

Оптимизация параметров резонатора лазеров на основе твердых растворов AlGaInAsP/InP ($\lambda = 1470$ нм)

Д.А.Веселов, К.Р.Аюшева, И.С.Шашкин, К.В.Бахвалов, В.В.Васильева, Л.С.Вавилова, А.В.Лютецкий, Н.А.Пихтин, С.О.Слипченко, З.Н.Соколова, И.С.Тарасов

Исследовано влияние параметров лазерного резонатора на ватт-амперные характеристики лазеров спектрального диапазона 1400–1600 нм на основе системы твердых растворов AlGaInAs/GaInAsP/InP. Показано, что оптимизация параметров резонатора (длины кристалла и коэффициента отражения переднего зеркала) позволяет улучшить отвод тепла от лазера, не изменяя другие лазерные характеристики. Продемонстрировано увеличение максимальной выходной оптической мощности лазера на 0.5 Вт за счет оптимизации конструкции его резонатора.

Ключевые слова: полупроводниковый лазер, насыщение ватт-амперной характеристики, оже-рекомбинация, лазерный резонатор.

1. Введение

Мощные полупроводниковые лазеры спектрального диапазона 1400–1600 нм представляют значительный интерес с точки зрения их практического применения. Низкие потери в оптических волокнах для длины волны 1550 нм и относительная безопасность лазерного излучения этого диапазона для глаз человека делают такие устройства незаменимыми для решения целого ряда задач. Лазеры на основе системы твердых растворов AlGaInAs/GaInAsP/InP уже продемонстрировали возможность генерации излучения существенной мощности [1–8].

Тем не менее разработка лазерных наногетероструктур и лазеров на основе этой системы материалов в указанном диапазоне длин волн представляет значительную проблему, поскольку ряд эффектов, таких как оже-рекомбинация и выброс носителей заряда из активной области, в силу особенностей системы твердых растворов снижает эффективность работы лазера и должен учитываться при расчете конструкции прибора.

Настоящая работа посвящена исследованию влияния параметров резонатора на мощностные характеристики полупроводниковых лазеров на основе системы твердых растворов AlGaInAs/GaInAsP/InP. Основной целью работы является оптимизация параметров резонатора для увеличения максимальной выходной оптической мощности лазера.

2. Экспериментальные образцы

Для исследований была изготовлена лазерная двойная гетероструктура раздельного ограничения с кванто-

вообразимой активной областью, состоящей из трех квантовых ям (КЯ) InGaAs толщиной по 50 Å, и узким волноводом из AlGaInAs. Параметры структуры приведены в табл. 1. Выбор состава активной области был обусловлен необходимостью достижения высокого фактора оптического ограничения активной области, обеспечивающего снижение пороговой концентрации носителей заряда и, как следствие, снижение оже-рекомбинации в КЯ. Толщина КЯ разрешала единственный уровень квантования в зоне проводимости.

Эмиттеры и волновод были изготовлены из AlGaInAs, поскольку этот материал позволяет подавить процесс термического выброса носителей заряда из активной области в волновод. Это связано с тем, что типичная величина электронного ограничения в КЯ (ΔE_c), обеспечивающей генерацию в спектральном диапазоне 1300–1800 нм, для гетероструктур на основе AlGaInAs/InP приблизительно в два раза больше, чем для системы InGaAsP/InP [9, 10]. При выбранной толщине и геометрии волновода лазерная генерация происходила на нулевой поперечной моде.

Табл. 1. Параметры лазерной гетероструктуры.

Слой	Толщина слоя (мкм)	Материал слоя	Длина волны края поглощения материала (мкм)	Тип и концентрация легирующей примеси (см ⁻³)
Подложка	350	InP	–	n, 3×10^{18}
Буферный	0.15	InP	–	n, 3×10^{18}
Волноводный	0.57	AlGaInAs	1.1	
Квантовая яма	0.005	InGaAs	1.47	
Барьерный	0.01	AlGaInAs	1.1	
Квантовая яма	0.005	InGaAs	1.47	Нелегированы
Барьерный	0.01	AlGaInAs	1.1	
Квантовая яма	0.005	InGaAs	1.47	
Волноводный	0.28	AlGaInAs	1.1	
p-эмиттер	1.1	InP	–	p, 4×10^{17}
Контактный	0.23	GaInAsP	1.45	p, 6×10^{18}

