

Оптимизация волноводных параметров лазерных гетероструктур InGaAs/AlGaAs/GaAs с целью наибольшего увеличения ширины пучка в резонаторе и получения максимальной лазерной мощности

А.П.Богатов, Т.И.Гущик, А.Е.Дракин, А.П.Некрасов, В.В.Поповичев

Проведена оптимизация конструкции волновода лазерной гетероструктуры для расширения в вертикальном направлении пучка излучения на выходном зеркале лазерного диода (до 1.5 мкм по половине интенсивности для нулевой моды). Экспериментальные образцы таких диодов работали в непрерывном поперечно-одномодовом режиме генерации до мощности излучения 0.5 Вт. Расходимость излучения в вертикальном направлении составила $11^\circ - 12^\circ$ и в горизонтальном – $4^\circ - 7^\circ$.

Ключевые слова: расширенный волновод, поперечно-одномодовые мощные гребнёвые лазеры.

1. Введение

Увеличение размеров оптического пучка излучения полупроводникового лазера является одним из способов увеличения его выходной мощности. Это связано, в частности, со снижением оптической нагрузки на выходном зеркале лазерного диода, критическая величина которой (называемая порогом катастрофической оптической деградации) в настоящее время является одним из основных факторов, ограничивающих мощность излучения лазера. Размер пучка можно увеличивать как в плоскости слоев гетероструктуры, так и в перпендикулярном направлении. В первом случае он определяется размером электрического контакта, а во втором – конструкцией оптического волновода гетероструктуры, формируемого на этапе ее выращивания. В настоящей работе будет рассматриваться увеличение ширины пучка излучения за счет второго подхода, и в дальнейшем под шириной пучка будет подразумеваться его размер в вертикальном (по отношению к плоскости слоев) направлении.

Для многих практических применений (например, при вводе излучения в одномодовое волокно) требуется, чтобы лазерный диод работал на основной моде со стабильной диаграммой направленности. Поэтому простейший метод увеличения ширины пучка – использование очень слабого оптического волновода (со скачками показателя преломления на уровне 10^{-3}) – оказывается неприемлемым вследствие влияния тока накачки на показатели преломления активных слоев, которое в этом случае будет играть заметную роль и приводить к нестабильности пятна излучения и его диаграммы направленности. Таким образом, единственным путем расширения пучка является применение достаточно сильных волноводов с увеличенной (до нескольких микрометров) шириной. Однако при этом волновод становится многомодовым и

требуются специальные условия, чтобы создать необходимую для работы при высоких мощностях излучения дискриминацию по модовому усилению для мод высокого порядка (см., напр., [1–6]).

В настоящей работе рассмотрена квантоворазмерная гетероструктура на основе системы InGaAs/AlGaAs/GaAs, используемой для изготовления лазеров диапазона 0.94–1.14 мкм. Проведенная оптимизация гетероструктуры с целью расширения пучка позволила получить высокую мощность излучения поперечно-одномодовых гребнёвых лазеров, изготовленных из оптимизированной структуры, при сохранении дифракционной расходимости пучка. Указанная полупроводниковая система выбрана как наиболее хорошо технологически отработанная, но использованные методика и подходы применимы также и для оптимизации гетероструктур на основе других твердых растворов.

Понятно, что расширение оптического пучка с неизбежностью ведет к падению фактора оптического ограничения, что, в свою очередь, приводит к уменьшению модового усиления вследствие ограниченности развиваемого в активных слоях материального усиления при разумных токах накачки. Однако допускать падения модового усиления до уровня, соизмеримого с нерезонансными оптическими потерями в гетероструктуре, нельзя, поскольку это приводит к резкому ухудшению лазерных характеристик – возрастанию порога генерации и (что является главным для мощных лазеров) падению дифференциальной эффективности. Именно по этой причине критерием оптимизации волновода гетероструктуры является получение наибольшей ширины пучка при не слишком крутом падении модового усиления, не ниже уровня, при котором существенно уменьшается дифференциальная эффективность и значительно возрастает порог лазерной генерации.

