

Метод уменьшения ширины диаграммы направленности InGaAs/GaAs/AlGaAs многоямного гетеролазера

© Н.В. Байдусь^{*+}, С.М. Некоркин^{*}, Д.А. Колпаков^{*+}, А.В. Ершов^{*+}, В.Я. Алешкин^{•+},
А.А. Дубинов^{•+}, А.А. Афоненко[■]

^{*} Научно-исследовательский физико-технический институт
Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского,
603950 Нижний Новгород, Россия

[•] Институт физики микроструктур Российской академии наук,
603950 Нижний Новгород, Россия

⁺ Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
603950 Нижний Новгород, Россия

[■] Белорусский государственный университет,
220030 Минск, Республика Беларусь

E-mail: kolpdm@gmail.com

(Получена 27 апреля 2016 г. Принята к печати 10 мая 2016 г.)

Создан полупроводниковый лазер с оригинальным волноводом, позволяющим добиться существенного сужения диаграммы направленности (до 4° в плоскости, перпендикулярной $p-n$ -переходу). В использованном волноводе, благодаря подбору толщины ограничительных слоев $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$, обеспечивается минимальное превышение эффективного показателя преломления возбуждаемой моды n_{eff} над показателем преломления подложки n_s ($n_{\text{eff}} - n_s \ll 1$), что существенно увеличивает размер волноводной моды и приводит к сужению диаграммы направленности.

1. Введение

Диаграмма направленности типичных полупроводниковых лазеров обычно имеет угловые размеры около 10° в параллельной и 40° в перпендикулярной $p-n$ -переходу плоскостях, такая форма диаграммы направленности часто требует дополнительной фокусировки для практических применений. Существуют разновидности лазерных диодов, конструкция которых способствует сужению диаграммы направленности, среди которых можно выделить лазеры с широкими и сверхширокими волноводами [1–3], с туннельно-связанными пассивными волноводами [4,5], с выходом излучения через подложку [6,7] и с асимметричной волноводной областью [8,9].

Применение широких и сверхшироких волноводов позволяет получить достаточно высокую мощность полупроводниковых лазеров, однако увеличение ширины волновода ухудшает модовую селективность структуры и способствует появлению волноводных мод высокого порядка. Одной из разновидностей лазеров со сверхшироким волноводом являются лазеры с волноводным эффектом квантовых ям (КЯ) [3]. Волноводы таких лазеров обладают отличной модовой селективностью, однако из-за небольшого фактора оптического ограничения пороговые плотности тока в таких лазерах велики.

В лазерах с туннельно-связанными пассивными волноводами или с асимметричной волноводной областью требуется выращивать достаточно толстые слои с большой точностью из-за большой чувствительности распределения генерируемой моды в лазере к толщине и составу слоев [5]. В лазерах с вытеканием излучения в подложку можно добиться сверхузкой диаграммы направленности, однако эти лазеры обладают большим пороговым током

и заметным поглощением излучения в легированной подложке, что требует использования в них многоямной активной области для компенсации потерь [7].

В данной работе приводится результат исследования лазера с оригинальным волноводом, который сочетает в себе преимущества лазеров с асимметричной волноводной областью, с вытеканием излучения в подложку, а также с волноводным эффектом КЯ. За счет такой комбинации этот лазер избавлен от необходимости роста достаточно толстых слоев и от значительного поглощения излучения в легированной подложке. Такая конструкция обеспечивает сужение диаграммы направленности многоямного гетеролазера, а также позволяет добиться значительной мощности излучения в импульсном режиме работы.

2. Конструкция лазерных диодов

Гетероструктуры, на основе которых созданы образцы лазерных диодов, были выращены методом МОС-гидридной эпитаксии при пониженном давлении на установке AIX 200RF. Температура роста варьировалась в диапазоне от 750°C (рост ограничительного слоя $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$, граничащего с подложкой) до 650°C (рост активной области).