Д.А.Веселов, К.Р.Аюшева, И.С.Шашкин, К.В.Бахвалов, В.В.Васильева, Л.С.Вавилова, А.В.Лютецкий, Н.А.Пихтин, С.О.Слипченко, З.Н.Соколова, И.С.Тарасов. Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Россия, 194021 С.-Петербург, ул. Политехническая, 26; e-mail: nike@hpld.ioffe.ru, shashkin@mail.ioffe.ru

Поступила в редакцию 24 апреля 2015 г., после доработки – 17 июля 2015 г.

Полупроводниковые лазеры изготавливались по стандартной технологии «мелкая меза» с шириной полоскового контакта 100 мкм. Выбранная конструкция активного элемента обеспечивала наименьшее тепловое сопротивление лазера. Исследование лазеров проводилось при сравнительно небольших (до 10 А) амплитудах тока накачки, при которых растекание носителей заряда ещё не оказывает влияния на лазерные характеристики.

Изготовленные лазеры имели различные длины резонаторов и различные коэффициенты отражения зеркал.

3. Анализ режимов работы лазеров с различными параметрами резонатора

Известно, что лазеры на основе системы твердых растворов AlInGaAs/GaInAsP/InP, излучающие в спектральном диапазоне 1400–1600 нм, отличаются более высокими внутренними оптическими потерями, чем коротковолновые лазеры на основе AlInGaAs/GaAs. Внутренние оптические потери и внутренняя квантовая эффективность стимулированного излучения на пороге генерации определялись на основе стандартных измерений ваттамперных характеристик (ВтАХ) лазеров с различными длинами резонаторов и зеркалами, образованными естественными сколами, и составляли 5.7 см^{-1} и 93% соответственно. У тех же образцов определялась зависимость пороговой плотности тока от суммарных оптических потерь.

При высоком уровне внутренних оптических потерь для сохранения высокой внешней дифференциальной квантовой эффективности лазера необходимо увеличивать полезные оптические потери, например за счет уменьшения длины лазерного кристалла. Такое технологическое решение, тем не менее, оказывается не оптимальным, поскольку при этом повышается плотность тока через образец, ухудшается отвод тепла, снижается температурная стабильность порогового тока лазера. Более того, повышение суммарных потерь в лазере приводит к росту пороговой концентрации носителей и, следовательно, к более интенсивной оже-рекомбинации в активной области.

Другим возможным способом увеличения полезных оптических потерь резонатора является использование сильно просветленного выходного зеркала. Нами было показано [11], что при работе лазера в импульсном режиме просветление обоих зеркал до коэффициента отражения 5% позволяет повысить линейность ВтАХ.

Появившаяся возможность использовать высококачественные покрытия AlN, обеспечивающие очень малый (до 0.2 %) коэффициент отражения [12], позволяет увеличить длину лазерного резонатора без снижения внешних оптических потерь и, следовательно, внешней дифференциальной квантовой эффективности.

В простейшем случае оптимизировать параметры резонатора лазера спектрального диапазона 1400–1600 нм с сильно просветленным выходным зеркалом можно следующим способом. Измерения ВтАХ образцов различной длины с зеркалами, образованными естественными сколотыми гранями, показали, что наибольшую максимальную оптическую мощность и соответственно наименьшее насыщение ВтАХ имеют лазеры с длиной резонатора 2 и 2.5 мм. У лазеров с более длинным резонатором внешний квантовый выход стимулированного излучения меньше, а лазеры с более коротким резонатором имели сильно насыщающуюся ВтАХ, что обусловлено высокой концен-

трацией носителей заряда в активной области и, следовательно, интенсивной оже-рекомбинацией. При использовании зеркала с малым коэффициентом отражения целесообразно увеличить длину резонатора, чтобы сохранить те же внешние оптические потери, что и в лазерах длиной 2–2.5 мм. Это позволит не увеличивать пороговую концентрацию носителей заряда и не снижать внешнюю дифференциальную квантовую эффективность.

