

# Мощные полупроводниковые лазеры на основе гетероструктур раздельного ограничения

И.С.Тарасов

*Обзор посвящен мощным полупроводниковым лазерам. Дана историческая справка, рассмотрены физические и технологические основы, а также сформулирована концепция мощных полупроводниковых лазеров. Определены фундаментальные и технологические причины, ограничивающие оптическую мощность полупроводникового лазера. Представлены результаты исследований мощных полупроводниковых лазеров в непрерывном и импульсном режимах генерации. Основное внимание уделено рассмотрению результатов экспериментальных исследований одиночных мощных полупроводниковых лазеров. Обзор базируется, в основном, на данных, полученных в лаборатории полупроводниковой люминесценции и инжекционных излучателей ФТИ им. А.Ф.Иоффе.*

**Ключевые слова:** полупроводниковый лазер, гетероструктура раздельного ограничения, асимметричная двойная гетероструктура, внутренние оптические потери, температурная делокализация, внутренний квантовый выход, фундаментальный предел оптической мощности полупроводникового лазера, эпитаксиально-интегрированные туннельно-связанные лазерные структуры, распределенное брэгговское зеркало.

Содержание

1. Введение . . . . .	661
2. Полупроводниковые лазеры с малыми внутренними оптическими потерями . . . . .	663
2.1. Внутренние оптические потери в двойной гетероструктуре раздельного ограничения	
2.2. Селекция мод высших порядков в асимметричной двойной гетероструктуре раздельного ограничения	
2.3. Внутренние оптические потери в двойной асимметричной гетероструктуре раздельного ограничения	
2.4. Мощные полупроводниковые лазеры на основе асимметричной гетероструктуры раздельного ограничения	
3. Температурная делокализация носителей заряда в двойной асимметричной гетероструктуре раздельного ограничения . . . . .	668
3.1. Перегрев активной области полупроводникового лазера в непрерывном режиме генерации	
3.2. Температурная зависимость внутренних оптических потерь	
4. Основные положения концепции мощных полупроводниковых лазеров . . . . .	670
5. Внутренний квантовый выход и влияние на него толщины активной области . . . . .	670
6. Катастрофическая оптическая деградация зеркал и плотность оптической мощности . . . . .	671
7. Срыв генерации в полупроводниковых лазерах с малыми внутренними оптическими потерями . . . . .	672
8. Импульсные полупроводниковые лазеры . . . . .	673
8.1. Импульсный режим генерации полупроводниковых лазеров при высоких уровнях токовой накачки	
8.2. Фундаментальный предел ограничения оптической мощности полупроводникового лазера	
8.3. Утечки носителей заряда в волноводный слой при высоких уровнях накачки	
8.4. Эпитаксиально-интегрированные туннельно-связанные лазерные структуры	
9. Мощные полупроводниковые лазеры с распределенным брэгговским зеркалом . . . . .	678
10. Заключение. Фундаментальные конструктивные и технологические факторы, влияющие на предельные параметры мощных полупроводниковых лазеров . . . . .	679
11. Литература . . . . .	679

## 1. Введение

Уже почти пятьдесят лет в физике и технологии полупроводников происходят яркие события [1–11], свя-

**И.С.Тарасов.** Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Россия, 194021 С.-Петербург, ул. Политехническая, 26; e-mail: tarasov@hpld.ioffe.ru

Поступил в редакцию 4 июня 2010 г.

занные с развитием полупроводниковых лазеров. Среди этих событий есть вехи, положившие начало появлению новых типов полупроводниковых лазеров с четко выраженными характерными свойствами [12–16]. Однако все они чаще всего возникали в результате кардинального улучшения одного из параметров за счет ухудшения ряда других. Это одномодовые лазеры [17, 18], одночастотные полупроводниковые лазеры [12, 13], лазеры для генерации сверхкоротких импульсов [19, 20], суперлюминесцентные диоды с широким спектром излучения [21, 22] и др. Направление мощных полупроводниковых лазеров дол-

гое время не могло сформироваться, поскольку требуемое увеличение мощности входило в противоречие с одним из основных достоинств полупроводникового лазера – миниатюрностью. Но после того как было показано, что и миниатюрные лазеры могут быть мощными [23–25], направление мощных полупроводниковых лазеров сформировалось окончательно. Главной отличительной чертой мощных полупроводниковых лазеров является возможность улучшения мощностных характеристик без ухудшения других параметров.

