низкой.

На диапазон длин волн 1.7–2.0 мкм также приходится излучение квантовых точек InAs, выращенных на подложках InP. Работы по созданию структур с квантовыми точками проводились как методом МОС-гидридной эпитаксии [17–19], так и методом молекулярно-пучковой эпитаксии [20–22]. Однако эффективность люминесценции InAs-квантовых точек оставалась низкой [19]. Это, возможно, обусловлено малым значением интеграла перекрытия электронов и дырок в таких квантовых точках [23]. Лучшим достигнутым результатом был экспериментально наблюдаемый порог лазерной генерации 11 А/см² при азотных температурах, однако при 200 К порог составлял уже 2 кА/см² [24]. При комнатной температуре генерации не наблюдалось. В рассматриваемом диапазоне длин волн не было продемонстрировано преимущества структур с квантовыми точками по отношению к структурам с квантовыми ямами.

С целью создания лазерных диодов, излучающих в диапазоне 1.7–2.0 мкм, проводились также исследования твердых растворов InAsN [25,26]. Однако эти работы носят пока поисковый характер и не позволяют оценить реальные перспективы этой системы твердых растворов.

Данная работа посвящена получению и исследованию высокоэффективных лазерных диодов, выращенных методом МОС-гидридной эпитаксии в системе твердых растворов InGaAsP/InP, имеющих длины волн излучения 1.7–2.0 мкм.

[¶] E-mail: nike@hpld.ioffe.ru

Последовательность изложения материала данной работы следующая: вторая часть посвящена анализу возможности достижения максимальной длины волны генерации в гетероструктурах с активными областями, выполненными на основе твердых растворов InGaAsP/InP. В третьей и четвертой частях представлены результаты экспериментальной работы по оптимизации состава активной области для достижения максимальной эффективности рабочих характеристик лазерных диодов. Анализ полученных результатов проведен также в четвертой части.

2. Оптимизация гетероструктур

Для получения максимальной длины волны генерации InGaAsP/InP-гетеролазеров с напряженными квантовыми ямами (КЯ) была проведена оптимизация параметров гетероструктуры. Тройные твердые растворы $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ во всем диапазоне составов имеют меньшую ширину запрещенной зоны (E_g), чем четверные твердые растворы $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ при одинаковом значении постоянной кристаллической решетки a . Поэтому использование в качестве активной области КЯ из InGaAs должно быть более предпочтительным. Несмотря на это, оптимизация проводилась для структур как с квантовыми ямами из $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$, так и из $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ (с небольшим содержанием фосфора, $y = 0.93$).

Для получения максимальной длины волны излучения рассчитывались зависимости длины волны от рассогласования постоянных кристаллических решеток ($\Delta a/a$), от толщины КЯ d и от материала широкозонного барьера, окружающего КЯ. Расчетные зависимости длины волны максимума полосы ФЛ квантовых ям, образованных четверными InGaAsP и тройными InGaAs твердыми растворами для двух значений $\Delta a/a$ (1% и 1.5%) как функции d , приведены на рис. 1. В рассматриваемых вариантах в качестве широкозонного барьера был выбран твердый раствор InGaAsP с $E_g = 1$ эВ, изопериодический с InP. Расчет показал, что для увеличения длины волны в гетероструктуре следует использовать максимально сжато-напряженную КЯ наибольшей толщины. Предельно допустимое напряжение связано с критической толщиной квантовой ямы d_c . При толщине КЯ больше критической начинают развиваться дислокации несоответствия, и люминесценция падает. Критическая толщина КЯ может быть определена как экспериментально, так и теоретически. Она зависит от многих факторов: от материала КЯ и широкозонного барьера, от температуры роста гетероструктуры, от ориентации подложки, а также от качества слоев. Поэтому теоретическое значение d_c может сильно отличаться от толщины КЯ, при которой экспериментально наблюдается спад люминесценции. Для заданного рассогласования решеток контактирующих материалов $a_c - a_b$ (a_c — постоянная решетки активной области, a_b — широкозонного барьера) критическая толщина активной

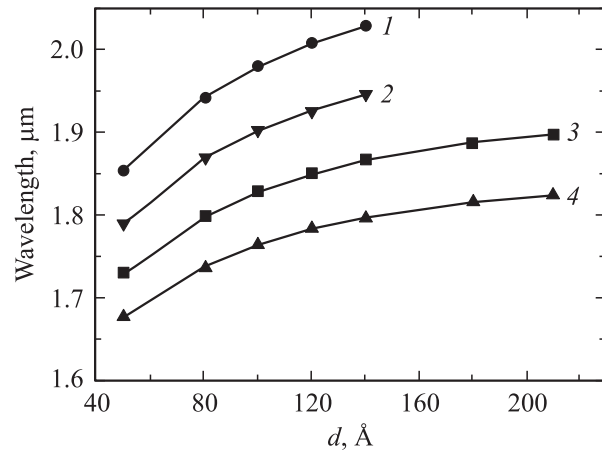


Рис. 1. Расчетные значения длины волны максимума полосы фотолюминесценции квантовых ям, образованных четверными InGaAsP и тройными InGaAs твердыми растворами для двух значений рассогласования постоянных решетки $\Delta a/a$ как функции толщины квантовой ямы. Квантовая яма InGaAs: 1 — $\Delta a/a = 1.5\%$, 3 — $\Delta a/a = 1\%$. Квантовая яма InGaAsP: 2 — $\Delta a/a = 1.5\%$, 4 — $\Delta a/a = 1\%$.