Величина внешних оптических потерь α_m определяется по известной формуле:

$$\alpha_m = \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right), \quad (1)$$

где L – длина лазерного резонатора; R_1 и R_2 – коэффициенты отражения переднего (выходного) и заднего зеркал соответственно. Согласно (1), внешние оптические потери лазеров с длиной резонатора 2–2.5 мм и обоими зеркалами, образованными естественными сколами, в среднем составляют 5.5 см^{-1} . Будем считать это значение оптимальным для данной гетероструктуры с присущими ей внутренними оптическими потерями, оже-рекомбинацией и делокализацией носителей из активной области.

На рис.1 приведена зависимость внешних оптических потерь от коэффициента отражения переднего зеркала резонатора для лазеров различной длины. Использование сильного просветления выходной грани позволяет увеличить длину лазерного резонатора, не увеличивая внешние оптические потери. Наличие просветляющего покрытия с коэффициентом отражения менее 0.5% позволяет увеличить длину резонатора лазера до 5 мм, что вдвое увеличивает эффективность отвода тепла от кристалла.

К сожалению, из-за неравномерности распределения концентрации фотонов и носителей заряда вдоль оси резонатора при сильном просветлении выходной грани лазера профиль концентрации носителей сильно искажается. Вблизи высокоотражающего зеркала концентрация носителей заряда повышается, что приводит к ускорению процесса оже-рекомбинации и выброса носителей заряда из активной области, особенно при повышении температуры лазера.

Для определения распределения концентрации носителей заряда вдоль оси резонатора мы взяли скоростные

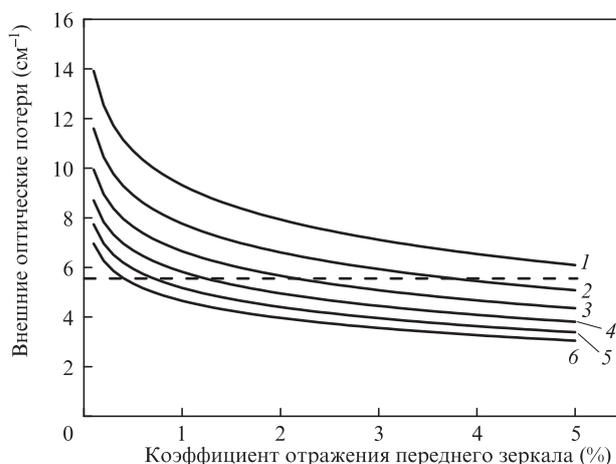


Рис.1. Зависимости внешних оптических потерь от коэффициента отражения переднего зеркала резонатора для лазеров с длиной резонатора 2.5 (1), 3 (2), 3.5 (3), 4 (4), 4.5 (5) и 5 мм (6); штриховой линией обозначено экспериментально определенное оптимальное значение внешних оптических потерь (5.5 см^{-1}); $\lambda = 1.47 \text{ мкм}$.

уравнения, использованные в работе [11] для AlGaAs/GaAs/InGaAs-лазеров. В настоящей работе эта модель была модифицирована для AlGaInAs/GaInAsP/InP-лазеров. Для учета оже-рекомбинации уравнение, описывающее баланс носителей заряда, было дополнено слагаемым $R_A(n^{QW})^3$:

$$\frac{dn^{QW}(z)}{dt} = \frac{\eta J}{ed^{QW}} - B(n^{QW})^2 - \frac{c}{\sqrt{\epsilon}} \frac{g(z)}{\Gamma} [S^+(z) + S^-(z)] - R_A(n^{QW})^3, \quad (2)$$

где n^{QW} – трехмерная концентрация носителей заряда в квантовой яме (считаем, что во всех трех КЯ концентрация одинакова); z – координата вдоль продольной оси резонатора; t – время; η – доля носителей заряда, попадающая в активную область; J – плотность тока накачки; e – заряд электрона; d^{QW} – суммарная толщина КЯ в активной области; B – коэффициент излучательной рекомбинации; R_A – коэффициент оже-рекомбинации; c – скорость света в вакууме; ϵ – диэлектрическая проницаемость волновода лазера; $g(z)$ – коэффициент модального усиления в зависимости от координаты; Γ – фактор оптического ограничения излучения в активной области; $S^+(z)$ и $S^-(z)$ – концентрации фотонов в потоках, распространяющихся в противоположные стороны. Полная концентрация фотонов в какой-либо точке резонатора равна сумме этих двух концентраций.