2. Оптимизация гетероструктуры

Расчеты выполнены в рамках методик, развитых в работах [7, 8] и реализованных в виде программного продукта WAVE, который позволяет находить распределе-

А.П.Богатов, Т.И.Гущик, А.Е.Дракин. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: GushhikTaras@yandex.ru
А.П.Некрасов, В.В.Поповичев. ФГУП «НИИ "Полнос" им. М.Ф. Стельмаха», Россия, 117342 Москва, ул. Введенского, 3

Поступила в редакцию 28 мая 2008 г.

Табл.1. Слои базовой наногетероструктуры.

№ слоя	Назначение слоя	Состав слоя	Толщина слоя
1	Металлический контакт	Au, Zn	–
2	Полупроводниковый контактный слой	GaAs	d_2
3	р-эмиттерный слой	$Al_xGa_{1-x}As$	d_3
4	Волноводный слой	$Al_yGa_{1-y}As$	d_4
5	Переходный слой	GaAs	d_5
6	Активный квантоворазмерный слой	$In_zGa_{1-z}As$	8 нм
7	Барьерный слой	GaAs	d_7
8	Активный квантоворазмерный слой	$In_zGa_{1-z}As$	8 нм
9	Переходный слой	GaAs	d_9
10	Волноводный слой	$Al_wGa_{1-w}As$	d_{10}
11	п-эмиттерный слой	$Al_wGa_{1-w}As$	d_{11}
12	Подложка	GaAs	–

ния интенсивности как в ближней зоне излучения лазера (распределение интенсивности на выходном зеркале), так и в дальней зоне.

В табл.1 представлен состав слоев и их назначение для базовой наногетероструктуры в наиболее общем виде. Толщина активных квантоворазмерных областей была равной 8 нм, а состав соответствовал длине волны генерации 980 нм. Оптимизация проводилась путем выбора значений x, y, z, w и толщин пассивных слоев, характеризующих параметры гетероструктуры.

Общим руководством для модификации наногетероструктуры являются следующие соображения. Амплитуда поля $u_j(x)$ в j -м слое имеет вид

$$u_j(x) = A_j \exp(iq_j x) + B_j \exp(-iq_j x), \quad (1)$$

где $q_j = (\omega^2 \epsilon_j / c^2 - \beta^2)^{1/2}$; A_j, B_j и β находятся при решении волнового уравнения с соответствующими граничными условиями; x – поперечная координата; ϵ_j – комплексное значение диэлектрической проницаемости j -го слоя; β – комплексная постоянная распространения вдоль оси z .

Из (1) следует, что скорость изменения амплитуды поля по сечению пучка в слое j зависит от q_j . Для того чтобы увеличить ширину пучка путем увеличения толщины d_j выбранного слоя, d_j должна быть близка к той ширине, до которой мы хотим расширить пучок. Кроме того, в этом слое $u_j(x)$ должна быть достаточно медленной функцией, что требует выполнения неравенства:

$$|q_j d_j| \ll 1, \quad (2)$$

при этом мнимая часть в ϵ_j должна быть достаточно мала, поскольку слой, в котором распространяется значительная часть оптического потока, не может иметь больших потерь. В противном случае лазер будет обладать низкими излучательными характеристиками и практического интереса представлять не сможет. С учетом этого условие (2) можно переписать в виде

$$\Delta n = |n_j - n_{\text{eff}}| \ll \lambda^2 / (8\pi^2 d_j^2 n_j), \quad (3)$$

где n_j – показатель преломления j -го слоя; λ – длина волны в вакууме; n_{eff} – эффективный показатель прело-

мления для волны, которая соответствует собственной моде волновода, имеющей константу распространения β , т. е.