В основе мощных полупроводниковых лазеров лежит лазерная двойная гетероструктура раздельного ограничения (ДГС РО) (рис.1). Первоначально ДГС РО была предложена для удержания электромагнитной волны волноводным слоем и снижения пороговой плотности тока за счет уменьшения толщины активной области. Применение квантоворазмерного эпитаксиального слоя в качестве активной области лазерной ДГС РО позволило снизить пороговые плотности тока сначала до  $160 \text{ А/см}^2$  [26], а затем до  $40 \text{ А/см}^2$  [27]. При этом для повышения фактора оптического ограничения слоя активной области волноводный слой изготавливался толщиной  $0.15\text{--}0.25 \text{ мкм}$ . С целью минимизации порогового тока число квантоворазмерных слоев в активной области было увеличено до четырех или шести, что также позволило повысить фактор оптического ограничения и модовое усиление при минимальных длинах резонатора Фабри–Перо.

Для получения квантоворазмерных слоев было независимо предложено использовать несколько вариантов модификаций метода жидкофазной эпитаксии [9, 28, 29], позволяющих получать слои в системе четверных твердых растворов  $\text{InGaAsP/GaAs}$  и  $\text{InGaAsP/InP}$ . Наибольшее распространение получил модифицированный метод жидкофазной эпитаксии из движущегося раствора – расплава [29]. Применение этого метода для создания лазерных ДГС РО с расширенным волноводом позволило обнаружить аномальную зависимость пороговой плотности тока от длины резонатора Фабри–Перо при оптическом возбуждении, что исключало влияние процессов легирования на однородность лазерных структур [30]. Использование легирующих примесей с малыми коэффициентами диффузии для создания лазерных структур подтвердило наличие аномальной зависимости пороговой плотности тока от длины резонатора, но уже при

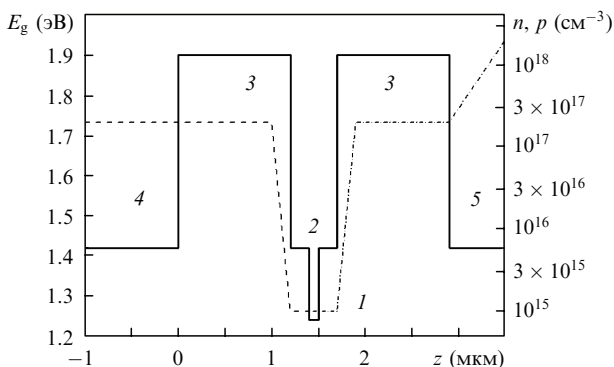


Рис.1. Схематическая зонная диаграмма  $\text{InGaP/GaAs/InGaAs}$  ДГС РО (длина волны излучения  $\lambda \sim 1 \text{ мкм}$ ) (сплошная линия), а также расчетные профили легирования для лазерной примеси кремния (штриховая линия) и акцепторной примеси магния (штрихпунктир),  $z$  – координата роста структуры (1 – активная область (квантовая яма из  $\text{InGaAs}$ ); 2 – волновод из  $\text{GaAs}$ ; 3 – эмиттеры из  $\text{InGaP}$ ; 4 – подложка из  $\text{GaAs}$ ; 5 – контактный слой).

инжекционной накачке [31]. Аномально низкие пороговые плотности тока при больших длинах резонатора ( $L = 1000\text{--}2000 \text{ мкм}$ ) и аномально высокие пороговые плотности тока при стандартных длинах резонатора ( $L = 250\text{--}350 \text{ мкм}$ ) указывали на возможность компенсации недостатка в усилении излучения за счет увеличения длины резонатора полупроводникового лазера на основе гетероструктуры раздельного ограничения с расширенным волноводом.

Возможность снижения внутренних оптических потерь долгое время не казалась очевидной по причине большого различия (свыше двух порядков) между внутренними оптическими потерями в лазерной гетероструктуре и коэффициентом усиления полупроводникового материала активной области. Поэтому основополагающей идеей при разработке мощных полупроводниковых лазеров была идея увеличения тока накачки путем технологического совершенствования эпитаксиальных слоев и гетеропереходов лазерной структуры. Все попытки технологических усовершенствований лазерных гетероструктур с целью увеличения длины резонатора имели относительный успех. С увеличением длины резонатора Фабри–Перо «классического» (с тонким волноводом) полупроводникового гетеролазера наблюдалось снижение дифференциальной квантовой эффективности и уменьшение выходной оптической мощности. Это легко объяснить, проанализировав хорошо известное выражение для внешней дифференциальной квантовой эффективности  $\eta_d$  полупроводникового лазера с резонатором Фабри–Перо

$$\eta_d = \eta_{\text{int}} \frac{\alpha_{\text{ext}}}{\alpha_{\text{int}} + \alpha_{\text{ext}}}, \quad (1)$$

из которого следует, что только снижение внутренних оптических потерь  $\alpha_{\text{int}}$  может сохранить высокую дифференциальную квантовую эффективность полупроводникового лазера с большой длиной резонатора. Здесь  $\eta_{\text{int}}$  – внутренний квантовый выход стимулированного излучения;  $\alpha_{\text{ext}} = (2L)^{-1} \ln(1/R_1 R_2)$  – полезные оптические потери на выход излучения;  $L$  – длина резонатора;  $R_1$  и  $R_2$  – коэффициенты отражения зеркал резонатора Фабри–Перо.