области может быть оценена из выражения

$$d_c = b / (2 \cdot f),$$

где

$$f = (a_c - a_b) / a_c, \quad b = a_c / \sqrt{2}. \quad (1)$$

Это упрощенное выражение, полученное из универсальной формулы Мэтьюза [27], дает завышенный результат. Для рассматриваемых структур при величине рассогласования 1% из формул (1) получаем $d_c = 207$ Å, а при рассогласовании 1.5% $d_c = 140$ Å. Константы a_c и a_b в (1) определены при температуре роста структуры (700 К).

Приведенные на рис. 1 результаты расчетов показывают, что при заданном рассогласовании параметров решетки максимальной длиной волны обладают квантовые ямы из тройного твердого раствора InGaAs. Увеличение рассогласования, смещающее длину волны максимума полосы ФЛ в длинноволновую область, связано с увеличением мольной доли InAs в тройном твердом растворе InGaAs. Однако с ростом мольной доли InAs максимальная толщина квантовой ямы, ограничиваемая критической толщиной d_c , уменьшается. Нижним пределом толщины КЯ является требование обеспечения пороговых условий генерации лазера.

В проведенных расчетах (рис. 1) для напряженных квантовых ям сначала определялась постоянная решетки a_c , соответствующая заданному напряжению сжатия $\varepsilon_p = (a_c - a_b) / a_c$ при заданном значении a_b материала широкозонного барьера. Затем для твердого раствора (не изорешеточного с InP) с заданным содержанием

фосфора y , используя правило Вегарта:

$$a_c = a_{\text{InP}}(1-x)(1-y) + a_{\text{InAs}}(1-x)y + a_{\text{GaP}}(1-y)x + xya_{\text{GaAs}}, \quad (2)$$

находились состав x и ширина запрещенной зоны E_g [28]:

$$E_g = 1.35 + 0.668x - 1.17y + 0.758x^2 + 0.18y^2 - 0.069xy - 0.322x^2y + 0.03xy^2. \quad (3)$$

Здесь a_{InP} , a_{InAs} , a_{GaP} , a_{GaAs} — постоянные решеток бинарных соединений.

Далее, с использованием линейной аппроксимации констант деформационных потенциалов и модулей упругости бинарных соединений были вычислены величины соответствующих констант в твердых растворах $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$, а затем величина запрещенной зоны напряженного твердого раствора (E_g^s) [29,30].

Для вычисления длины волны излучения в напряженной активной области необходимо определить эффективную ширину запрещенной зоны с учетом уровней размерного квантования в квантовой яме для электронов (глубиной ΔE_c^s) и для дырок (глубиной ΔE_v^s). Для этого сначала в модели [31] определялись разрывы зон, характеризующие глубину квантовых ям ΔE_c и ΔE_v в ненапряженном твердом растворе. Оказалось, что в ненапряженных твердых растворах скачок $\Delta E_g = E_g^b - E_g$ (E_g^b , E_g — ширина запрещенной зоны барьера и КЯ соответственно) распределялся приблизительно поровну между зоной проводимости и валентной зоной, т.е. величина ΔE_c составляла приблизительно 50% от ΔE_g . В напряженных твердых растворах величина ΔE_c составляла 37% от ΔE_g ; глубина КЯ для электронов равнялась 122–154 мэВ, а КЯ для дырок 211–261 мэВ.

Расчеты показали, что с ростом напряжения сжатия происходит увеличение разности ($E_g^s - E_g$), однако абсолютное значение E_g^s уменьшается вследствие уменьшения E_g твердого раствора при переходе к составам с большей постоянной решетки a_c и, соответственно, с большими длинами волн излучения (рис. 1).

Использование в качестве широкозонного барьера твердого раствора InGaAsP с меньшей шириной запрещенной зоны уменьшает глубину КЯ для электронов и, следовательно, увеличивает длину волны излучения (рис. 2). Однако сильное уменьшение ширины запрещенной зоны барьера (для увеличения длины волны) приводит к возрастанию электронных утечек из КЯ. Поэтому в получаемых нами структурах выбирался барьер с шириной запрещенной зоны 1 эВ.

Включение фосфора в состав твердого раствора квантовой ямы смещает максимум полосы ФЛ в коротковолновую область. Так, при постоянном рассогласовании введение фосфора в тройной твердый раствор в количестве 7% уменьшает длину волны максимума полосы ФЛ квантовой ямы в среднем на 65 нм (рис. 1).

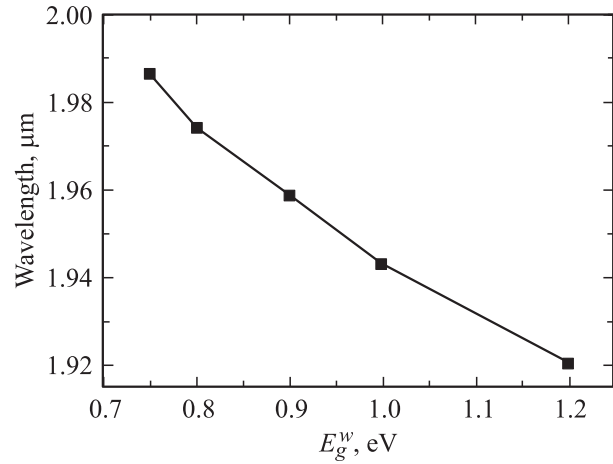


Рис. 2. Расчетная зависимость длины волны максимума полосы фотолуминесценции напряженной ($\Delta a/a = 1.5\%$) InGaAs -квантовой ямы толщиной 80 Å от ширины запрещенной зоны InGaAsP -барьера.