Для обеспечения незначительного превышения эффективного показателя преломления фундаментальной TE_0 -моды над показателем преломления подложки в качестве активной среды в лазере использованы пять InGaAs КЯ, показатель преломления которых больше, чем у GaAs. Кроме того, толстый (1.49 мкм) волноводный слой GaAs, содержащий КЯ, легирован слабее, чем подложка, а ограничительный слой AlGaAs, граничащий

Параметры лазерной гетероструктуры

№ слоя	Состав слоя	Толщина слоя, нм	Уровень легирования слоя, см ⁻³
1	GaAs:Si	500	2 · 10 ¹⁸
2	AlGaAs:Si	100	5 · 10 ¹⁷
3	GaAs:Si	300	5 · 10 ¹⁶
4	GaAs	50	
5	InGaAs	10	
6	GaAs	185	
13	InGaAs	10	
14	GaAs	50	
15	GaAs:C	300	5 · 10 ¹⁶
16	AlGaAs:C	1000	2 · 10 ¹⁸
17	GaAs:C	300	2 · 10 ¹⁹

с подложкой, достаточно тонко (100 нм). В результате фундаментальная TE₀-мода частично выходит в подложку, что равнозначно увеличению апертуры лазерного диода в плоскости, перпендикулярной p–n-переходу, пропорционально глубине проникновения поля в подложку. Вследствие этого мы можем наблюдать существенное изменение диаграммы направленности, обусловленное увеличением выходной апертуры волновода. Кроме того, малая разница показателей преломления моды и подложки приводит к существованию только одной локализованной поперечной моды. Послойная конструкция исследуемой гетероструктуры приведена в таблице.

Из структуры AlGaAs/GaAs/InGaAs методами травления, ионной имплантации и напыления диэлектрика изготовлены полупроводниковые лазеры полосковой геометрии с шириной активной области 360 мкм и длинами резонатора L = 1, 0.8 и 0.65 мм. На свежеотполированные торцы резонаторов методом электронно-лучевого испарения нанесены интерференционные покрытия с высоким (R = 99%) и малым (R = 2%) коэффициентами отражения. Лазеры монтировались на стандартные теплоотводы ТО-18. Измерения в допороговом режиме работы лазера проводились при непрерывной токовой накачке, а в послепороговом режиме была использована импульсная накачка с частотой 1.43 кГц.

3. Результаты исследования и обсуждение

На рис. 1 показана вычисленная методом матрицы переноса зависимость величины электрического поля в фундаментальной TE₀-моде от координаты роста структуры для трех значений разницы показателя преломления возбуждаемой моды n_{eff} и показателя преломления подложки n_s: Δn = n_{eff} – n_s. Также на рис. 1 изображена зависимость показателя преломления от координаты. Фундаментальная мода локализуется между ограничительными слоями в волноводной части структуры, при этом толщина нижнего ограничительного слоя на порядок меньше толщины верхнего, за счет чего часть моды

проникает в подложку на глубину до 15 мкм. Из рис. 1 видно, что чем меньше Δn, тем глубже проникает поле в подложку.

Экспериментальным подтверждением данного предположения является ближнепольный снимок излучения передней грани лазера, приведенный на рис. 2. Ближнепольный снимок был сделан при помощи двух выпуклых линз, экрана и цифровой фотокамеры. Торцевой лазер, работающий в импульсном режиме (I = 40 А, t_p = 4 мкс), был установлен на фокусном расстоянии от первой линзы, вторая линза проецировала изображение грани на экран, изображение с которого было снято на цифровую камеру. Светлая горизонтальная полоса на рис. 2 соответствует излучению, выходящему из волноводной части структуры, что соответствует пику на рис. 1; свечение сверху свидетельствует о наличии излучения, проникающего в подложку и выходящего из нее перпендикулярно передней грани лазера, что

