

Зависимость диаграммы направленности излучения квантоворазмерного гетеролазера, работающего на вытекающей моде, от тока накачки

А.П.Богатов*, А.Е.Дракин*, А.А.Лях**, А.А.Стратонников**

Рассмотрено изменение углового положения и угловой ширины пиков в дальнем поле излучения лазера, работающего на вытекающих модах, с увеличением тока накачки. Выявлено, что увеличение концентрации носителей в активных слоях сопровождается увеличением отклонения пучка относительно нормали к грани диода и уменьшением его расходимости, а увеличение температуры волноводных слоев относительно температуры подложки приводит к уменьшению угла между осью пучка и нормалью зеркала.

Ключевые слова: гетеролазеры, диаграмма направленности, вытекающие моды.

1. Введение

Полупроводниковые лазеры и оптические усилители на основе гетероструктур, представляющих собой волновод с вытеканием излучения в подложку, могут рассматриваться как одна из возможных конструкций мощного и эффективного оптического излучателя [1–3]. Вытекание излучения происходит в результате его туннелирования из волноводных слоев через один из обкладочных слоев в прозрачную подложку. Протуннелировавшее излучение распространяется по подложке как неоднородная плоская волна, формирующая остронаправленный пучок в дальнем поле лазера. Таким способом осуществляется вывод оптического излучения лазера, распределенный по всей длине резонатора.

По сравнению с традиционной конструкцией полупроводникового лазера настоящая конструкция позволяет надеяться на получение более высоких выходных мощностей за счет уменьшения оптической нагрузки на выходное зеркало и, кроме того, на существенное (на порядок и выше) уменьшение ширины диаграммы направленности.

Поскольку диаграмма направленности – одна из основных характеристик любого полупроводникового лазера, то закономерности в ее поведении при изменении тока накачки представляют самостоятельный интерес и являются предметом исследований настоящей работы.

Основное внимание уделялось изменениям в угловом положении пиков в дальнем поле и их ширине при варьировании тока накачки лазерного диода.

2. Эксперимент

Использовались лазеры, работающие на длине волны

*Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53

**Московский физико-технический институт (государственный университет), Россия, 141700 Долгопрудный, Моск. обл., Институтский пер., 9

Поступила в редакцию 24 июля 2001 г.

0.98 мкм и изготовленные на основе одной из гетероструктур InGaAs/AlGaAs/GaAs; их параметры были приведены ранее в [3]. Некоторые характеристики этой структуры представлены в табл. 1. Было исследовано два образца с длиной резонатора 400 мкм, два – с длиной 600 мкм и один – с длиной 1200 мкм. Ширина контакта лазеров составляла 100 мкм. Диаграмма направленности регистрировалась на автоматизированной установке, управляемой персональным компьютером. Установка, подробно описанная в [4], обеспечивала сканирование диаграммы направленности с угловым разрешением $\sim 0.1^\circ$. Положение максимумов θ_m и ширина углового распределения интенсивности в дальнем поле $\Delta\theta$ определялись с помощью метода наименьших квадратов в модельной зависимости

$$I(\theta) = A + B \left[1 + \frac{(\theta - \theta_m)^2}{\Delta\theta^2} \right]^{-1}.$$

Измерения выполнялись при комнатной температуре в импульсно-периодическом режиме накачки с длительностью импульса 300 нс и частотой повторения 1 кГц.

Табл. 1. Строение исследованной гетероструктуры.

Номер слоя	Слои	Состав слоя (предполагаемый)	Показатель преломления	Толщина (мкм)
1		p-GaAs:Zn	3.52	0.3
2		p-GaAs:Zn	3.52	0.2
3	Обкладочный	Al _{0.41} Ga _{0.59} As	3.28	0.7
4	Волноводный	GaAs	3.51	0.59
5		Al _{0.15} Ga _{0.85} As	3.435	0.05
6	Активный	In _{0.2} Ga _{0.8} As	3.2	0.008
7		Al _{0.15} Ga _{0.85} As	3.435	0.05
8	Активный	In _{0.2} Ga _{0.8} As	3.2	0.008
9		Al _{0.15} Ga _{0.85} As	3.435	0.05
10	Волноводный	GaAs	3.51	0.3
11	Обкладочный	Al _{0.41} Ga _{0.59} As	3.36	0.34
12		n-GaAs:Si	3.51	0.42
13		n-GaAs:Si	3.51	300