Дальнейшее развитие модифицированного метода жидкофазной эпитаксии позволило создать лазерные ДГС РО с квантоворазмерными активными областями и снизить пороговые плотности тока до  $300\text{--}400 \text{ А/см}^2$  в длинных лазерах [30, 32, 33]. И все же решающее значение имели экспериментальные работы, доказывающие возможность сохранения высокой дифференциальной квантовой эффективности в лазерах с большой по тем временам длиной резонатора  $1500\text{--}2500 \text{ мкм}$  и расширенным волноводом [34, 35].

Таким образом, расширение волновода в лазерной ДГС РО позволяет снизить внутренние оптические потери и увеличить длину резонатора полупроводникового лазера без уменьшения дифференциальной квантовой эффективности, что обеспечивает возможность пропускания через лазерный диод максимально большого тока накачки и, следовательно, достижения максимальной мощности оптического излучения. Это положение, ставшее основополагающим в концепции создания мощных полупроводниковых лазеров на основе ДГС РО с расширенным волноводом, было впервые экспериментально реализовано в [36]. В этой работе с применением моди-

фицированного метода жидкофазной эпитаксии был создан полупроводниковый лазер с апертурой излучения 100 мкм и длиной резонатора 1.16 мм, излучаемая оптическая мощность которого в непрерывном режиме генерации составила 5 Вт при максимальном КПД 50 %.

Дальнейшее развитие мощных полупроводниковых лазеров было связано с совершенствованием новых эпитаксиальных технологий: МОС-гидридной газофазной эпитаксии и молекулярно-пучковой эпитаксии.

## 2. Полупроводниковые лазеры с малыми внутренними оптическими потерями

### 2.1. Внутренние оптические потери в ДГС РО

В лазерном диоде, как и в любом другом лазере, режим генерации наступает тогда, когда все потери скомпенсированы усилением. В современных лазерных гетероструктурах утечки тока сведены к минимуму, а внутренний квантовый выход в активной области достигает практически 100 %. Поэтому основное внимание уделяется оптическим потерям – внутренним оптическим потерям  $\alpha_{int}$  и полезным оптическим потерям на выход излучения из резонатора  $\alpha_{ext}$ . Величина  $\alpha_{ext}$  полностью определяется коэффициентами отражения зеркал и длиной резонатора полупроводникового лазера. Внутренние оптические потери зависят от большого количества параметров, требующих оптимизации. Одними из первых работ, в которых рассматривались внутренние оптические потери и возможности их снижения, были [37, 38].

Внутренние оптические потери удобно рассматривать как сумму потерь в каждом слое лазерной гетероструктуры (рис.1) и потерь на рассеяние излучения на неоднородностях эпитаксиальных слоев  $\alpha_s$ :

$$\alpha_{int} = \sum \sum \Gamma_{jm} \alpha_j + \alpha_s, \quad (2)$$

где  $\Gamma_{jm}$  – фактор оптического ограничения для  $m$ -й моды в  $j$ -м слое;  $\alpha_j$  – потери на рассеяние света на свободных носителях заряда в  $j$ -м слое. Заметим, что потери на рассеяние на неоднородностях эпитаксиальных слоев в современных лазерных структурах считаются пренебрежимо малыми.

За порогом генерации рассеяние излучения свободными носителями заряда приводит к внутризонным переходам и увеличивается с ростом концентрации носителей заряда и длины волны поглощаемого света. Тип частиц, участвующих в рассеянии импульса, определяет величину показателя степени  $k$  в зависимости коэффициента рассеяния свободными носителями заряда от длины волны излучения:  $\alpha_j \sim \lambda^k$  [39]. В слаболегированных полупроводниковых эпитаксиальных слоях, каковыми являются волноводные слои, рассеяние импульса происходит в основном на оптических фонах и линейно зависит от концентрации носителей заряда [40], а в сильнолегированных слоях (это эмиттерные слои лазерной гетероструктуры) зависимость является квадратичной [40]. Минимальный уровень легирования волноводного слоя лазерной структуры и активной области определяется применяемой эпитаксиальной технологией. За порогом генерации концентрация носителей заряда в активной области соответствует пороговой. Эмиттерные слои легируются до уровня, обеспечивающего эффектив-