Вместе с этим, независимо от состава напряженной квантовой ямы, увеличение ее толщины от 50 до 100 Å уменьшает ширину запрещенной зоны на величину порядка 40 мэВ (~ 100 нм) за счет смещения уровней размерного квантования.

Из проведенных теоретических расчетов можно сделать следующие выводы. Максимально достижимая длина волны излучения составляет 2 мкм и может быть реализована только для InGaAs -квантовых ям при условии, что их толщина не превышает 120 Å, а рассогласование 1.5%. Создать квантовую яму с шириной запрещенной зоны, соответствующей длине волны излучения 1.8 мкм, можно двумя способами. Первый — это использование в качестве материала активной области тройного твердого раствора InGaAs ; второй — это применение активной области из четверного твердого раствора InGaAsP . Второй способ является менее предпочтительным для достижения максимальной длины волны излучения, потому что требует большего рассогласования параметров кристаллических решеток квантовой ямы и барьера.

3. Эксперимент. Рост напряженной активной области

В предыдущей части было продемонстрировано, что реализовать квантовую яму с шириной запрещенной зоны, соответствующей длине волны излучения 1.8 мкм, можно двумя способами. Для исследования этих возможностей нами был изготовлен ряд фотолуминесцентных структур. Все структуры состояли из одинаковых по составу широкозонных нелегированных InGaAsP -барьеров и узкозонной квантовой ямы.

При отработке технологии выращивания структур с напряженными КЯ толщиной 90 Å на основе четверного

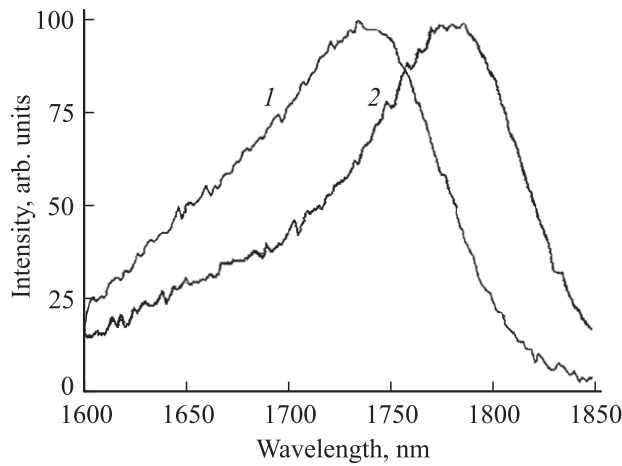


Рис. 3. Спектр фотолюминесценции для InGaAs (1) и InGaAsP (2) квантовых ям при комнатной температуре.

твердого раствора InGaAsP было установлено, что для увеличения длины волны ФЛ более 1.8 мкм уменьшение парциального давления фосфина на 20% при постоянном парциальном давлении арсина и одинаковом расходе металлоорганики приводит к полному исчезновению максимума полосы ФЛ структур. Очевидно, это связано с тем, что значительное увеличение рассогласования параметров кристаллических решеток КЯ и барьера приводит к возрастанию напряжения сжатия выше критического и, как следствие этого, к возникновению лавинообразной генерации дислокаций в активной области.

При выращивании структур с длиной волны в максимуме полосы ФЛ, превышающей 1.8 мкм, с напряженными КЯ на основе тройного твердого раствора InGaAs увеличение содержания индия в КЯ вплоть до 20% не приводило к возрастанию напряжения сжатия выше критического, и поэтому полоса ФЛ сохранялась. Однако в структурах с длиной волны 1.74 мкм наблюдалось значительное уширение линии ФЛ (рис. 3), что связано, по нашему мнению, с ухудшением гетерограницы InGaAs/InGaAsP по сравнению с гетерограницей InGaAsP/InGaAsP.

Все структуры с длиной волны ФЛ 1.8 мкм с активной областью на основе четверного твердого раствора InGaAsP имели меньшую полуширину линии ФЛ по сравнению со структурами с активной областью на основе тройного твердого раствора InGaAs при одинаковых толщине и ширине запрещенных зон КЯ (рис. 3 а, б).

4. Рост и исследование лазерных гетероструктур

4.1. Многомодовые лазерные диоды

Исследования ФЛ свойств структур, содержащих КЯ как на основе твердого раствора InGaAsP, так и InGaAs, показали потенциальную возможность использования