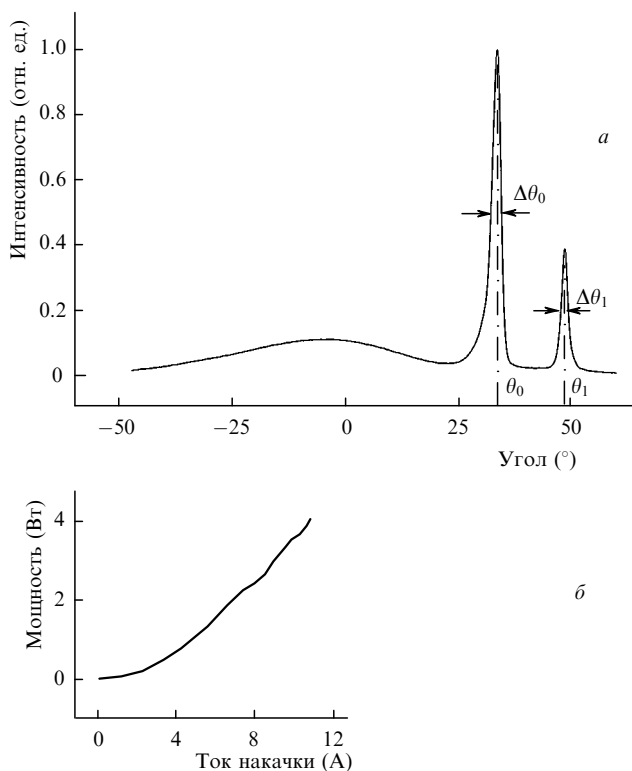


Рис.1. Типичная диаграмма направленности образцов в плоскости, перпендикулярной слоям структуры (показаны положения пиков, соответствующих нулевой (θ_0) и первой (θ_1) вытекающим модам, и их ширины ($\Delta\theta_0$, $\Delta\theta_1$)) (а) и типичная ватт-амперная характеристика образцов (б). Дифференциальная эффективность составляет приблизительно 0.5 Вт/А.

Для исследованных образцов типичная ватт-амперная характеристика и диаграмма направленности в направлении, перпендикулярном слоям структуры, представлены на рис.1. Здесь и далее приводятся результаты для «короткого» образца длиной 400 мкм. Поведение другого образца той же длины качественно не отличалось. По приведенной ватт-амперной характеристике пороговую плотность тока и дифференциальную эффективность можно оценить на уровне 6 кА/см² и 0.5 Вт/А соответственно. Следует отметить, что эти значения имели существенный разброс как для образцов, изготовленных из различных гетероструктур, так и для разных образцов, изготовленных из одной гетероструктуры. Однако эффективность, как правило, не превышала 0.5 Вт/А, в то время как пороговые токи имели разброс от 0.6 до 6 кА/см².

Приведенная диаграмма направленности (плотность тока накачки 10 кА/см²) имеет все характерные признаки лазеров, работающих на вытекающих модах. Отчетливо заметен широкий контур с локальным максимумом вблизи нуля, который формируется частью излучения, локализованной в волноводных слоях. Основной же особенностью является наличие двух узких пиков вблизи углов 30° и 47°, которые соответствуют вытекающему излучению нулевой и первой поперечных мод волновода.

Генерация на первой поперечной моде наблюдалась не на всех исследованных образцах. По-видимому, это зависит от соотношения порогового усиления и потерь для нулевой и первой поперечной мод. Везде далее результаты будут относиться к тем образцам, в которых наряду с нулевой модой могла возбуждаться также и первая мода. Как правило, эти образцы характеризуются