$$n_{\text{eff}} = |\text{Re } \beta| \frac{\lambda}{2\pi}. \quad (4)$$

Таким образом, условием расширения пучка является наличие достаточно толстого пассивного (волноводного) слоя с низкими оптическими потерями и с показателем преломления, близким к эффективному показателю преломления всего волновода структуры. Оценка правой части неравенства (3) для $\lambda = 0.98$ мкм, $d_j = 4$ мкм и $n_j \approx 3.4$ дает $\sim 2.2 \times 10^{-4}$. Это значение ограничивает максимум разности показателя преломления j -го слоя и n_{eff} и при этом мало по сравнению с изменением показателя преломления (1×10^{-4}), которое, возможно, возникает из-за целого ряда неконтролируемых или слабо контролируемых механизмов. К ним можно отнести температурные градиенты, сопровождающие работу лазера, объемные механические напряжения, возникающие при монтаже лазерного чипа, начальные оптические неоднородности из-за несовершенства технологии выращивания структуры и т. д. Все это означает, что увеличение толщины d_j свыше 4 мкм вряд ли целесообразно.

В соответствии с вышесказанным в табл.2 представлены параметры оптимизированной структуры, удовлетворяющие этим требованиям. В качестве слоя, в котором распространяется основная часть расширенного пучка, выбран слой № 10 (будем называть его расширительным слоем), его толщина $d_{10} = 4$ мкм. Результаты расчета интенсивности в ближнем и дальнем полях представлены на рис.1. Дополнительно на рис.1,а показан профиль показателя преломления оптимальной структуры. Значения показателей преломления для $\lambda = 980$ нм и соответствующего состава твердого раствора AlGaAs и GaAs интерполировались по данным из [9], для золота и InGaAs они взяты из [10] и [11] соответственно, причем показатель преломления активных слоев уменьшен по сравнению с [11] для учета влияния инжектированных носителей.

Чтобы в нашем расширительном слое амплитуда поля изменялась не слишком быстро, значение n_{eff} должно быть близко к показателю преломления этого слоя с точ-

Табл.2. Параметры оптимизированной наногетероструктуры.

№ слоя	Назначение слоя	Состав слоя	Толщина слоя (мкм)	Показатель преломления
1	Металлический контакт	Au	–	0.24
2	Полупроводниковый контактный слой	GaAs	0.14	3.520
3	р-эмиттерный слой	$Al_{0.3}Ga_{0.7}As$	0.9	3.362
4	Волноводный слой	$Al_{0.3}Ga_{0.7}As$	0.9	3.362
5	Переходный слой	GaAs	0.036	3.528
6	Активный квантоворазмерный слой	InGaAs	0.008	3.58
7	Барьерный слой	GaAs	0.012	3.528
8	Активный квантоворазмерный слой	InGaAs	0.008	3.58
9	Переходный слой	GaAs	0.036	3.528
10	Волноводный слой	$Al_{0.21}Ga_{0.79}As$	4.00	3.412
11	п-эмиттерный слой	$Al_{0.3}Ga_{0.7}As$	1.0	3.362
12	Подложка	GaAs	–	3.528

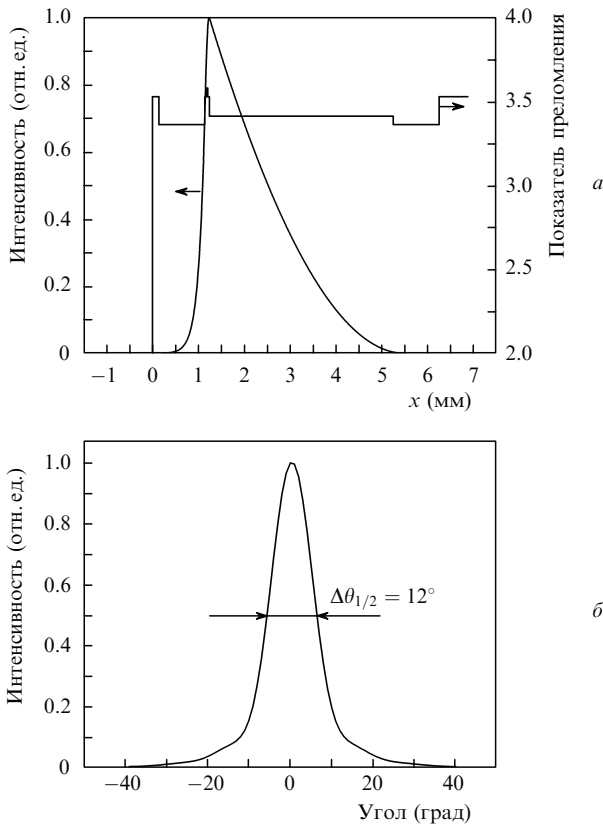


Рис. 1. Расчетные распределения интенсивности излучения на выходном зеркале (а) и в дальнем поле (б) для гетероструктуры из табл.2 в направлении, перпендикулярном слоям; на рис.1,а приведен также соответствующий профиль показателя преломления.