таких слоев для формирования активной области полупроводниковых гетеролазеров. Для оптимизации состава активной области нами был изготовлен ряд квантово-размерных гетероструктур отдельного ограничения, в которых активная область состояла либо из твердого раствора InGaAsP, либо из InGaAs. Исследуемые гетероструктуры имели следующие эпитаксиальные слои: сильно легированные эмиттеры *N*-InP ($N = 6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) и *P*-InP ($P = 7.8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) (в качестве донорной и акцепторной примесей использовались кремний и цинк соответственно), преднамеренно не легированный волновод на основе твердого раствора InGaAsP ($E_g = 1.03 \text{ эВ}$) толщиной 0.5 мкм [31]. Активная область была образована двумя напряженными InGaAs КЯ (гетероструктура серии KP1274) или двумя напряженными InGaAsP КЯ (гетероструктура серии KP1278). Квантовые ямы толщиной 90 Å каждая были разделены барьерным слоем InGaAsP ($E_g = 1.03 \text{ эВ}$) толщиной 200 Å. На полученных лазерных гетероструктурах в изолирующем слое SiO₂ с помощью фотолитографических операций формировались мезаполоски шириной $W = 100 \text{ мкм}$. Затем структуры снабжались омическими контактами Au/Te и Au/Zn. Структура разделялась на лазерные диоды с длиной резонатора $L = 500\text{--}4000 \text{ мкм}$. На торцы резонатора методом магнетронного напыления наносились зеркала Si/SiO₂ с коэффициентом отражения $R > 0.95$ и просветляющие покрытия с $R < 0.04$. Образцы лазерных диодов монтировались на медные теплоотводы с использованием индиевого припоя.

Исследовались ватт-амперные характеристики (ВтАХ) лазерных диодов в непрерывном режиме излучения при температуре теплоотвода $T = 20^\circ\text{C}$. Из измеренных ВтАХ у лазерных диодов с различной длиной резонатора, изготовленных из гетероструктур обоих типов, определялись величины внешней дифференциальной квантовой эффективности η_d и значения пороговых плотностей тока. На основании полученных данных были построены зависимости обратной величины η_d от длины резонатора L (рис. 4). С помощью известного соотношения, связывающего величину η_d с характеристическими параметрами гетероструктуры,

$$\eta_d = \eta_i \cdot \frac{\alpha_{ext}}{(\alpha_i + \alpha_{ext})} \quad (4)$$

(η_i — внутренний квантовый выход стимулированного излучения, α_i — внутренние оптические потери, α_{ext} — оптические потери на выход), были определены значения η_i и α_i для обоих типов гетероструктур. Они составили: $\eta_i = 58\%$ и $\alpha_i = 9.5 \text{ см}^{-1}$ (серия KP1274), $\eta_i = 50\%$ и $\alpha_i = 5.6 \text{ см}^{-1}$ (серия KP1278). Видно, что использование в качестве активной области твердого раствора InGaAsP позволило значительно снизить внутренние оптические потери. Данный факт может говорить о том, что внутренние оптические потери в исследованных гетероструктурах определяются в первую очередь характеристиками активной области. Одной

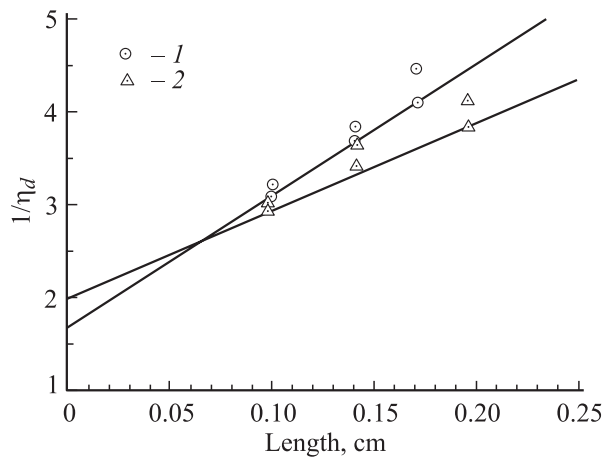


Рис. 4. Экспериментальные зависимости обратной величины внешней дифференциальной квантовой эффективности $1/\eta_d$ от длины резонатора: 1 — InGaAs/InGaAsP/InP-лазерные диоды (серия KP1274), 2 — InGaAsP/InGaAsP/InP-лазерные диоды (серия KP1278).

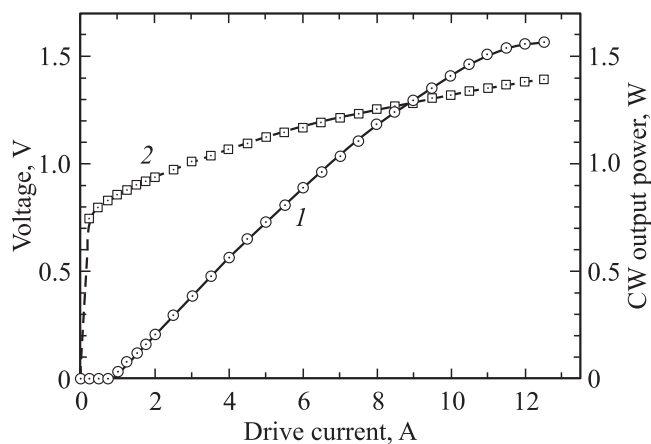


Рис. 5. Ватт-амперная (1) и вольт-амперная (2) характеристики лазерного диода, изготовленного на базе структуры KP1278 с $W = 100$ мкм, длиной резонатора $L = 2$ мм и диэлектрическими покрытиями AR(5%)/HR(95%).

из возможных причин столь существенного различия в величинах внутренних оптических потерь может быть ухудшение качества гетерограницы волновод-квантовая яма между четверным твердым раствором волновода и тройным твердым раствором активной области.