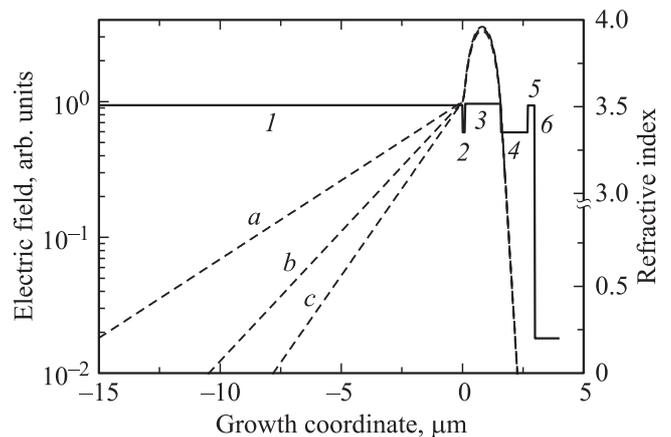


Рис. 1. Расчетная зависимость показателя преломления (сплошная линия) и величины электрического поля в фундаментальной TE₀-моде (штриховые кривые) от координаты роста структуры для трех значений скачка показателя преломления Δn: 0 (a), 0.0006 (b) и 0.0011 (c). Состав слоев: GaAs (1, 3, 5), AlGaAs (2, 4), Au (6).

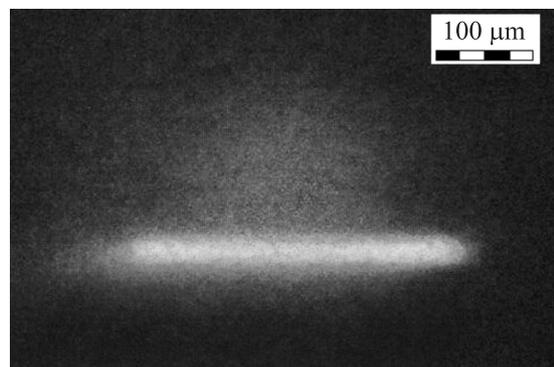


Рис. 2. Ближнепольный снимок излучения передней грани лазера, работающего в импульсном режиме (I = 40 А, t_p = 4 мкс).

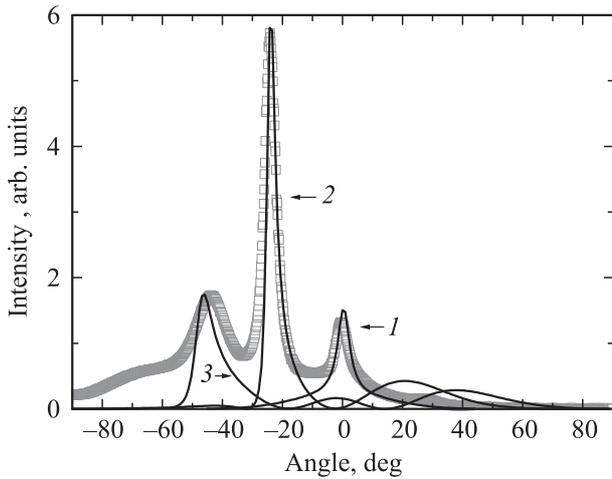


Рис. 3. Диаграммы направленности излучения рассматриваемых лазеров в плоскости, перпендикулярной $p-n$ -переходу для трех мод: TE_0 (1), TE_1 (2) и TE_2 (3), вычисленных теоретически для $\Delta n = 0$, и экспериментальная диаграмма направленности, измеренная в допороговом режиме для лазера с $L = 1$ мм, $I = 3$ А (квадраты).