ностью на уровне 10^{-4} . Расчеты показали, что изменение n_{10} путем вариации v (содержания Al в растворе $Al_vGa_{1-v}As$) в диапазоне от 0.208 до 0.213 удовлетворяет этому требованию.

Полученная полуширина оптического пучка (около 1.5 мкм) примерно в три раза превышает полуширину пучка для типичных гетероструктур, используемых в настоящее время. Это ощутимый результат, поскольку во столько же раз он позволяет, в принципе, поднять выходную мощность лазера. При этом расходимость пучка по уровню 0.5 уменьшилась до $\sim 12^\circ$, в то время как в типичной структуре она, как правило, составляет $\sim 30^\circ$. Это также важный результат, поскольку существенно облегчается решение проблемы оптического согласования излучения полупроводникового лазера с внешними оптическими системами, включая коллиматоры оптического пучка.

Однако, как указывалось выше, увеличение ширины пучка излучения неизбежно сопровождается падением фактора оптического ограничения и, как следствие, уменьшением модового усиления (примерно в шесть раз по сравнению со стандартной структурой). В нашем случае оптимальное (компромиссное) значение фактора оптического ограничения на один активный слой составило $\sim 4.6 \times 10^{-3}$, что соответствовало модовому усилению $\sim 7.6 \text{ см}^{-1}$ при материальном усилении в квантовой яме 1000 см^{-1} и при нерезонансных оптических потерях $\alpha = 2 \text{ см}^{-1}$.

Хорошо известно, что дифференциальная эффективность лазерной генерации удовлетворяет соотношению

$$\eta \leq \alpha_m / (\alpha_m + \alpha), \tag{5}$$

где $\alpha_m = -\ln(R_1 R_2) / (2L)$ – потери на зеркалах; R_1, R_2 – коэффициенты отражения зеркал; L – длина лазерного диода. Если предположить, что коэффициенты отражения зеркал и длина диода таковы, что $\alpha_m = 7.6 \text{ см}^{-1}$, т. е. полученное при расчете модовое усиление соответствует порогу генерации, то тогда η будет не более 79%. Попытки дальнейшего расширения пучка приведут к необходимости уменьшить α_m , что согласно (5) однозначно ведет к падению η . Из этого следует, что ключевым параметром настоящей задачи являются нерезонансные потери α . При их уменьшении возможно снизить α_m при сохранении η , например путем увеличения длины резонатора. Следовательно, в этом случае возможно дальнейшее уменьшение фактора оптического ограничения, а значит, и увеличение ширины оптического пучка.

3. Эксперимент

Были проведены экспериментальные исследования образцов, изготовленных на основе структур с близкими к оптимизированным параметрами (см. табл.2). На рис.2 показана типичная ватт-амперная характеристика гребневого лазера с параметрами гребня (шириной 4 мкм), которые совпадают с использованными в работе [8]. При токах от порогового значения ($\sim 80 \text{ мА}$) до $\sim 400 \text{ мА}$ ватт-амперная характеристика близка к линейной с дифференциальной эффективностью $\sim 62\%$ (0.8 А/Вт). При дальнейшем увеличении тока ватт-амперная характеристика становится существенно сублинейной. Тем не менее, при токе $\sim 1000 \text{ мА}$ выходная мощность лазера достигает $\sim 500 \text{ мВт}$ в непрерывном режиме при комнатной температуре хладопровода. Отличие полученной дифференциальной эффективности от ее оценочной величины ($\leq 79\%$) связано с тем, что она согласно (5) зависит как от нерезонансных потерь α , так и от коэффициентов отражения зеркал R_1, R_2 . Реальные значения этих параметров, конечно, могут несколько отличаться от использованных нами при оценке.