Зависимость модального усиления от концентрации носителей заряда в активной области вводилась аналогично [11] и корректировалась по данным экспериментальных исследований пороговой плотности тока в лазерах с различной длиной резонатора.

Коэффициент излучательной рекомбинации B_{2D} для КЯ данной гетероструктуры рассчитывался по формуле [13]

$$B_{2D} = \frac{4}{3} \pi \alpha \sqrt{\epsilon} \frac{\hbar}{(m_c + m_{hh}) k_B T} E_0 \left(\frac{P}{\hbar c} \right)^2, \quad (3)$$

где E_0 – энергия ширины запрещенной зоны с учетом размерного квантования; $\alpha = e^2/(\hbar c)$ – постоянная тонкой структуры; \hbar – постоянная Планка; k_B – постоянная Больцмана; T – температура активной области; m_c – масса электронов в зоне проводимости; m_{hh} – масса тяжелых дырок в валентной зоне;

$$P^2 = \frac{\hbar}{2} \left(\frac{1}{m_c} - \frac{1}{m_{hh}} \right) \frac{E_g(E_g + \Delta)}{E_g + 2\Delta/3} \quad (4)$$

– параметр Кейна, определяемый по формуле [13]; Δ – энергия спин-орбитального отщепления; E_g – энергия ширины запрещенной зоны КЯ.

Процесс оже-рекомбинации рассматривался в приближении объемного 3D слоя. Для твердых растворов типа $Ga_xIn_{1-x}As$ преобладающим механизмом является оже-рекомбинация с участием спин-орбитально отщепленной зоны (СННС-процесс) [14]. Согласно [15] коэффициент оже-рекомбинации для СННС-процесса определяется по формуле

$$R_A = \frac{18\pi e^4 m_c \hbar^3 (E_g + \Delta)^2}{\epsilon^2 m_{hh} m_{SO}^2 E_g^5} I(\beta),$$

где

$$\beta = \frac{2m_{SO}}{m_{hh}} \frac{E_g - \Delta}{T} \frac{E_g^2}{(E_g + \Delta)(3E_g - 2\Delta)}; \quad (6)$$

m_{SO} – эффективная масса дырок в спин-орбитально отщепленной зоне; функция $I(\beta)$ представлена на рис.2.

При $\beta \geq 10$ формула (5) переходит в асимптотическое выражение:

$$R_A = \frac{216\sqrt{2} \pi^{5/2} \hbar^3 e^4 m_c (E_g + \Delta)^2}{\epsilon^2 m_{hh} m_{SO}^2 E_g^5 \sqrt{\beta}} \exp\left(-\frac{\beta}{2}\right). \quad (7)$$

Расчет температурной зависимости коэффициента R_A с учетом изменения параметров материала квантовой ямы InGaAs с температурой показал, что в данном твердом растворе зависимость коэффициента оже-рекомбинации от температуры слабая, поэтому её можно не учитывать.

Основной задачей расчета является оптимизация конструкции лазерного резонатора с учетом неравномерного распределения концентрации носителей заряда. Чтобы избежать необходимости учитывать влияние температуры на лазерные процессы и не включать в исходную систему уравнение теплопроводности, расчеты проводились для токов накачки не более трех пороговых. При таких токах накачки у ВТАХ лазеров с обоими зеркалами, образованными естественными сколами, ещё не наблюдается отклонение от линейности. При этом коэффициенты оже-рекомбинации и излучательной рекомбинации, а также выброс носителей из активной области можно считать независимыми от температуры.

Расчет ВТАХ производился для лазеров с различными параметрами резонатора. Коэффициент отражения заднего зеркала составлял во всех случаях 95%. Коэффициент отражения переднего зеркала для резонатора определенной длины определялся по рис.1. Результаты расчета приведены на рис.3.