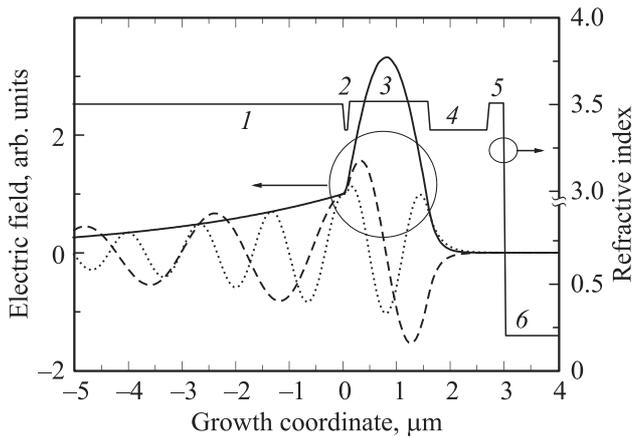


Рис. 4. Расчетная зависимость показателя преломления и электрического поля в TE_0 (сплошная кривая), TE_1 (штриховая кривая) и TE_2 (пунктирная кривая) модах от координаты роста структуры для $\Delta n = 0$. Состав слоев: GaAs (1, 3, 5), AlGaAs (2, 4), Au (6).

соответствует части вытекающего в подложку излучения на рис. 1.

В ходе исследования диаграммы направленности лазерных диодов в плоскости перпендикулярной слоям $p-n$ -перехода, была выявлена тенденция к сужению пика обратно пропорционально длине резонатора: при токе накачки $I = 50$ А (импульсный режим, $f_p = 1.43$ кГц, $t_p = 180$ нс) ширина пика диаграммы направленности на полувысоте в среднем составила 15, 9 и 4° для образцов с длинами резонатора 1, 0.8 и 0.65 мм соответственно. Стоит отметить, что в допороговом режиме работы лазерного диода диаграмма направленности имеет два дополнительных лепестка, которые свидетельствуют о

выходе части излучения через подложку под углами 23° и 43° к передней грани резонатора (см. рис. 3). Это означает, что работа лазерного диода в допороговом режиме схожа с принципами функционирования лазерных диодов с выходом излучения через подложку [10], когда эффективный показатель преломления возбуждаемых мод меньше показателя преломления подложки ($n_{eff} < n_s$). В этом случае наблюдается спонтанное излучение не только в локализованной фундаментальной TE_0 -моды (угол выхода $\sim 0^\circ$), но и в вытекающих в подложку TE_1 (23°) и TE_2 (43°) модах. Это подтверждается расчетом диаграмм направленности (рис. 3), сделанным в модели, описанной в книге [11], для электрических полей в указанных выше TE -модах (см. рис. 4).

На вставке к рис. 5 представлен типичный спектр излучения лазера в послепороговом режиме. У всех образцов в послепороговом режиме диаграмма направленности имеет только один пик с максимумом около 0° (см. рис. 5). Этот пик имеет тенденцию к незначительному уширению с ростом тока накачки. Эти факты свидетельствуют о том, что в лазерном диоде такой конструкции в послепороговом режиме с ростом тока накачки происходит локальный разогрев активной области, приводящий к увеличению показателя преломления в области КЯ, а следовательно, к увеличению n_{eff} [12]. Этот же механизм позволяет объяснить зависимость ширины диаграммы направленности от длины резонатора: в более длинных резонаторах, вероятно, разогрев сильнее, поэтому сильнее и локализация моды. Отметим, что ширина диаграммы направленности в лазерном диоде с длиной резонатора 0.65 мм почти на порядок уже, чем у типичного полупроводникового лазера [13] (см. рис. 5).