Натурные испытания, которые были проведены при нормальных климатических условиях в режиме работы на постоянном токе, соответствующем мощности излучения 350 мВт, показали, что в течение 1000 ч непрерывной работы не наблюдалось падения мощности излуче-

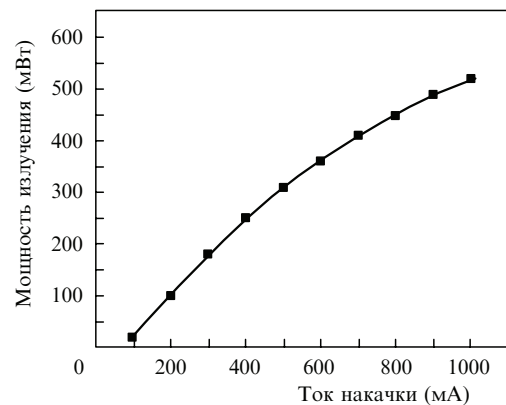


Рис.2. Типичная экспериментальная ватт-амперная характеристика поперечно-одномодового лазера с расширенным волноводом в непрерывном режиме генерации при комнатной температуре хладопровода.

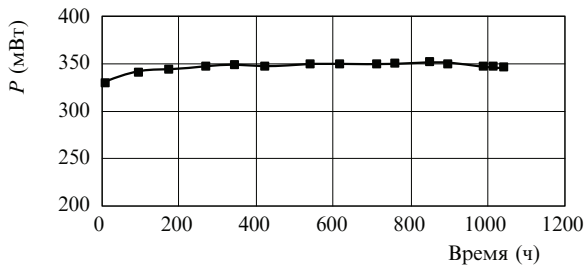


Рис.3. Типичная ресурсная характеристика исследованных поперечно-одномодовых лазеров при постоянном токе накачке (551 мА) и при температуре 28.5 °С.

ния. На рис.3 представлена ресурсная характеристика одного из экспериментальных образцов.

Распределение интенсивности в дальней зоне для лазеров оптимизированного типа представлено на рис.4. Параметром кривых является ток накачки. Видно, что результаты эксперимента близки к расчетным значениям (кривая 4). Поскольку распределение интенсивности в дальней зоне для оптики полупроводникового лазера достаточно хорошо коррелирует с распределением интенсивности в ближней зоне, то можно считать, что и в ближней зоне распределение интенсивности близко к расчетному.

Обсудим наблюдаемое на рис.4 некоторое несовпадение расчетной и экспериментальной кривых, которое присутствует в виде «крыльев» в распределении интенсивности в дальней зоне. Причем чем выше ток, тем больше эти крылья, поэтому их появление, по-видимому, есть результат теплового эффекта. Об этом свидетельствует существенно сублинейный рост мощности с током, превышающим ~ 400 мА. Рост температуры приводит к изменению показателя преломления пассивных слоев, кроме того, показатель преломления активных слоев изменяется в результате увеличения концентрации электронов. Поскольку наибольшее изменение показателей преломления имеет место вблизи активных слоев, то в соответствии со свойством Фурье-преобразования наибольший эффект от такого изменения можно ожидать на крыльях распределения интенсивности в дальней зоне. Температурная природа возникновения крыльев в распределении непрерывного излучения в дальнем поле в вертикальном направлении была подтверждена измерениями, проведенными в импульсном режиме (100 нс, 10