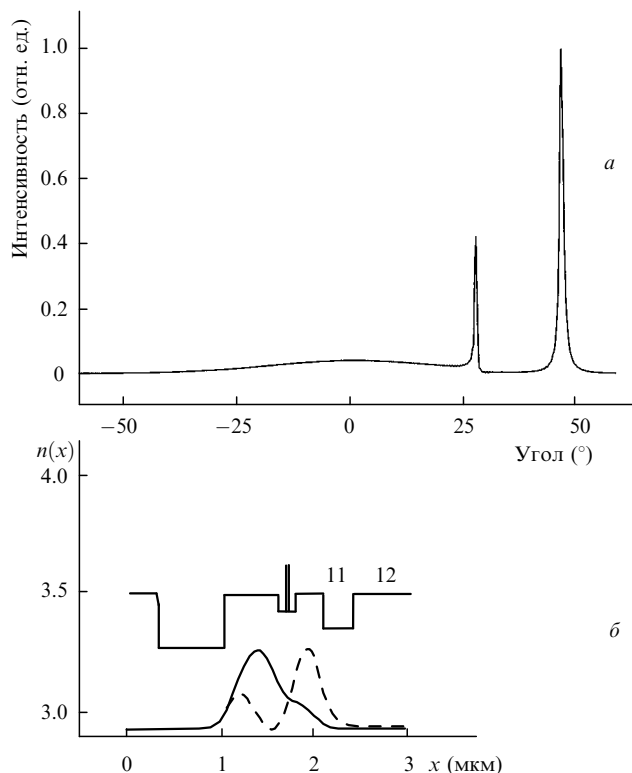


Рис.2. Модельная диаграмма направленности в плоскости, перпендикулярной слоям структуры (а), а также модельный профиль показателя преломления волновода и расчетное распределение интенсивности излучения в волноводе для нулевой (сплошная кривая) и первой (штриховая кривая) мод (б). Видно заметное вытекание первой моды через обкладочный слой 11 в подложку 12.

меньшей длиной резонатора по сравнению с другими исследованными образцами, а также большей пороговой плотностью тока. В частности, в лазерах с длиной резонатора ~1200 мкм и пороговой плотностью тока ~0.6 кА/см² генерация на первой моде не наблюдалась.

На рис.2 изображена расчетная диаграмма направленности для модельной волноводной структуры, наиболее соответствующей, по нашему мнению, той, из которой были изготовлены образцы (о степени соответствия речь пойдет ниже). Видно хорошее совпадение расчетного углового положения пика первой моды с экспериментальным, а также удовлетворительное согласие расчетных и экспериментальных диаграмм направленности для пика нулевой моды и для контура, соответствующего излучению области волноводных слоев. Этот расчет не отражает соотношения интенсивностей в лазерном режиме генерации, а скорее соответствует спонтанному излучению.

Поскольку угловые положения пиков θ_0 и θ_1 полностью определяются эффективным волноводным значением показателя преломления моды [3], то представляется целесообразным проследить за ними при увеличении тока накачки лазера. Эти данные приведены на рис.3. Видно, что до порога генерации с ростом тока накачки углы θ_0 и θ_1 увеличиваются, а за порогом – уменьшаются.

Заметим, что, в отличие от традиционных, в исследуемых лазерах отчетливо наблюдается характерная модовая структура (пики) в дальнем поле в допороговом режиме [4]. Это обстоятельство было использовано в [4] для экспериментального определения фактора спонтанного излучения. Из анализа кривых на рис.3 видно, что не

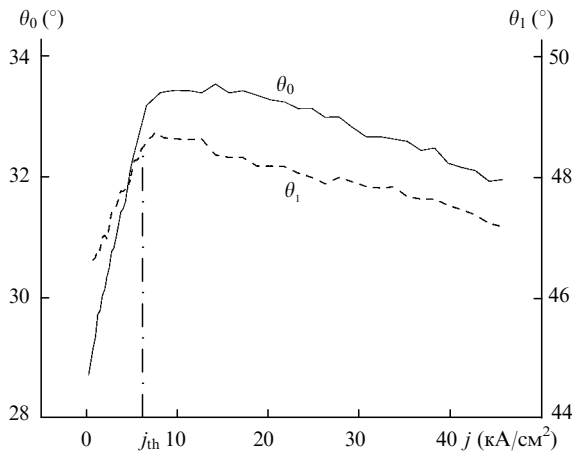


Рис.3. Зависимости положения пиков нулевой (θ_0) и первой (θ_1) вытекающих мод от плотности тока накачки. До порога (j_{th}) угол вытекания увеличивается с током, выше порога – уменьшается.

только знак изменения θ_0 и θ_1 с током накачки различен в до- и послепороговом режимах, но и их абсолютная скорость изменения. Обработка этих данных показывает, что при $j < j_{th}$ производная $d\theta_0/dj$ в 1.6 раз больше, чем $d\theta_1/dj$, а при $j > j_{th}$ эти производные становятся отрицательными и близкими по значению.