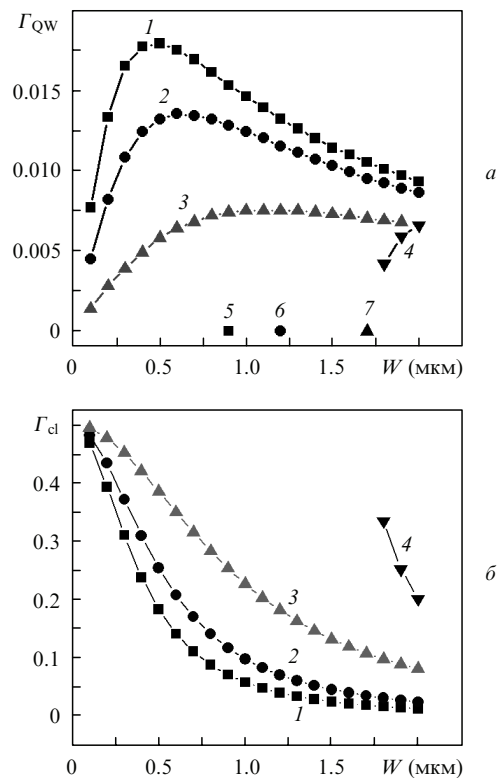


Рис.2. Зависимости фактора оптического ограничения слоя активной области  $\Gamma_{QW}$  (а) и эмиттерного слоя  $\Gamma_{el}$  (б) для нулевой (1, 2, 3) и второй (4) мод от толщины InGaAsP-волновода  $W$  для трех InGaAsP/InP ДГС РО при ширине запрещенной зоны твердого раствора волновода 1.1 эВ (1, 4, 5), 1.2 эВ (2, 6) и 1.3 эВ (3, 7). Точками на оси абсцисс отмечена толщина волновода, при которой появляется первая нечетная мода.

ную инжекцию носителей заряда обоих знаков и минимальное последовательное сопротивление.

Для снижения суммарных внутренних оптических потерь необходимо уменьшить фактор оптического ограничения для эмиттерных слоев и слоя активной области. Простейшим способом снижения является расширение волноводного слоя, что было продемонстрировано при исследовании лазерных гетероструктур раздельного ограничения на подложках GaAs [37] и InP [38]. На рис.2 приведены зависимости факторов оптического ограничения для эмиттерного слоя и слоя активной области от толщины волноводного слоя [38]. Расширение волновода приводит к снижению обоих факторов оптического ограничения, но пределом его служит возникновение мод высшего порядка. Вследствие этого в симметричной лазерной ДГС РО толщина волновода ограничена величиной 0.7–1.0 мкм. Но даже такое увеличение толщины волновода позволяет значительно снизить внутренние оптические потери. На рис.3 приведены расчетные зависимости внутренних оптических потерь в лазерах на основе ДГС РО от длины резонатора и толщины волновода [38]. Расчет внутренних оптических потерь проводился согласно следующему выражению [41]:

$$\alpha_{int} = \sigma_n n + \sigma_p p, \quad (3)$$

где  $n, p$  – объемные концентрации электронов и дырок;  $\sigma_n, \sigma_p$  – сечения рассеяния свободными электронами и дырками, значения которых для арсенида галлия брались из экспериментальной работы [41], для фосфида индия – из

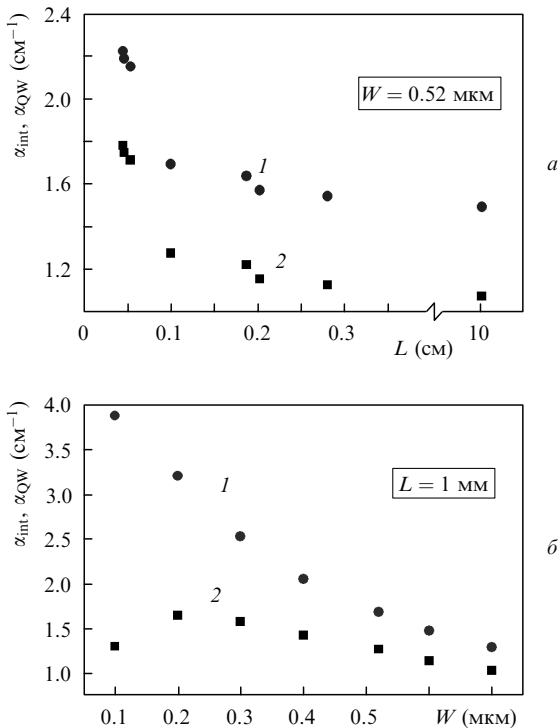


Рис.3. Зависимости полных внутренних оптических потерь  $\alpha_{int}$  (1) и оптических потерь в активной области  $\alpha_{QW}$  (2) от длины резонатора лазерного диода  $L$  (а) и от толщины волновода  $W$  (б) в структуре, изображенной на рис.1.