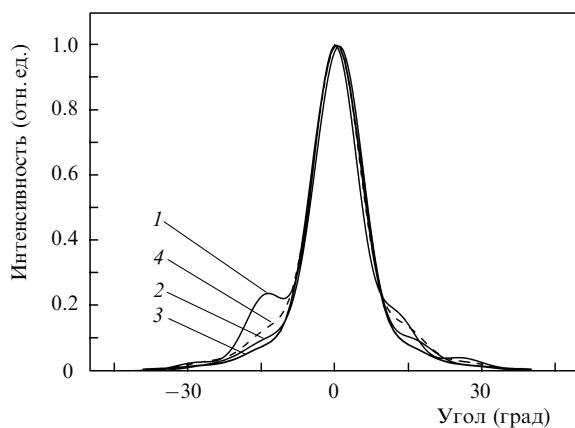


Рис.4. Распределения интенсивности в дальней зоне в перпендикулярной плоскости гетеролазера, снятые в постоянном режиме генерации при комнатной температуре хладопровода при токах накачки 1 А (1), 800 (2) и 400 мА (3), а также расчетное распределение (4).

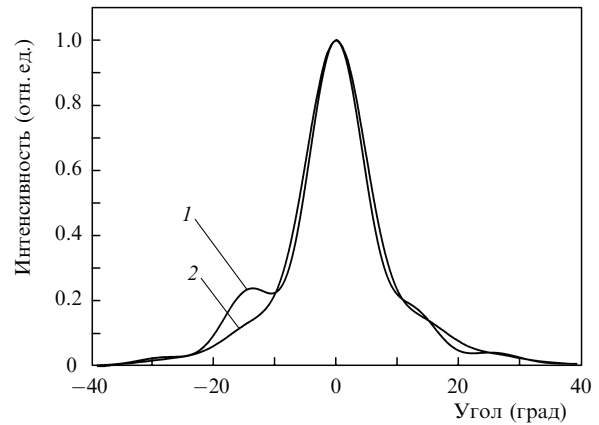


Рис.5. Распределения интенсивности в дальней зоне в перпендикулярной плоскости гетеролазера в непрерывном (1) и импульсном (2) режимах; ток накачки 1 А, параметры импульса тока: длительность 100 нс, частота повторения 10 кГц.

кГц). В импульсном режиме работы стационарный нагрев и температурные градиенты не возникают, поэтому во всем диапазоне токов накачки диаграмма направленности остается практически неизменной и крылья в дальнем поле не наблюдаются (рис.5). До токов накачки 400 мА распределения дальних полей в обоих режимах совпадают.

На рис.6 показаны картины излучения в дальней зоне в горизонтальной плоскости в непрерывном режиме работы. При увеличении тока накачки происходил небольшой ($\sim 0.8^\circ$) сдвиг максимума распределения излучения, связанный с асимметрией мнимой части диэлектрической проницаемости (поглощения и усиления), которая была вызвана, по-видимому, технологическими особенностями изготовления гребня. Кроме того, происходило уширение диаграммы направленности (с 4.4° до 6.8° по полувысоте) из-за нагрева области под гребнем и связанного с ним некоторого усиления горизонтального волновода. Тем не менее, во всем исследованном диапазоне токов накачки излучение носило поперечно-одномодовый характер.

Таким образом, можно констатировать, что в соответствии с результатами расчетов осуществлена оптимизация гетероструктуры лазера, позволяющая существенно расширить оптический пучок в резонаторе при сохра-

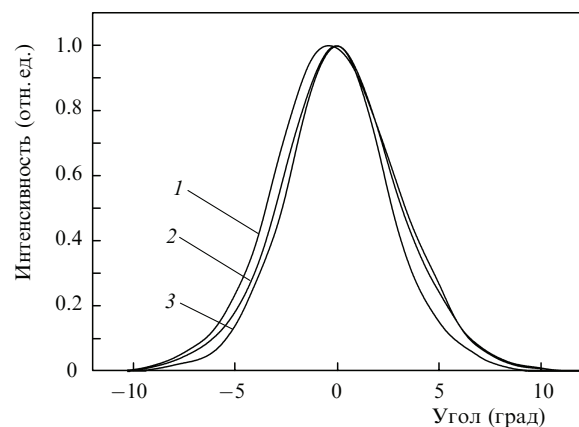


Рис.6. Распределения интенсивности в дальней зоне в плоскости слоев гетеролазера в непрерывном режиме генерации при комнатной температуре хладопровода при токах накачки 1 А (1), 800 (2) и 400 мА (3).