Из рис.3,а следует, что на начальном участке все ВТАХ практически параллельны, как и должно быть при приблизительно одинаковом уровне внешних оптических потерь. Однако далее кривые расходятся: при сильном просветлении переднего зеркала резонатора ($R_1 < 1\%$, кривые 5 и 6) наблюдается насыщение ВТАХ лазера, несмотря на то что в модели не учитывается ни рост температуры активной области, ни рост внутренних оптических

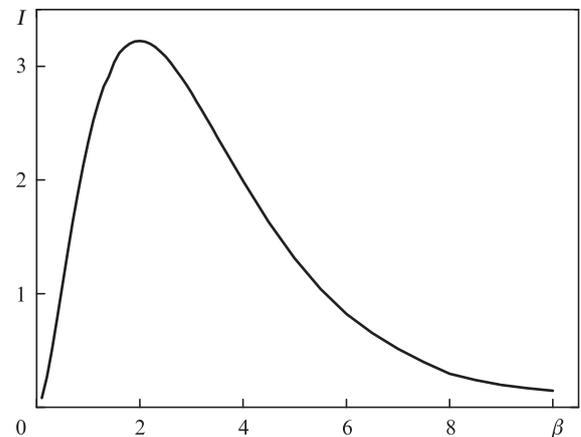


Рис.2. Зависимость $I(\beta)$ для расчета коэффициента оже-рекомбинации с участием спин-орбитально отщепленной зоны.

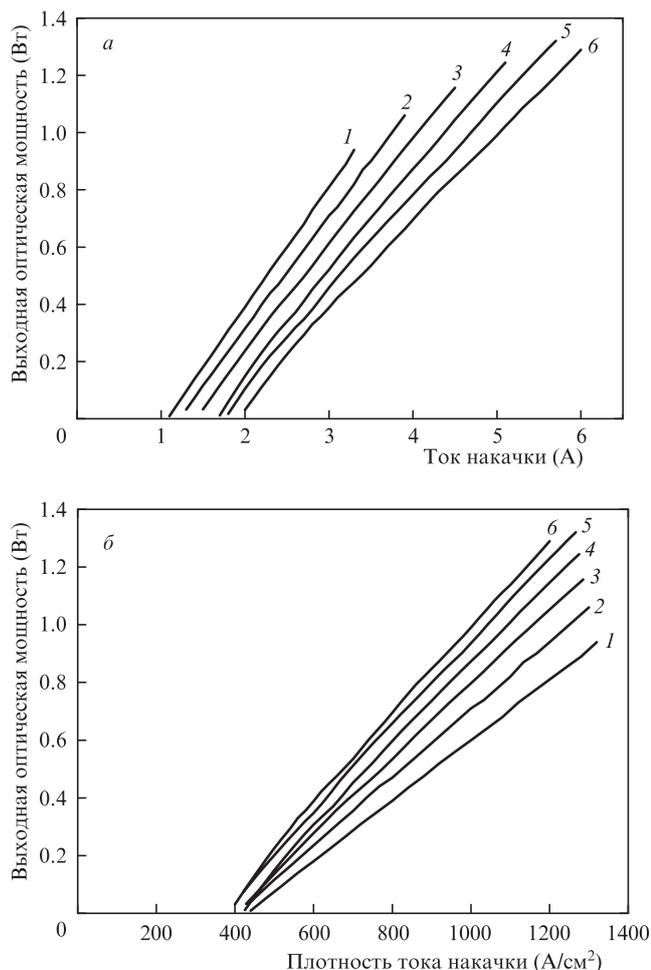


Рис.3. Расчетные зависимости выходной мощности от тока накачки (а) и плотности тока (б) лазеров со следующими параметрами резонатора: $L = 2.5$ мм, $R_1 = 5\%$ (1), 3 мм, 3.5% (2), 3.5 мм, 2% (3), 4 мм, 1% (4), 4.5 мм, 0.75% (5) и 5 мм, 0.5% (6); $\lambda = 1.47$ мкм.

потерь с током накачки. В то же время ВТАХ лазеров с $R_1 > 1\%$ (кривые 1–3) заметного насыщения не испытывают.