Величина внутреннего квантового выхода стимулированного излучения η_i как для гетероструктур с InGaAsP-активной областью, так и для гетероструктур с InGaAs-активной областью оставалась низкой. В то же время в лазерных InGaAsP-гетероструктурах с длиной волны излучения 1.3–1.6 мкм были получены значения η_i , близкие к 100% [32]. Уменьшение η_i могло быть вызвано повышенной пороговой концентрацией свободных носителей заряда в КЯ. Это в первую очередь связано с высокой интенсивностью процессов безызлуча-

тельной оже-рекомбинации [33]. К росту пороговой концентрации приводит также выброс электронов из квантовой ямы в барьерные слои [34].

На рис. 5 приведена характерная зависимость ВтАХ для лазерных диодов, изготовленных из гетероструктур серии KP1278. Максимальная выходная мощность в непрерывном режиме накачки при комнатной температуре достигала 1.6 Вт. При этом значение внешней дифференциальной квантовой эффективности составляло 0.18 Вт/А и оставалось неизменным до токов накачки 4.5 А. Насыщение ватт-амперной характеристики, связанное с разогревом активной области, наступало при токах накачки 11–12 А для лазерных диодов с длинами резонаторов 1.4–2 мм соответственно, что, по нашему мнению, связано с низким значением внутреннего стимулированного квантового выхода, с высокими внутренними оптическими потерями и достаточно высоким приведенным значением дифференциального сопротивления $\sigma_s = 1.2 \cdot 10^{-4}$ Ом·см². Увеличение длины резонатора более 2 мм нецелесообразно из-за достаточно высоких внутренних потерь, которые приводили к снижению η_d .

Пороговые плотности тока в четырехсклотовых образцах составляли величину порядка 300–350 А/см², что в 2 раза больше, чем в лазерах с длиной волны излучения 1.3 мкм [9,35]. Это может быть связано с низкой эффективностью внутреннего квантового выхода стимулированного излучения [36].

Проводились исследования температурных зависимостей пороговой плотности тока изготовленных лазерных диодов. Увеличение температуры активной области ухудшает излучательные характеристики лазерных диодов [37]. Одна из причин такого поведения — это рост пороговой концентрации носителей заряда в квантовой яме [38], что в первую очередь отражается на величине порогового тока. Чтобы охарактеризовать температурную чувствительность порогового тока проводились измерения ВтАХ в импульсном режиме при различных температурах теплоотвода. Экспоненциальная аппроксимация полученных экспериментально зависимостей порогового тока I_{th} от температуры T в диапазоне 10–70°C в соответствии с эмпирическим выражением

$$I_{th}(T) = I_{th}(300 \text{ K}) \exp(T - 300 \text{ K}/T_0)$$

дает значение характеристического параметра $T_0 = 50$ –60 К для лазерных диодов с длиной резонатора 1–2 мм. Данная величина является наименьшей для лазерных диодов, выращенных в системе твердых растворов InGaAsP/InP в диапазоне длин волн 1.3–1.55 мкм [39]. Одной из причин повышения температурной чувствительности может быть рост интенсивности процессов оже-рекомбинации в активной области при увеличении длины волны генерации. Однако это не значит, что дальнейшее увеличение глубины квантовой ямы не сможет эффективно повлиять на улучшение температурной стабильности излучательных характеристик лазерных диодов [38,40]. Известно, что использование

системы твердых растворов AlInGaAs/InP, позволяющих увеличить глубину квантовой ямы в лазерных диодах с длиной волны генерации 1.8 мкм, дало увеличение характеристического параметра T_0 более чем в 1.5 раза [40,41] по сравнению с лазерными диодами, реализованными в классической системе твердых растворов InGaAsP/InP.

4.2. Одномодовые лазерные диоды

На основе гетероструктур с InGaAsP-активной областью были созданы лазерные диоды, работающие в одномодовом режиме генерации. В качестве рабочей нами была выбрана мезаполосковая конструкция лазерного диода [39]. Одномодовый режим генерации в такой конструкции достигается за счет скачка эффективного показателя преломления в плоскости, параллельной $p-n$ -переходу (Δn_L). Как было нами показано в [31], существует множество факторов, влияющих на величину Δn_L . Наиболее важными из них являются концентрация свободных носителей заряда и температура. Сложность учета данных факторов заключается в том, что концентрации свободных носителей заряда в волноводе и в активной области, а также температура слоев изменяются с током накачки.

Для достижения максимальной мощности излучения лазерного диода в одномодовом режиме генерации был проведен расчет параметров используемой конструкции в модели пассивного волновода [42]. Определялись значения глубины травления и ширины полоска при заданных параметрах слоев выращенной гетероструктуры. Для остановки селективного травления структуры при формировании мезаполоска требуемой высоты в эмиттере P -InP выращивался стоп-слой InGaAsP толщиной 70 Å. Используя стандартную методику постростовых операций [39,31] и на основании проведенных расчетов, из описанной выше структуры были изготовлены гетеролазеры мезаполосковой конструкции с шириной полоска $W = 4.5$ мкм и различной длиной резонатора Фабри–Перо $L = 200–2000$ мкм. Полученные диоды напаялись полоском вниз с помощью индиевого припоя на медные теплоотводы.

У всех изготовленных приборов измерялись ватт-амперные характеристики в непрерывном режиме генерации при температуре теплоотвода 20°C. На рис. 6 приведена характерная зависимость мощности излучения от тока накачки для лазерных диодов с длиной резонатора $L = 2000$ мкм и нанесенными на грани резонатора просветляющими и отражающими диэлектрическими покрытиями с коэффициентами отражения по мощности 5 и 95% соответственно. Максимальная выходная мощность для таких лазерных диодов достигала 150 мВт и была ограничена разогревом активной области.