работы [42], а для активной области GaInAs – из работы [43]. Для уменьшения внутренних оптических потерь в лазерных гетероструктурах (особенно на подложках InP) необходимо уменьшать концентрацию неравновесных носителей заряда в волноводных слоях, а также долю электромагнитного излучения в сильнолегированных слоях (особенно в р-эмиттере). Это можно осуществить двумя способами. Первый основывается на расширении волновода, что приводит к некоторому увеличению пороговой плотности тока, но обеспечивает эффективное снижение суммарных внутренних оптических потерь. Второй способ связан с увеличением скачка показателя преломления на границе волновод–эмиттер и, следовательно, приводит к уменьшению проникновения электромагнитного поля в эмиттерные слои. Однако набор полупроводниковых твердых растворов, используемых для создания лазерных гетероструктур, чаще всего лимитирован перечнем исходных полупроводниковых соединений или требованием изопериодичности. Поэтому обеспечение максимального скачка показателя преломления на границе волновод–эмиттер ( $\Delta n$ ) ограничено требованием достаточной глубины квантовой ямы активной области, что существенно сужает возможности второго способа. В симметричных ДГС РО сочетание обоих подходов позволило снизить внутренние оптические потери в 3–5 раз и довести их до  $1.5 \text{ см}^{-1}$ . Экспериментально такое снижение внутренних оптических потерь в лазерных структурах раздельного ограничения было реализовано с применением МОС-гидридного метода газофазной эпитаксии [24, 44–47]. В этих работах благодаря снижению внутренних оптических потерь был преодолен десятиваттный рубеж непрерывной оптической мощности, излучаемой многомодовым лазером с шириной мезополоски  $D = 100 \text{ мкм}$ .

## 2.2. Селекция мод высших порядков в асимметричной ДГС РО

Выше были подробно рассмотрены симметричные лазерные гетероструктуры раздельного ограничения с малыми внутренними оптическими потерями. Естественным ограничением толщины симметричного волновода такой гетероструктуры является выполнение пороговых условий для волноводных мод высшего порядка [37, 38, 48], что происходит вследствие снижения их потерь на выход для мод высших порядков (рис.4). Коэффициент отражения для разных поперечных мод зависит от толщины волновода [49–54]. С использованием зависимости внутренних оптических потерь от толщины волновода (рис.3,б) были рассчитаны зависимости пороговых концентраций носителей заряда в активной области для фундаментальной моды и мод высшего порядка от толщины волновода для симметричной лазерной ДГС РО (рис.5) [55]. Из рис.5 следует, что в случае толстых ( $W \geq 1.5 \text{ мкм}$ ) волноводных слоев и длинных ( $L = 4 \text{ мм}$ ) резонаторов Фабри–Перо различие между пороговыми концентрациями основной моды и мод высших порядков не превышает 10%. В расчетах пороговой концентрации было учтено влияние многих параметров, в том числе эффективности волновода (скачка  $\Delta n$ ) и длины волны излучения  $\lambda$ , которые определяют величину и характер зависимости коэффициента отражения от толщины волновода, а также длины резонатора лазера. Экспериментально определенная разность пороговых концентраций фундаментальной моды и мод высшего порядка не превысила 1.8%–6.4% [55] для толстых волноводных слоев и длинных (более 4 мм) резонаторов Фабри–Перо. В лазерных диодах такое незначительное различие в по-

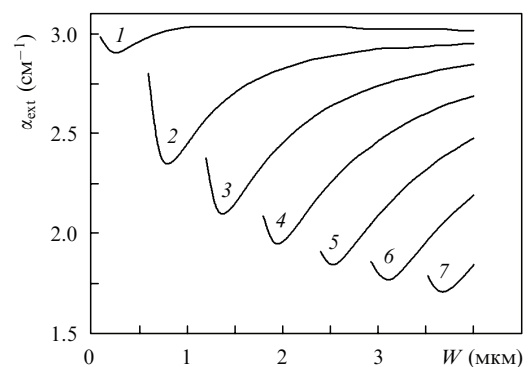


Рис.4. Зависимости внешних оптических потерь  $\alpha_{ext}$  от толщины волновода  $W$  для нулевой (1), первой (2), второй (3), третьей (4), четвертой (5), пятой (6) и шестой (7) мод лазерных диодов с длиной резонатора 4 мм. Длина волны излучения  $\lambda = 1.06 \text{ мкм}$ .