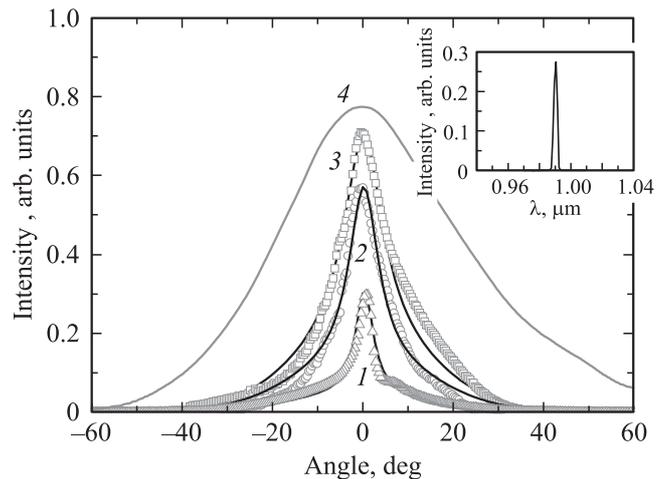


Рис. 5. Диаграммы направленности излучения рассматриваемых лазеров в плоскости, перпендикулярной $p-n$ -переходу для трех значений Δn : 0 (1), 0.0006 (2) и 0.0011 (3), вычисленных теоретически и измеренных экспериментально: треугольники — $L = 0.65$ мм, $I = 50$ А; кружки — $L = 0.8$ мм, $I = 3$ А; квадраты — $L = 0.8$ мм, $I = 50$ А. Номером (4) обозначена диаграмма направленности обычного лазера с шириной волнового слоя 0.85 мкм (из работы [13]). На вставке — спектр излучения лазера с $L = 0.8$ мм и $I = 10$ А.

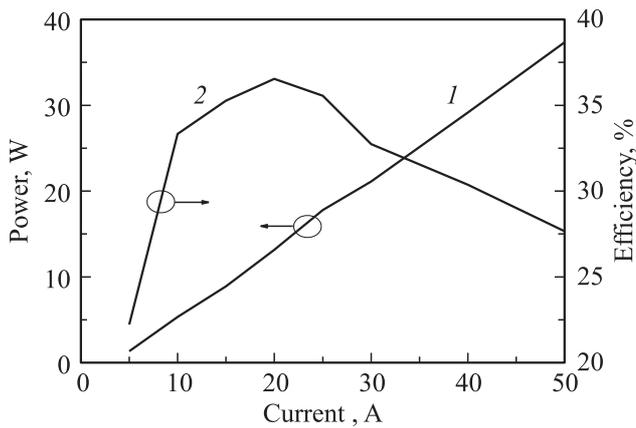


Рис. 6. Зависимость пиковой мощности излучения (1) и кпд (2) от тока накачки для лазерного диода с $L = 1$ мм (импульсный режим, $f_p = 1.43$ кГц, $t_p = 180$ нс).

На рис. 6 приведена зависимость пиковой выходной оптической мощности излучения и кпд лазера от тока; кпд определяется как отношение выходной оптической мощности к подводимой электрической мощности [14]. Ниже порога кпд близок к нулю. Выше порогового тока кпд резко возрастает вследствие возникновения лазерного излучения. При больших токах электрическая мощность растет пропорционально квадрату тока, тогда как оптическая — пропорциональна первой степени тока, поэтому кпд падает с ростом тока в режиме больших мощностей. В ходе исследований выявлено, что наибольшая мощность излучения (более 35 Вт при 50 А) достигается у образцов с длиной резонатора 1 мм. Максимально достигнутое значение кпд составило 36% при токе накачки 20 А (рис. 6).

4. Заключение

Проведенное исследование показало, что предложенная конструкция гетеролазера, совмещающая в себе преимущества различных видов волноводов, позволяет достичь малой расходимости излучения в перпендикулярной $p-n$ -переходу плоскости, и за счет оригинальной конструкции волновода этот лазер избавлен как от необходимости роста достаточно толстых слоев, так и от значительного поглощения излучения в легированной подложке. Кроме того, лазерные диоды данной конструкции позволяют достигнуть значительной выходной мощности в импульсном режиме работы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ-БРФФИ (проект 16-52-00049) и Министерства образования и науки РФ (государственное задание 3.285.2014/К).