На рис. 7 представлен спектр одномодового лазерного диода, работающего в непрерывном режиме генерации на токе накачки, равном $1.5 \cdot I_{th}$. Расстояние между ближайшими модами в спектре соответствовало расстоянию между нулевыми продольными модами резонатора

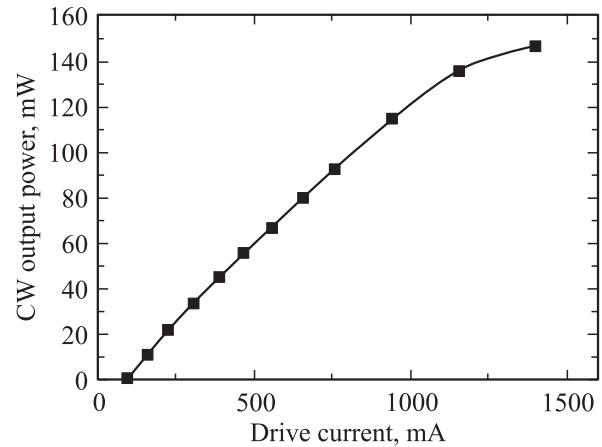


Рис. 6. Ватт-амперная характеристика в непрерывном режиме генерации при температуре теплоотвода 20°C для лазерного диода, изготовленного на базе структуры KP1278 с длиной резонатора $L = 2$ мм, шириной полоска $W = 4.5$ мкм и диэлектрическими покрытиями AR(5%)/HR(95%).

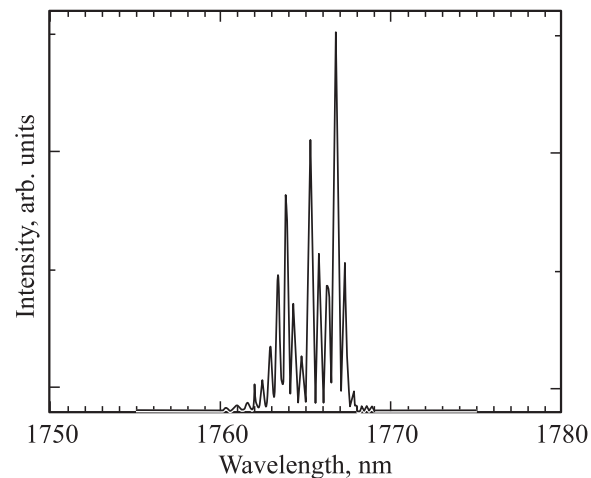


Рис. 7. Спектр излучения лазерного диода, изготовленного на базе структуры KP1278, работающего при токе $1.5 \cdot I_{th}$; длина резонатора $L = 2$ мм, ширина полоска $W = 4.5$ мкм.

Фабри–Перо. Это подтверждает то, что лазерный диод работает на фундаментальной оптической моде.

Экспериментально определенная зависимость длины волны излучения от тока накачки лазерного диода, работающего в непрерывном режиме генерации, показала, что с повышением уровня инжекции происходит плавное смещение спектра излучения в длинноволновую область. Смещение происходит с постоянной 0.375 Å/мА . Это подтверждает факт разогрева активной области лазерного диода при непрерывной накачке.

Распределение интенсивности излучения лазерного диода в дальней зоне в плоскости, параллельной $p-n$ -переходу, от тока накачки показано на рис. 8. Видно, что ширина поля на уровне половины интенсивности сохраняется вплоть до токов накачки, равных $9 \cdot I_{th}$,

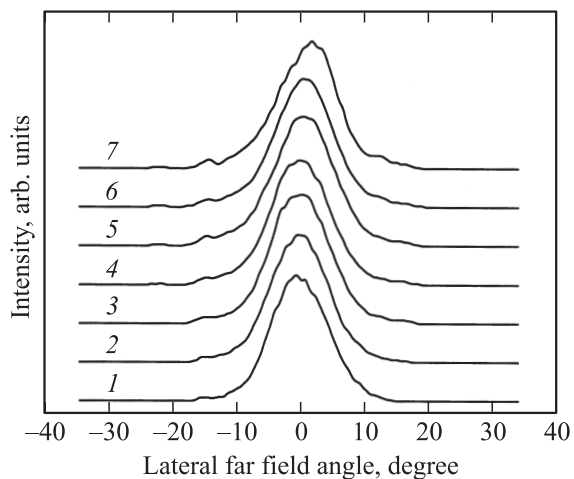


Рис. 8. Распределение интенсивности излучения в дальней зоне в плоскости, параллельной $p-n$ -переходу при различных значениях выходной оптической мощности для лазерного диода, изготовленного на базе структуры KP1278 с длиной резонатора $L = 2$ мм, шириной полоска $W = 4.5$ мкм, работающего в непрерывном режиме. Значение ширины поля на половине интенсивности $\Theta_{||}$, градусы: 1 — 10.5, 2 — 10.6, 3 — 10.9, 4 — 10.7, 5 — 11.1, 6 — 10.6, 7 — 10.1. Мощность излучения в непрерывном режиме генерации, мВт: 1 — 5, 2 — 20, 3 — 40, 4 — 60, 5 — 80, 6 — 100; 7 — 120.