Наши эксперименты показали, что наряду с изменением углового положения пиков в дальнем поле изменяются и их полуширины $\Delta\theta_0$ и $\Delta\theta_1$. При этом для нулевой и первой мод полуширины соответствующих пиков изменяются качественно одинаково. На рис.4 показан пример такой зависимости $\Delta\theta_1$ для первой моды. Для полноты характеристики там же представлена и зависимость самого угла θ_1 для этого же образца. Как и в случае с поведением θ_1 , значение $\Delta\theta_1$ довольно резко уменьшается при увеличении тока в допороговом режиме и медленно растет в послепороговом режиме.

На рис.5 показано относительное распределение мощности генерации в пиках, соответствующих нулевой и первой модам в дальнем поле излучения лазера. Хотя вначале генерация возникает на нулевой моде, тем не менее при увеличении тока накачки происходят возбуждение и генерация на первой моде. В наших экспериментах не ставилась задача изучения динамики генерации, поэтому данные рис.5 не позволяют однозначно интерпретировать «мгновенное» во времени распределение оптической мощности по модам. Соответственно не исключается возможность переключения генерации с одной моды на другую в течение импульса. Во всяком случае, представленные данные свидетельствуют о некоем «среднем» (за время импульса) распределении мощности между нулевой и первой поперечными модами.

Переходя далее к обсуждению результатов измерений, необходимо иметь в виду, что абсолютные изменения $\delta\theta_0$ и $\delta\theta_1$ углов θ_0 и θ_1 при изменении тока накачки составляют $\sim 2^\circ$ (см. рис.3), что не слишком велико по сравнению с полуширинами самих пиков $\Delta\theta_0$ и $\Delta\theta_1$. В лучшем случае изменение углов $\delta\theta_0$ и $\delta\theta_1$ во всем диапазоне накачки всего в 3 раза превышает минимальную ширину пиков $\Delta\theta_0$ и $\Delta\theta_1$ ($\sim 0.4^\circ$). В худшем случае (самые широкие пики – при минимальном и максимальном токах накачки) $\Delta\theta_0$ и $\Delta\theta_1$ сравнимы с $\delta\theta_0$ и $\delta\theta_1$. Тем не менее можно уверенно утверждать, что данные рис.3 и 4 вполне корректны. Об этом свидетельствуют, во-первых,

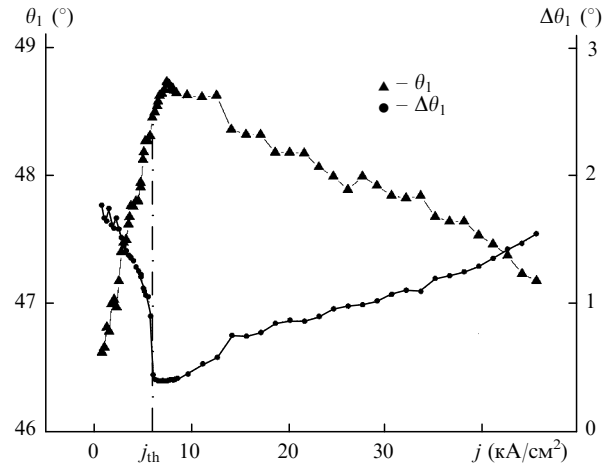


Рис.4. Зависимость ширины пика первой вытекающей моды $\Delta\theta_1$ от плотности тока накачки. Для сравнения также приведено положение пика θ_1 .

относительно небольшой разброс точек на графиках $\theta_0(j)$ и $\theta_1(j)$, а во-вторых – достаточно высокая воспроизводимость как при получении результатов для одного образца, так и аналогичное характерное поведение диаграммы направленности, имеющее место для других образцов в близких условиях эксперимента. Это стало возможным благодаря автоматизации проведения эксперимента с помощью компьютера с цифровой регистрацией данных и последующей обработке измеряемых величин.

3. Обсуждение результатов и выводы

Исследования показали, что значения таких параметров, как пороговый ток и дифференциальная эффективность, испытывали большой разброс от образца к образцу. Это вполне прогнозируемый результат, поскольку исследованные образцы получены в первых технологических опытах для данного типа гетероструктур. Основная же цель настоящих экспериментов состояла в исследовании зависимости положения пиков и их ширин от плотности тока накачки, и полученные результаты не показали сильного разброса для исследованных образцов.