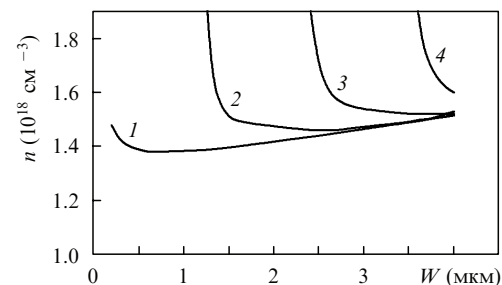


Рис.5. Зависимости пороговых концентраций электронов  $n$  от толщины волновода  $W$  для нулевой (1), второй (2), четвертой (3) и шестой (4) мод лазерных симметричных гетероструктур. Длина резонатора лазерных диодов 4 мм, длина волны излучения  $\lambda = 1.06 \text{ мкм}$ .

роговых концентрациях приводит к возможности одновременного выполнения для мод пороговых условий. Это происходит за счет флуктуаций концентрации носителей заряда в квантовой яме и в результате некоторого увеличения пороговой концентрации за порогом генерации. В этом случае в симметричных сверхшироких волноводах возбуждаются сразу несколько поперечных мод.

Известно несколько методов селекции мод высшего порядка. Первый связан с увеличением потерь на их поглощение в сильнолегированных эмиттерных слоях [37]. Во втором селекция мод высшего порядка осуществляется за счет использования конструкции, обеспечивающей их вытекание из основного волновода [56]. В третьем методе селекция мод высшего порядка осуществляется за счет разности потерь на выход излучения из резонатора через просветленную грань зеркала, что достигается отклонением излучения от оси волновода для мод высших порядков [49].

Для реализации этих методов был выполнен ряд работ по созданию лазерных ДГС РО с расширенным волноводом, сохраняющих генерацию только основной поперечной моды [37, 57–61]. Наилучшие результаты по подавлению мод и снижению расходимости излучения были достигнуты при использовании вытекания мод из волновода лазерной гетероструктуры [37, 61]. Однако, как и в других известных нам случаях, используемые решения приводили к повышению технологических требований, увеличению внутренних потерь и снижению оптической мощности [37, 57–61]. Наиболее удачно подавление генерации мод высших порядков осуществлялось в асимметричной квантоворазмерной лазерной ДГС РО [55]. В работе [62] впервые был реализован лазер с одномодовым сверхшироким асимметричным волноводом с целью одновременного снижения внутренних оптических потерь и расходимости излучения в плоскости, перпендикулярной  $p-n$ -переходу. Увеличение толщины волновода до 4 мкм позволило снизить внутренние оптические потери до  $0.7 \text{ см}^{-1}$  и расходимость излучения до  $16^\circ - 18^\circ$  без существенного снижения максимальной мощности излучения, которая составила 8.6 Вт.

В работе [55] подробно рассмотрена селекция мод высших порядков в расширенном волноводом на основе асимметричной ДГС РО за счет снижения факторов оптического ограничения для этих мод. Основная идея работы [55] становится понятной при рассмотрении пороговых условий отдельно для каждой поперечной моды расширенного плоского волновода лазерной структуры.

Условие порога генерации в лазере может быть записано в следующем виде [41]:

$$\Gamma_{QW} g(n_{QW}, p_{QW}) = \alpha_{\text{int}} + \alpha_{\text{ext}}, \quad (4)$$

где  $g(n_{QW}, p_{QW})$  – коэффициент материального усиления в активной среде;  $n_{QW}, p_{QW}$  – пороговые концентрации электронов и дырок;  $\Gamma_{QW}$  – фактор оптического ограничения в активной области. Из выражения (4) следует, что повлиять на выполнение пороговых условий можно, варьируя пороговые концентрации свободных носителей заряда, фактор оптического ограничения для соответствующей моды или баланс полных оптических потерь между фундаментальной модой и модами высшего порядка.

В качестве примера рассмотрена стандартная лазерная ДГС РО с эмиттерами из твердого раствора  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  и толщиной волновода 1.7 мкм [55]. В этом

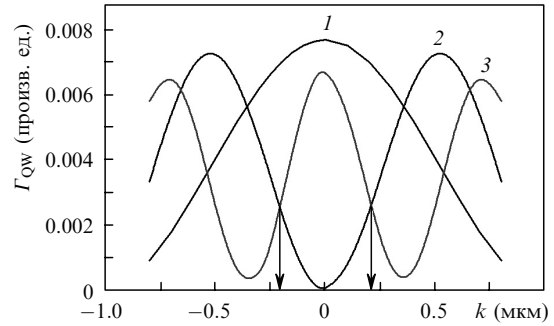


Рис.6. Зависимости фактора оптического ограничения для активной области  $\Gamma_{QW}$  от ее положения в волноводом  $k$  для нулевой (1), первой (2) и второй (3) мод. Расчеты проводились для лазерной гетероструктуры с  $\lambda = 1.06 \text{ мкм}$  и толщиной волновода  $W = 1.7 \text{ мкм}$ . Стрелками указаны положения активной области с максимальным отношением  $\Gamma_{QW0}/\Gamma_{QWm}$  ( $m$  – номер моды).