что соответствует одному из критериев одномодового режима генерации. Дальнейшее увеличение тока накачки ведет к смещению картины дальнего поля (рис. 8), что, по нашему мнению, связано с эффектом смещения оптического луча (beam steering) [31]. Мощность, соответствующая максимальному току накачки лазерного диода, работающего в одномодовом непрерывном режиме генерации, достигала 100 мВт, что является рекордным значением для одномодовых лазеров с длиной волны генерации $\lambda = 1.7-1.8$ мкм [13,14,43].

5. Заключение

Экспериментально и теоретически показана возможность получения методом МОС-гидридной эпитаксии гетероструктур в системе InGaAsP/InP с сильно напряженными квантово-размерными эпитаксиальными слоями из твердых растворов InGaAs или InGaAsP, излучающими в диапазоне длин волн 1.7–1.8 мкм.

Установлено, что для создания лазерных InGaAsP/InP-гетероструктур отдельного ограничения предпочтительнее использовать в качестве активных областей слой четверного твердого раствора InGaAsP; при этом внутренние оптические потери удается снизить до 5.6 см^{-1} .

На основании разработанных гетероструктур созданы многомодовые и одномодовые лазеры, излучающие на длине волны 1.76 мкм с максимальной мощностью при комнатной температуре 1.6 Вт и 150 мВт в непрерывном

режиме генерации соответственно. В изготовленных лазерных диодах, несмотря на увеличение процессов оже-рекомбинации, при использовании в активной области сильнонапряженных слоев удается получить значение $T_0 = 60$ К.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ, грант 01-02-17851 и МНТП России „Физика твердотельных наноструктур“.

Список литературы

- [1] J.S. Wang, H.H. Lin, L.W. Sung. IEEE J. Quant. Electron. **QE-34**, 1959 (1998).
- [2] J. Dong, A. Ubukata, K. Matsumoto. Japan. J. Appl. Phys., **36**, 5468 (1997).
- [3] M. Mitsuhashi, M. Ogasawara, M. Oishi, H. Sugira, K. Kasaya. IEEE Phot. Techn. Lett., **11**, 33 (1999).
- [4] S. O'Brien, W. Plano, J. Major, D.F. Welch, T. Tally. Electron. Lett., **31**, 105 (1995).
- [5] X. He, D. Xu, A. Ovtchinnikov, S. Wilson, F. Malarayap, R. Supe, R. Patel. Electron. Lett., **35**, 1343 (1999).
- [6] J.S. Major, D.W. Nam, J.S. Osinski, D.F. Welch. IEEE Phot. Techn. Lett. **5**, 594 (1993).
- [7] H.K. Choi, S.J. Eglash. IEEE J. Quant. Electron., **QE-27**, 1555 (1991).
- [8] H.K. Choi, S.J. Eglash. Appl. Phys. Lett., **61**, 1154 (1992).
- [9] D.A. Livshits, I.V. Kochnev, V.M. Lantratov, N.N. Ledentsov, T.A. Nalyot, I.S. Tarasov, Zh.I. Alferov. Electron. Lett., **36**, 1848 (2000).
- [10] H.K. Choi, G.W. Turner, S.I. Eglash. IEEE Phot. Techn. Lett., **6**, 7 (1994).
- [11] D.Z. Garbuzov, H. Lee, V. Khalfin, R. Martinelli, J.C. Connolly, G.L. Belenky. IEEE Phot. Techn. Lett., **11**, 794 (1999).
- [12] R.U. Martinelli, T.J. Zamerowski, P.A. Longeway. Appl. Phys. Lett., **54**, 277 (1989).
- [13] R.U. Martinelli, R.J. Menna, A. Triano, M.G. Harvey, G.H. Olsen. Electron. Lett., **30**, 324 (1994).
- [14] J.S. Major, D.W. Nam, J.S. Osinski, D.F. Welch. IEEE Phot. Techn. Lett., **5**, 733 (1993).
- [15] А.Д. Бондарев, Д.А. Винокуров, В.А. Капитонов, О.В. Коваленков, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов. Письма ЖТФ, **24**, 46 (1998).
- [16] Z.N. Sokolova, O.V. Kovalenkov, D.A. Vinokurov, V.A. Kapitonov, I.S. Tarasov. Abstracts 6th Int. Symp. „Nanostructures: Physics and Technology“ (St. Petersburg, 1998) p. 410.
- [17] З.Н. Соколова, Д.А. Винокуров, И.С. Тарасов, Н.А. Гунько, Г.Г. Зегря. ФТП, **33**, 1105 (1999).
- [18] O.V. Kovalenkov, I.S. Tarasov, D.A. Vinokurov, V.A. Kapitonov. Abstracts 6th Int. Symp. „Nanostructures: Physics and Technology“ (St. Petersburg, 1998) p. 268.
- [19] Д.А. Винокуров, В.А. Капитонов, О.В. Коваленков, Д.А. Лившиц, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов, Ж.И. Алфёров. ФТП, **33**, 858 (1999).
- [20] В.М. Устинов, А.Е. Жуков, А.Ф. Цацунников, А.Ю. Егоров, А.Р. Ковш, М.В. Максимов, А.А. Суворова, Н.А. Берг, П.С. Копьев. ФТП, **31**, 1256 (1997).
- [21] M. Taskinen, M. Sopanen, H. Lipsanen, J. Tulkki, T. Tuomi, J. Ahopelto. Surf. Sci., **376**, 60 (1997).