Эти данные можно свести к получению зависимости

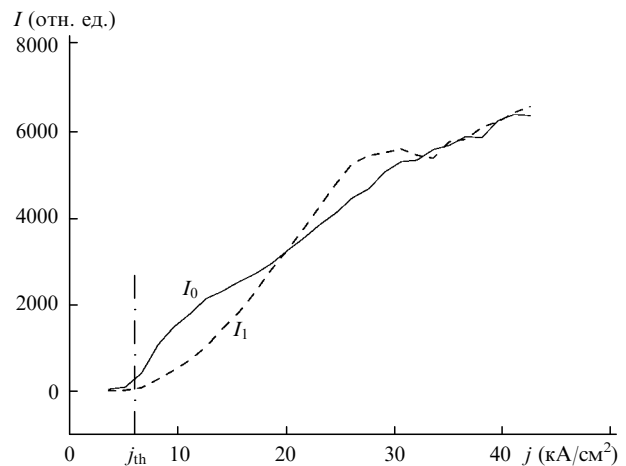


Рис.5. Зависимость относительной интенсивности излучения, приходящегося на пики нулевой (I_0) и первой (I_1) вытекающих мод, от плотности тока накачки.

эффективного показателя преломления моды n_{eff} от тока накачки. Значение n_{eff} обычно определяется как

$$n_{\text{eff}} = \frac{\beta}{k_0}, \quad (1)$$

где $k_0 = 2\pi/\lambda = \omega/c$ – волновой вектор в вакууме; β – комплексная константа распространения волноводной моды; λ – длина волны в вакууме; ω, c – частота и скорость света.

Полагаем, что поле волноводной моды E распространяется вдоль оси z волновода во времени t пропорционально множителю $\exp(i\beta z - i\omega t)$.

Согласно [3] и приведенным там ссылкам, θ_0 и θ_1 – угловые положения пиков в дальнем поле лазера (см. рис.3) – связаны с эффективными показателями преломления n_{eff}^0 и n_{eff}^1 :

$$n_{\text{eff}} = (n_s^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}, \quad (2)$$

где n_{eff} – реальные значения эффективных показателей преломления для нулевой (n_{eff}^0) и первой (n_{eff}^1) мод; n_s – показатель преломления подложки. Последний обычно известен с достаточно хорошей точностью, поскольку подложка изготовлена из объемного материала и измерение ее показателя преломления не представляет проблемы.

Таким образом, данные рис.3 однозначно свидетельствуют об изменении эффективных показателей преломления с плотностью тока накачки. (Погрешность в определении угла $\theta \sim 0.2^\circ$ соответствует погрешности в определении показателя преломления $\sim 10^{-3}$.) Существуют два доминирующих механизма, которые обеспечивают такое изменение. Это уменьшение показателя преломления активных слоев при увеличении концентрации инжектированных носителей (тока накачки) и увеличение показателя преломления слоев структуры, близких к источникам тепловыделения за счет разогрева (увеличения тока). Оба этих механизма имеют противоположное действие, различное для разных слоев и в разных диапазонах тока накачки. Величину δn_{eff} при изменении концентрации носителей N можно легко найти в рамках теории возмущений, используя стандартную методику для определения поправки первого порядка из уравнения Гельмгольца, к которому сводится задача о нахождении n_{eff} :

$$\delta^N n_{\text{eff}} = \Gamma \frac{1}{2n_{\text{eff}}} \frac{\partial \varepsilon'}{\partial N} \delta N, \quad (3)$$

где Γ – суммарный (для всех активных слоев) фактор оптического ограничения; ε' – реальное значение диэлектрической проницаемости активного слоя. Очевидно, что, во-первых, этот эффект зависит от перекрытия поля моды и активного слоя (Γ -фактора), поэтому будет различен для нулевой и первой мод, во-вторых, он будет значителен только в допороговом режиме накачки. Поскольку на пороге генерации и выше него N стабилизируется, этот механизм не будет давать вклада в изменение n_{eff} при токах выше порогового.