Из полученных результатов следует, что при увеличении неоднородности распределения концентрации носителей заряда вдоль оси резонатора в области максимальной концентрации процесс оже-рекомбинации происходит настолько интенсивно, что небольшое изменение концентрации с ростом тока накачки приводит к значительному увеличению скорости оже-рекомбинации и, как следствие, к насыщению ВТАХ.

На рис.3,б представлены аналогичные зависимости выходной оптической мощности от плотности тока накачки. Плотность тока накачки определяет температуру активной области, коэффициент оже-рекомбинации и выброс носителей заряда. Именно поэтому мы стремимся получить при низкой плотности тока высокую выходную оптическую мощность, удлиняя резонатор. Однако, как видно из рис.3,б, пропорциональное увеличение длины резонатора и просветление выходного зеркала не дают пропорционального увеличения выходной оптической мощности при фиксированной плотности тока. Наоборот, из-за насыщения всё большее просветление переднего зеркала и увеличение длины резонатора дают всё меньшую прибавку мощности.

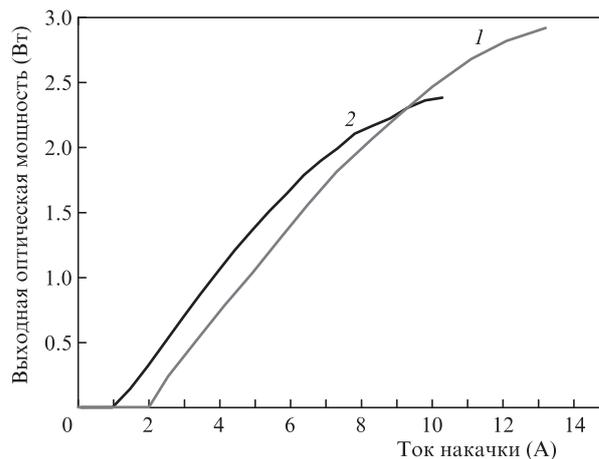


Рис.4. Экспериментальные ватт-амперные характеристики лазеров в непрерывном режиме со следующими параметрами резонатора: $L = 3900$ мкм, $R_1 = 1\%$, $R_2 = 95\%$ (1), 2620 мкм, 5%, 95% (2); $\lambda = 1.47$ мкм.

Таким образом, положительный эффект от увеличения длины резонатора и просветления зеркала передней грани снижается в результате неравномерного распределения концентрации носителей в резонаторе полупроводникового лазера.

4. Экспериментальное исследование лазера с резонатором оптимальной конструкции

Проанализировав рис.3, мы выбрали следующие параметры резонатора: $L = 4$ мм, $R_1 = 1\%$ (кривые 4). По расчетам длина такого резонатора уже дает определенные преимущества с точки зрения отвода тепла, но насыщения ВТАХ ещё не наступает.

Для сравнения были изготовлены лазеры с $L = 2620$ мкм, $R_1 = 5\%$, $R_2 = 95\%$, а также лазеры с $L = 3900$ мкм, $R_1 = 1\%$, $R_2 = 95\%$. Мощностные характеристики этих лазеров исследовались в непрерывном режиме. На рис.4 приведены экспериментально измеренные ВТАХ указанных лазеров. Видно, что в результате оптимизации параметров резонатора (большая длина и меньший коэффициент отражения выходного зеркала) удалось повысить максимальную выходную оптическую мощность на 0.5 Вт за счет улучшения температурного режима работы лазера.

5. Выводы

Таким образом, в работе показано, что оптимизация параметров резонатора позволяет увеличить ток накачки полупроводникового лазера, излучающего в спектральном диапазоне 1400–1600 нм, не изменяя другие лазерные характеристики. Это позволяет увеличить максимальную выходную оптическую мощность, избежав насыщения ватт-амперной характеристики.

Увеличение длины кристалла и просветления переднего зеркала ограничено возникновением неоднородного распределения носителей заряда в активной области лазера, что усиливает оже-рекомбинацию и выброс носителей заряда из активной области и приводит к дополнительному насыщению ВТАХ. Для лазеров на основе исследованной гетероструктуры оптимальное просветление выходного зеркала составляет около 1% при длине резонатора ~4 мм. Такая оптимизация параметров резо-

натора позволила на 0.5 Вт увеличить максимальную выходную оптическую мощность лазера, работающего в непрерывном режиме.