Список литературы

[1] A. Pietrzak, P. Crump, H. Wenzel, G. Erbert, F. Bugge, G. Tränkle. *IEEE J. Select. Top. Quant. Electron.*, **17**, 1715 (2011).

[2] С.О. Слипченко, А.А. Подоскин, Д.А. Винокуров, А.Д. Бондарев, В.А. Капитонов, Н.А. Пихтин, П.С. Копьев, И.С. Тарасов. *ФТП*, **47**(8), 1082 (2013).

[3] В.Я. Алешкин, Н.В. Дикарева, А.А. Дубинов, Б.Н. Звонков, М.В. Карзанова, К.Е. Кудрявцев, С.М. Некоркин, А.Н. Яблонский. *Квант. электрон.*, **43**(5), 401 (2013).

[4] И.А. Авруцкий, Е.М. Дианов, Б.Н. Звонков, Н.Б. Звонков, И.Г. Малкина, Г.А. Максимов, Е.А. Ускова. *Квант. электрон.*, **24**(2), 123 (1997).

[5] И.В. Самарцев, В.Я. Алешкин, Н.В. Дикарева, А.А. Дубинов, Б.Н. Звонков, Д.А. Колпаков, С.М. Некоркин. *ФТП*, **49**(12), 1625 (2015).

[6] D.R. Scifers, W. Streifer, R.D. Burnham. *Appl. Phys. Lett.*, **29**, 23 (1976).

[7] В.Я. Алешкин, Т.С. Бабушкина, А.А. Бирюков, А.А. Дубинов, Б.Н. Звонков, М.Н. Колесников, С.М. Некоркин. *Квант. электрон.*, **40**(10), 855 (2010).

[8] B.S. Ryvkin, E.A. Avrutin. *J. Appl. Phys.*, **98**, 026 107 (2005).

[9] В.А. Геловани, А.П. Скороходов, В.И. Швейкин. *Высокомощные диодные лазеры нового типа* (М., URSS: КомКнига, 2005).

[10] С.М. Некоркин, Б.Н. Звонков, М.В. Карзанова, Н.В. Дикарева, В.Я. Алешкин, А.А. Дубинов. *Квант. электрон.*, **42**(10), 931 (2012).

[11] Х. Кейси, М. Паниш. *Лазеры на гетероструктурах* (М., Мир, 1981).

[12] А.П. Богатов, А.Е. Дракин, А.А. Лях, А.А. Стратоников. *Квант. электрон.*, **31**(10), 847 (2001).

[13] Н.В. Дикарева, С.М. Некоркин, Б.Н. Звонков, В.Я. Алешкин, А.А. Дубинов. *Квант. электрон.*, **45**(3), 204 (2015).

[14] А.Е. Жуков. *Лазеры на основе полупроводниковых структур* (СПб., Элмор, 2007).

Редактор А.Н. Смирнов

Decreasing width of directivity diagram for multiwell InGaAs/GaAs/AlGaAs heterolaser

N.V. Baydus^{*,+}, S.M. Nekorkin^{*}, D.A. Kolpakov^{*,+}, A.V. Ershov^{*,+}, V.Ya. Alesjkin^{•+}, A.A. Dubinov^{•+}, A.A. Afonenko[■]

^{*} Physicotechnical Research Institute of Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod, 603950 Nizhny Novgorod, Russia

[•] Institute for Physics of Microstructures Russian Academy of Sciences, 603950 Nizhny Novgorod, Russia

[■] Belorussian State University, 220030 Minsk, Belarus

Abstract A semiconductor laser with original waveguide is developed. It allows to achieve a significant narrowing of the directivity diagram (up to 4° in the plane perpendicular to the $p-n$ -junction). Due to the selection of the thickness of the $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ emitter layers, minimum excess of effective refractive index of excited mode (n_{eff}) over the substrate refractive index n_s ($n_{\text{eff}} - n_s \ll 1$), which significantly increases the size of the waveguide mode and it leads to arrowing of the directivity diagram.