нении достаточно высоких его излучательных характеристик. Хотя полученные результаты основаны на оптимизации гетероструктуры со слоями, имеющими постоянный состав, тем не менее они могут иметь более общий характер. Например, если для оптимизации использовать гетероструктуру с градиентным распределением состава в расширительном слое, то и в этом случае нетрудно показать, что условие на допустимые вариации показателя преломления в данном слое будет тоже практически совпадать с условием (3). Различие будет только в числовом множителе такого же порядка, что и в соотношении (3). В этом легко убедиться, если вместо экспоненциальных выражений правой части (1) использовать функцию Эйри.

Следует также подчеркнуть особенность данного способа расширения пучка, заключающуюся в существенной асимметрии волновода. В использованном волноводе активная область находится не в середине, а на краю расширительного слоя. Расчеты показывают, что такая конструкция волновода обеспечивает для выбранной лазерной поперечной моды наибольшую селективность по усилению по отношению к остальным поперечным модам.

4. Заключение

Таким образом, в настоящей работе показано, что методом волноводной инженерии возможно увеличение ширины оптического пучка в резонаторе гетеролазера в несколько раз (примерно в 3 раза) по сравнению с аналогичным значением для типичных гетеролазеров, используемых в настоящее время. При этом расходимость пучка в вертикальном направлении уменьшается до $11^\circ - 12^\circ$. Расчетные результаты подтверждены в эксперименте. Получена выходная мощность ~ 500 мВт в поперечно-одномодовом режиме генерации. Это создает предпосылки для создания более мощных, чем в настоящее вре-

мя, поперечно-одномодовых гетеролазеров с увеличенной яркостью пучка.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке программ Президиума РАН «Квантовые наноструктуры» и ОФН РАН «Когерентное оптическое излучение полупроводниковых соединений и структур», а также ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007–2012 годы» (госконтракт № 02.513.11.3168).

1. Buda M., van de Roer T.G., Kaufmann L.M.F., Iordache Gh., Cengher D., Diaconescu D., Petrescu-Prahova I.B., Haverkort Jos E.M., van der Vleuten W., Wolter J.H. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **3**, 173 (1997).
2. Al-Muhanna A., Mawst L.J., Botez D., Garbuzov D.Z., Martinelli R.U., Connolly J.C. *Appl. Phys. Lett.*, **73**, 1182 (1998).
3. Lee J.J., Mawst L.J., Botez D. *IEEE Photonic. Technol. Lett.*, **14**, 1046 (2002).
4. Buda M., Tan H.H., Aggett M.F., Jagadish C. US Patent № US 2004/0013147 A1 (2004).
5. Ghislotti G., Bravetti P., Vacchin G. US Patent № US 2004/0190575 A1 (2004).
6. Безотосный В.В., Васильева В.В., Винокуров Д.А., Капитонов В.А., Крохин О.Н., Лешко А.Ю., Лютецкий А.В., Мурашова А.В., Налет Т.А., Николаев Д.Н., Пихтин Н.А., Попов Ю.М., Слипченко С.О., Станкевич А.Л., Фетисова Н.В., Шамахов В.В., Тарасов И.С. *ФТП*, **42**, 357 (2008).
7. Strattonnikov A.A., Bogatov A.P., Drakin A.E., Kamenets F.F. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **4**, 535 (2002).
8. Поповичев В.В., Давыдова Е.И., Мармалок А.А., Симакон А.В., Успенский М.Б., Чельный А.А., Богатов А.П., Дракин А.Е., Плисюк С.А., Стратонников А.А. *Квантовая электроника*, **32**, 1099 (2002).
9. Adachi S. (Ed.) *Properties of Aluminum Gallium Arsenide* (London: INSPEC, IEE, 1993).
10. Palik E.D. (Ed.) *Handbook of optical constants of solid* (NY: Acad. Press, 1985, part I).
11. Zou W.X., Merz J.L., Coldren L.A. *J. Appl. Phys.*, **72**, 5047 (1992).