Тепловое изменение δn_{eff} можно рассчитать из соотношения

$$\delta^T n_{\text{eff}} = \frac{1}{2n_{\text{eff}}} \sum_i \frac{\partial \varepsilon'_i}{\partial T} \delta T_i \Gamma_i, \quad (4)$$

где $\partial \varepsilon'_i / \partial T$ – производная реальной части диэлектрической проницаемости i -го слоя по температуре T ; δT_i – изменение температуры i -го слоя за счет тепловыделения в нем, а также передачи тепла из других слоев; Γ_i – фактор оптического ограничения i -го слоя. Поскольку тепловыделение происходит при любом токе накачки, то тепловое изменение имеет место как в допороговом режиме, так и при токах выше порога. Коэффициент преобразования электрической энергии в тепло изменяется при переходе порога лазерной генерации. Однако в нашем случае максимальное изменение этого коэффициента не превышало двух (эффективность лазерной генерации была равна менее 50 %). Известно, что характерное расстояние, на котором распространяется тепло по слоям структуры за время импульса ~ 300 нс, составляет около 3–5 мкм, что превышает общую толщину всех волноводных слоев или сравнимо с ней. Поэтому в качестве оценки можно использовать соотношение (4), в котором значение δT_i одинаково для всех слоев, а также все значения $\partial \varepsilon'_i / \partial T$ одинаковы и близки к $\partial \varepsilon'_0 / \partial T$, для которых Γ максимально. С учетом этого можно считать, что

$$\delta^T n_{\text{eff}} \approx \frac{1}{2n_{\text{eff}}} \frac{\partial \varepsilon'_0}{\partial T} \delta T. \quad (5)$$

Нетрудно качественно понять зависимость углов θ_0 и θ_1 (см. рис.3) от тока накачки. При плотности тока $j < j_{\text{th}}$ доминирующим оказывается изменение δn_{eff} вследствие изменения N (согласно (3)). Увеличение N сопровождается уменьшением δn_{eff} ($\partial \varepsilon' / \partial N < 0$). Тепловой эффект лишь несколько замедляет изменение δn_{eff} . Соответственно углы θ_0 и θ_1 растут с увеличением плотности тока. За порогом генерации доминирующим механизмом изменения δn_{eff} является тепловой. Поскольку $\partial \varepsilon'_0 / \partial T \approx 1.5 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1} > 0$, то увеличение тока выше порога приводит к уменьшению углов θ_0 и θ_1 .

Оценки для δT в (5) можно выполнить, считая, что разогрев волноводных слоев близок к адиабатическому и что половина подводимой к лазеру энергии идет в тепло. В результате имеем

$$\delta T_{\text{max}} \approx \frac{1}{2} \frac{JV\tau}{C}, \quad (6)$$

где δT_{max} – изменение температуры за время импульса; J – полный ток; $V \approx 2 \text{ В}$ – напряжение на лазерном диоде; $\tau = 300$ нс – длительность импульса; C – теплоемкость слоев, в которых за время импульса сохранилось тепло. Поскольку в течение импульса температура волноводных слоев меняется почти линейно, можно считать, что фигурирующее в (5) $\delta T = 1/2 \delta T_{\text{max}}$. Для параметров лазера, представленных на рис.3, оценка C дает $3 \cdot 10^{-7}$ Дж/К. В этом случае тепловое изменение $d\theta/dj$, оцененное с использованием (5) и (6), составит $4 \cdot 10^{-5} \text{ K} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{A}^{-1}$, тогда как в соответствии с рис.3 оно равно $5 \cdot 10^{-5} \text{ K} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{A}^{-1}$. Таким образом, мы имеем приемлемое совпадение расчета с экспериментом.

Из рис.3 отношение тангенсов углов наклона для зависимости θ_0 и θ_1 от плотности тока накачки при $j < j_{\text{th}}$ составило ~ 1.6 , что дает оценку отношения Γ -факторов для нулевой и первой мод. Для количественной оценки Γ -факторов нами использован расчет волноводной структуры исследованных лазеров. Исходными данными для

расчета были параметры слоев, которые закладывались как ориентировочные при выращивании структур. Затем для получения наилучшего совпадения данных расчета и эксперимента эти параметры (толщины и состав слоев) корректировались нами в ходе расчета (в пределах, близких к технологической точности, обеспечиваемой при выращивании гетероструктур). Результатом расчета стало распределение поля каждой моды в волноводе.