- [22] Н.Н. Леденцов, В.М. Устинов, В.А. Шукин, П.С. Копьев, Ж.И. Алфёров, Д. Бимберг. ФТП, **32**, 385 (1998).
- [23] L.V. Asryan, M. Grundmann, N.N. Ledentsov, O. Stier, R.A. Suris, D. Bimberg. *Proc. SPIE's Int. Symp. PHOTONICS WEST'2000*. (San Jose, CA, USA, 2000) **3944**, 823.
- [24] А.Е. Жуков, А.Ю. Егоров, А.Р. Ковш, В.М. Устинов, С.В. Зайцев, Н.Ю. Гордеев, В.И. Копчатов, А.В. Лунев, А.Ф. Цапульников, Б.В. Валовик, Н.Н. Леденцов, П.С. Копьев. ФТП, **32**, 892 (1998).
- [25] M. Kondow, K. Uomi, T. Kitatani, S. Watahiki, Y. Yazawa. *J. Cryst. Growth*, **164**, 175 (1996).
- [26] H. Naoi, Y. Naoi, Sakai. *Sol. St. Electron.*, **41**, 319 (1997).
- [27] J.W. Matthews. *Epitaxial Growth*, ed. by J.W. Matthews (Academic Press, N.Y., 1975) pt B.
- [28] R.E. Nahory, M.A. Pollack, W.D. Johnston, Jr., R.L. Barns. *Appl. Phys. Lett.*, **33**, 659 (1978).
- [29] S.L. Chuang. *Phys. Rev. B*, **43**, 9649 (1991).
- [30] M. Krijn. *Semicond. Sci. Technol.*, **6**, 27 (1991).
- [31] Е.Г. Голикова, В.А. Курешов, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, Ю.А. Рябоштан, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, Н.В. Фетисова, А.Д. Бондарев, И.С. Тарасов. *Письма ЖТФ*, **28** (3), 66 (2002).
- [32] А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, Н.В. Фетисова, Е.Г. Голикова, Ю.А. Рябоштан, И.С. Тарасов. ФТП, **36**, 1393 (2002).
- [33] Z.N. Sokolova, D.I. Gurylev, N.A. Pikhitin, I.S. Tarasov. *Abstracts 10th Int. Symp. „Nanostructures: Physics and Technology“* (St. Petersburg, 2002) p. 252.
- [34] А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, Г.В. Скрынников, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов, Н.В. Фетисова. ФТП, **34**, 1457 (2000).
- [35] Д.А. Лившиц, А.Ю. Егоров, И.В. Кочнев, В.А. Капитонов, В.М. Лантратов, Н.Н. Леденцов, Т.А. Налет, И.С. Тарасов. ФТП, **35**, 380 (2001).
- [36] Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов. ФТП, **36**, 364 (2002).
- [37] Е.Г. Голикова, В.А. Курешов, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, Ю.А. Рябоштан, Г.В. Скрынников, И.С. Тарасов, Ж.И. Алфёров. ФТП, **34**, 886 (2000).
- [38] Г.Г. Зегря, Н.А. Пихтин, Г.В. Скрынников, С.О. Слипченко, И.С. Тарасов. ФТП, **35**, 1001 (2001).
- [39] Е.Г. Голикова, В.А. Горбылев, Ю.В. Ильин, В.А. Курешов, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, Ю.А. Рябоштан, В.А. Симаков, И.С. Тарасов, Е.А. Третьякова, Н.В. Фетисова. *Письма ЖТФ*, **26** (7), 57 (2000).
- [40] С.О. Слипченко, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, Н.В. Фетисова, А.Ю. Лешко, Ю.А. Рябоштан, Е.Г. Голикова, И.С. Тарасов. *Письма ЖТФ*, **29** (3), 65 (2003).
- [41] G.K. Kuang, G. Bohm, N. Graf, G. Rosel, R. Meyer, M.C. Ammann. *IEEE Phot. Techn. Lett.*, **13**, 275 (2001).
- [42] S.L. Chuang. *Physics of Optoelectronic Devices* (John Wiley & Sons, N.Y., 1995).
- [43] M. Ochiai, H. Temkin, S. Forouhar, R.A. Logan. *IEEE Phot. Techn. Lett.*, **7**, 825 (1995).

Редактор Л.В. Беляков

1.7–1.8 μm laser diodes based on quantum dimensional heterostructures

A.V. Lyutetskiy, N.A. Pikhitin, S.O. Slipchenko, Z.N. Sokolova, N.V. Fetisova, A.Yu. Leshko, V.V. Shamakhov, A.Yu. Andreev*, Yu.A. Ryaboshan*, E.G. Golikova*, I.S. Tarasov

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia
* Sigm Plus,
117342 Moscow, Russia

Abstract MOCVD growth technology of separate confinement heterostructures with highly strained quantum wells based on InGaAsP/InP solid solution has been developed. Properties of both InGaAsP and InGaAs quantum wells have been investigated and heterostructure parameters influencing on emitting wavelength have been analyzed. On the base of grown heterostructures both high power multimode and singlemode mesa stripe laser diodes emitting at $\lambda = 1.7–1.8 \mu\text{m}$ have been fabricated. Emitting output power of 1.6 W and 150 mW under continuous wave operation at room temperature has been reached for multimode and singlemode laser diodes respectively. Singlemode operation has been maintained up to 100 mW.