Работа выполнена при поддержке Федеральной целевой программы «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014–2020 годы» и Программы прикладных научных исследований по теме «Разработка МОС-гидридной технологии наногетероструктур и мощных непрерывных и импульсных полупроводниковых лазеров на их основе, излучающих в диапазоне длин волн 1400–1600 нм» (шифр 2014-14-579-0066-003, соглашение № 14.607.21.0048, уникальный идентификатор прикладных научных исследований RFMEFI60714X0048).

1. Голикова Е.Г., Курешов В.А., Лешко А.Ю., Лившиц Д.А., Лютецкий А.В., Николаев Д.Н., Пихтин Н.А., Рябоштан Ю.А., Слипенченко С.О., Тарасов И.С., Фетисова Н.В. *Письма в ЖТФ*, **26** (20), 40 (2000).
2. Голикова Е.Г., Курешов В.А., Лешко А.Ю., Лютецкий А.В., Пихтин Н.А., Рябоштан Ю.А., Слипенченко С.О., Соколова З.Н., Фетисова Н.В., Бондарев А.Д., Тарасов И.С. *Письма в ЖТФ*, **28** (3), 66 (2002).
3. Piprek J., White J.K., SpringThorpe A.J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **38** (9), 1253 (2002).
4. Лютецкий А.В., Пихтин Н.А., Слипенченко С.О., Соколова З.Н., Фетисова Н.В., Лешко А.Ю., Шамахов В.В., Андреев А.Ю., Голикова Е.Г., Рябоштан Ю.А., Тарасов И.С. *ФТП*, **37** (11) 115 (2003).
5. Лютецкий А.В., Борщёв К.С., Бондарев А.Д., Налет Т.А., Пихтин Н.А., Слипенченко С.О., Фетисова Н.В., Хомылев М.А., Мармалюк А.А., Рябоштан Ю.А., Симаков В.А., Тарасов И.С. *ФТП*, **41** (7) 883 (2007).
6. Винокуров Д.А., Капитонов В.А., Лютецкий А.В., Пихтин Н.А., Слипенченко С.О., Соколова З.Н., Станкевич А.Л., Хомылев М.А., Шамахов В.В., Борщёв К.С., Арсентьев И.Н., Тарасов И.С. *ФТП*, **41** (8) 1003 (2007).
7. Лютецкий А.В., Борщёв К.С., Пихтин Н.А., Слипенченко С.О., Соколова З.Н., Тарасов И.С. *ФТП*, **42** (1), 106 (2008).
8. Boucher J.F., Callahan J.J. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **8039**, 0390B-1 (2011).
9. Adachi S. *Properties of Semiconductor Alloys: Group-IV, III-V and II-VI Semiconductors* (Chichester: John Wiley & Sons, 2009).
10. Mircea A., Ougazzaden A., Primot G., Kazmierski C. *J. Crystal Growth*, **124**, 737 (1992).
11. Веселов Д.А., Пихтин Н.А., Лютецкий А.В., Николаев Д.Н., Слипенченко С.О., Соколова З.Н., Шамахов В.В., Шашкин И.С., Капитонов В.А., Тарасов И.С. *Квантовая электроника*, **45** (7), 604 (2015).
12. Берт Н.А., Бондарев А.Д., Золотарев В.В., Кириленко Д.А., Лубянский Я.В., Лютецкий А.В., Слипенченко С.О., Петрунов А.Н., Пихтин Н.А., Аюшева К.Р., Арсентьев И.Н., Тарасов И.С. *ФТП*, **49** (10), 1429 (2015).
13. Асрян Л.В. *Квантовая электроника*, **35** (12), 1117 (2005).
14. Гельмонт Б.Л., Соколова З.Н. *ФТП*, **16** (9), 1670 (1982).
15. Гельмонт Б.Л., Соколова З.Н., Ясиевич И.Н. *ФТП*, **16** (4), 592 (1982).