Полученный из расчетов Γ -фактор для нулевой и первой мод составил $1.1 \cdot 10^{-2}$ и $0.75 \cdot 10^{-2}$ соответственно. Значение $(\partial \varepsilon'_a / \partial N)(\partial N / \partial j) = \partial \varepsilon'_a / \partial j$ (где ε'_a – реальная часть диэлектрической проницаемости активного слоя), найденное с учетом соотношений (3), (4) и данных рис.3, было примерно равно $-0.90 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{А}$, что близко к значению $-1.0 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{А}$, найденному из результатов экспериментов, выполненных по независимой методике для других лазеров с близкими толщинами и составами активной области (см. рис.3 в работе [5]).

На первый взгляд, может показаться, что наличие большого числа свободных параметров для подгонки расчетных и экспериментальных значений θ_0 и θ_1 дает значительную свободу. Однако это не так. Ярким примером тому служит расхождение в задаваемых при изготовлении и реально полученных толщинах слоев № 4 и 10 (см. табл.1). При выращивании структуры предполагалось, что эти слои будут равной толщины, что обеспечивает некую их симметричность. Согласно такому представлению, подтвержденному расчетом, первая мода не только не могла бы возбуждаться в такой структуре, но и спонтанное излучение в эту моду было бы крайне малым. Это обусловлено расположением активных слоев в тех участках волновода, в которых амплитуда этой моды была близка к нулю. Даже если бы какое-то спонтанное излучение в этой моде и выходило наружу, то движение пика в дальнем поле отсутствовало бы, т. к. Γ -фактор для нее был бы близок к нулю.

В связи с этим единственная возможность объяснения экспериментальных данных для первой моды – это существование некоторой асимметрии волноводной структуры, обеспечивающей заметное перекрытие поля первой моды с активными слоями, а также достаточно высокое значение Γ -фактора, всего лишь в 1.6 раза меньшее, чем для нулевой моды. Это довольно жесткое условие, для выполнения которого существует не слишком много свободных параметров. В частности, это можно сделать вариацией толщин слоев № 4 и 10 (см. табл. 1). Пример характерного расчетного распределения в волноводе интенсивности нулевой и первой мод, полученного при таких вариациях толщин, показан на рис.2,б.

Наблюдаемое в эксперименте изменение ширины пиков в дальнем поле также вызывается изменением концентрации носителей в допороговом режиме и изменением температуры в послепороговом режиме. В соответствии с [3] угловая ширина пика $\Delta\theta_0$ в дальнем поле определяется β_x'' – мнимой частью константы распространения вытекающей неоднородной волны в подложке в направлении, перпендикулярном слоям, т. е.

$$\Delta\theta \propto |\beta_x''| \approx \frac{n_{\text{eff}} |\alpha - \alpha_s n_{\text{sc}} / n_{\text{eff}}|}{2 \sin \theta}, \quad (7)$$

где $\alpha = \alpha_L + \alpha_{\text{sc}} - g(N)$ – полные оптические потери в волноводе; α_L – потери на вытекание из волновода; α_{sc} – поте-

ри, связанные с поглощением и рассеянием в слоях структуры волновода; $g(N)$ – модовое усиление, развиваемое активными слоями; α_s – оптические потери в подложке. В нашем случае значение $\alpha_L + \alpha_{\text{sc}}$ существенно превышает α_s , поэтому в допороговом режиме $\Delta\theta$ уменьшается и, согласно (7), обращается в нуль вблизи порога генерации, когда $\alpha \approx 0$. Однако следует учесть два обстоятельства. Первое – конечность апертуры выходного пучка, определяемого толщиной подложки D . Второе – уширение пика, вызванное малоугловым рассеянием на крупномасштабных неоднородностях в подложке. В нашем случае $D = 300$ мкм, что дает предельное значение

$$\Delta\theta \approx \frac{\lambda}{D \cos \theta} \approx 0.2^\circ. \quad (8)$$

Экспериментально зарегистрированное минимальное $\Delta\theta \approx 0.4^\circ$.

При токах выше порога генерации значение α стабилизируется и концентрационное изменение $\Delta\theta$ должно отсутствовать. Однако на эксперименте мы наблюдаем стабилизацию $\Delta\theta$ на минимальном уровне только вблизи порога генерации. При дальнейшем росте тока выше порога происходит заметное монотонное увеличение $\Delta\theta$. Его можно интерпретировать как результат движения пика в дальнем поле лазера в течение импульса накачки.

Тепловое изменение угла θ , соответствующего максимуму в распределении дальнего поля, мы обсуждали выше в связи с анализом данных рис.3. Как отмечалось, из-за адиабатического характера нагрева тепловое изменение n_{eff} будет происходить почти линейно в течение импульса накачки. Это означает, что тепловое уширение $\Delta\theta$ будет близко к сдвигу угла $\delta\theta$. Действительно, данные рис.4 показывают, что при изменении тока накачки от порогового до максимального изменение угла $\delta\theta \approx 1.4^\circ$, в то время как изменение $\Delta\theta$ в том же диапазоне составило $\sim 1.1^\circ$. Незначительная разница между этими значениями может быть связана с тем, что длительность лазерной генерации на первой моде несколько меньше длительности импульса накачки, или с тем, что форма пика в дальнем поле несколько изменяется с накачкой. Кроме того, следует учесть нелинейность температурного эффекта.

Очевидно, что тепловой механизм уширения действует при всех токах накачки, в том числе и в допороговом режиме. Экстраполируя связанное с тепловым уширением $\Delta\theta$ из области $j \gg j_{\text{th}}$ в область $j < j_{\text{th}}$, находим тепловой вклад в $\Delta\theta$ при $j = j_{\text{th}}$. По данным рис.4 он составляет $\sim 0.2^\circ$. Таким образом, отличие экспериментального значения $\Delta\theta_{\text{min}} = 0.4^\circ$ от теоретического предела 0.2° в большей степени связано с тепловым вкладом в $\Delta\theta$. Последнее позволяет ожидать, что в непрерывном режиме генерации $\Delta\theta$ будет близко к теоретическому пределу.

Довольно сложная картина распределения «средней» мощности генерации между нулевой (I_0) и первой (I_1) модами, представленная на рис.5, легко интерпретируется на начальном участке при токах $j < 12 \text{ кА/см}^2$. На этом участке генерация, в основном, имеет место на нулевой моде. При дальнейшем увеличении тока возникает генерация на первой моде. По-видимому, первоначальная разница в модовых коэффициентах усиления не слишком велика, и из-за температурных изменений волноводных свойств активной области или из-за пространственно-неоднородного (вдоль квантоворазмерных слоев) насыщения эта разница может быть снивелирована,

что и приведет к возбуждению первой моды. Более детальный анализ зависимостей I_0 и I_1 от тока выходит за рамки выполненных исследований.

4. Выводы

Таким образом, в настоящей работе впервые экспериментально обнаружено движение пиков в дальнем поле излучения лазеров, работающих на вытекающих модах. Показано, что это движение происходит вследствие изменения эффективного показателя преломления, вызванного действием инжектированных носителей и изменением температуры волноводных слоев.

На примере исследованных лазеров продемонстрировано, что с использованием результатов расчета волноводной структуры и экспериментальных результатов исследования диаграммы направленности можно количественно определить такие важные параметры лазеров, как эффективный показатель преломления, фактор оптического ограничения, а также коэффициент, характеризующий изменение показателя преломления активного слоя с концентрацией инжектированных носителей. Точность измерения эффективного показателя прело-

мления может быть на уровне $\sim 10^{-3}$. Все это может использоваться как независимая методика, дополняющая уже существующие методики, основанные, например, на спектральных измерениях.

Авторы выражают благодарность В.И.Швейкину за предоставление лазерных образцов. Работа выполнена в рамках программы «Физика твердотельных наноструктур», а также при частичной поддержке Российской Федеральной Программы «Интеграция» (проект А055), УНЦ «Фундаментальная оптоэлектроника квантоворазмерных полупроводниковых структур» и гранта ведущих научных школ № 00-15-96624.

1. Швейкин В.И., Богатов А.П., Дракин А.Е., Курнявко Ю.В. Патент РФ № 2134007 от 12.03.1998.
2. Богатов А.П., Дракин А.Е., Швейкин В.И. *Квантовая электроника*, **26**, 28 (1999)
3. Швейкин В.И., Богатов А.П., Дракин А.Е., Курнявко Ю.В. *Квантовая электроника*, **26**, 33 (1999)
4. Богатов А.П., Дракин А.Е., Стратонников А.А., Коняев В.П. *Квантовая электроника*, **30**, 401 (2000)
5. Богатов А.П., Болтасева А.Е., Дракин А.Е., Белкин М.А., Коняев В.П. *Квантовая электроника*, **30**, 315 (2000).