случае волновое уравнение имеет три решения, которым соответствуют три устойчивые конфигурации поля. В такой лазерной гетероструктуре фактор оптического ограничения активной области для  $m$ -моды  $\Gamma_{QWm}$  слабо отличается от такового для фундаментальной моды  $\Gamma_{QW0}$  и мод высшего порядка. В то же время величина фактора оптического ограничения активной области зависит от ее положения в волноводном слое для различных мод по-разному (рис.6). Существуют такие положения активной области в волноводом, при которых фактор оптического ограничения в ней для фундаментальной моды больше, чем для мод высших порядков (рис.6). Если отношение  $\Gamma_{QW0}/\Gamma_{QWm}$  обеспечивает достаточное различие пороговых концентраций фундаментальной моды и моды высшего порядка, то пороговые условия для  $m$ -й моды выполнены не будут. Величина смещения активной области относительно центра волновода, характеризующая оптимальное положение, монотонно растет с толщиной волновода (рис.7), но когда она становится резонансной для появления новой моды высшего порядка, в зависимости наблюдается резкий провал. На рис.7 представлена также зависимость отношения  $\Gamma_{QW0}/\Gamma_{QWm}$  для оптимального положения активной области от толщины волновода. Увеличение толщины волноводного слоя сопровождается снижением его селективной способности.

Таким образом, смещение активной области в лазерной ДГС РО позволяет подавить генерацию мод высших порядков за счет снижения их факторов оптического ограничения и расширить волновод до 4 мкм и более.

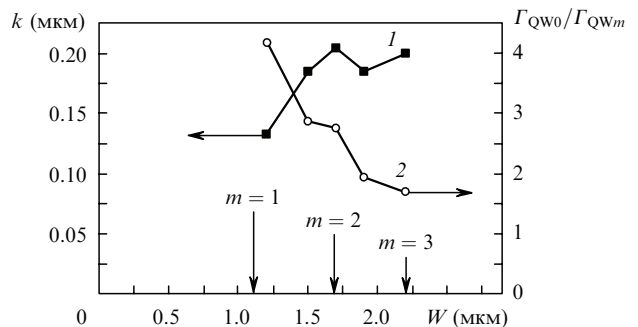


Рис.7. Зависимости оптимального смещения активной области относительно центра волновода (1), а также отношения  $\Gamma_{QW0}/\Gamma_{QWm}$  (2) от его толщины для лазерных гетероструктур с  $\lambda = 1.06 \text{ мкм}$ . Стрелками указаны толщины, при которых возникают первая ( $m = 1$ ), вторая ( $m = 2$ ) и третья ( $m = 3$ ) моды.

### 2.3. Внутренние оптические потери в асимметричной ДГС РО

Внутренние оптические потери в симметричной и асимметричной лазерных ДГС РО практически одинаковы и рассчитываются согласно выражениям (2) и (3). Асимметрия структуры позволяет снять ограничения по толщине волновода и расширить его (т. е. увеличить толщину) до 4 мкм, поскольку дальнейшее расширение приведет к проблемам с транспортом носителей заряда в волноводном слое и к росту последовательного сопротивления. Асимметрия лазерной структуры незначительно влияет на фактор оптического ограничения и внутренние оптические потери в активном слое для основной поперечной моды и практически не влияет на них в волноводе и эмиттерных слоях. Это происходит потому, что смещение активной области в волноводе влияет, в основном, только на фактор оптического ограничения мод высшего порядка, а остальные параметры структуры остаются без изменения.

Оценка предельного снижения внутренних оптических потерь в асимметричной лазерной гетероструктуре представляет особый интерес при конструировании мощных полупроводниковых лазеров. Ниже приведена количественная оценка суммарных внутренних оптических потерь  $\alpha_{\text{int}}$  для симметричных и асимметричных лазерных гетероструктур в зависимости от толщины волновода [55]. Для расчета  $\alpha_{\text{int}}$  необходимо знать факторы оптического ограничения моды для каждого слоя структуры, сечения поглощения для электронов и дырок, а также концентрации свободных носителей. Зависимости факторов оптического ограничения были рассчитаны с учетом геометрических и материальных факторов лазерных структур [55]. Использовались сечения рассеяния для электронов и дырок  $\sigma_n = 3 \times 10^{-18} \text{ см}^2$  и  $\sigma_p = 7 \times 10^{-18} \text{ см}^2$  [63], а также типичные концентрации легирующей примеси в слоях лазерной гетероструктуры с параметрами, заданными технологическим процессом. Эмиттеры N- и P-типов проводимости имели концентрацию электронов  $N = 10^{18} \text{ см}^{-3}$  и дырок  $P = 3.5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Волноводные слои считались нелегированными, концентрация остаточной примеси составляла  $3 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ .

В волноводных слоях обоих типов гетероструктур  $\alpha_{\text{int}}$  составляла порядка  $0.03 \text{ см}^{-1}$  во всем исследуемом диапазоне толщин волновода (1–4 мкм). Это обусловлено тем, что фактор оптического ограничения для волноводных слоев практически не зависит от толщины волноводного слоя (за исключением областей возникновения новых мод высшего порядка). Снизить внутренние оптические потери в волноводе можно только за счет снижения уровня легирования эпитаксиальных слоев [55].

Расширение волновода позволяет уменьшить фактор оптического ограничения и внутренние оптические потери в эмиттерных слоях, если глубина проникновения поля моды в эмиттеры снижается до долей микрона. На глубину проникновения поля в эмиттеры существенно влияет эффективность волновода (скачок  $\Delta l$ ). При равных условиях легирования потери в эмиттерах  $\alpha_{\text{cl}}$  будут больше для структур, имеющих меньший скачок  $\Delta l$  на границе волновод–эмиттер. В отличие от активной области концентрация свободных носителей в эмиттерах задается в технологическом процессе роста лазерной гетероструктуры, поэтому ее значение может варьироваться в широких пределах на границах волновода. Оптимизация профиля распределения концентрации свободных

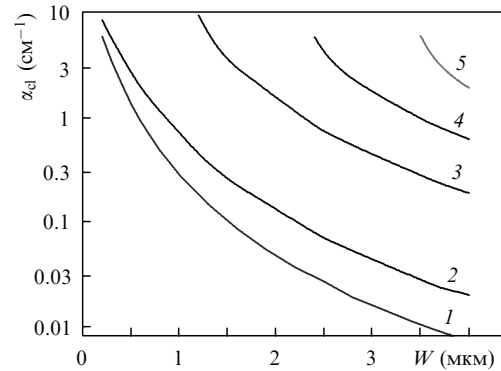


Рис.8. Зависимости внутренних оптических потерь в двух эмиттерных слоях  $\alpha_{\text{cl}}$  от толщины волновода для нулевой моды симметричных структур с эмиттерами из  $\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$  (1), а также для нулевой (2), второй (3), четвертой (4) и шестой (5) мод симметричных структур с эмиттерами из  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ .

носителей заряда в эмиттерных слоях может быть эффективным способом снижения  $\alpha_{\text{cl}}$ . Таким образом, используя сверхширокие волноводы и оптимизированные профили легирования эмиттеров, можно свести к минимуму вклад  $\alpha_{\text{cl}}$  в суммарные внутренние оптические потери. Зависимости доли внутренних оптических потерь в эмиттерных слоях от толщины волновода приведены на рис.8 [55].

Внутренние оптические потери в активной области  $\alpha_{\text{QW}}$  для заданного ее материала, характеризующегося сечениями рассеяния для дырок  $\sigma_p$  и электронов  $\sigma_n$  зависят от фактора оптического ограничения  $\Gamma_{\text{QW}}$  и концентрации свободных носителей  $n_{\text{QW}}$  и  $p_{\text{QW}}$ . Увеличение толщины волноводного слоя ведет к снижению фактора оптического ограничения в активной области (квантовой яме) для фундаментальной моды. Однако  $\Gamma_{\text{QW}}$ ,  $n_{\text{QW}}$  и  $p_{\text{QW}}$  в квантовой яме связаны пороговым условием генерации (4). Из этого следует, что в случае полупроводникового лазера с фиксированными внутренними и внешними оптическими потерями невозможно добиться одновременного снижения концентрации свободных носителей заряда и фактора оптического ограничения активной области. Тем не менее при выполнении неравенства

$$\Gamma_{\text{QW}} g_0 \gg \alpha_{\text{int}} + \alpha_{\text{ext}} \quad (5)$$

незначительное изменение  $\Gamma_{\text{QW}}$  практически не влияет на концентрацию свободных носителей заряда в активной области. Другими словами, когда неравенство (5) справедливо, увеличение толщины волновода, ведущее к снижению  $\Gamma_{\text{QW}}$ , позволяет уменьшить  $\alpha_{\text{QW}}$ . Поэтому расширение волновода является эффективным способом снижения внутренних оптических потерь на рассеяние на свободных носителях в активной области.

На рис.9 [55] приведены зависимости суммарных внутренних оптических потерь и внутренних оптических потерь в активной области в симметричной ДГС РО от толщины волновода. Точками показаны экспериментальные значения суммарных внутренних оптических потерь фундаментальной моды в асимметричных структурах с толщинами волновода 1.7 и 2.8 мкм. Видно, что для выбранных толщин волноводов в асимметричной структуре суммарные внутренние потери практически равны потерям фундаментальной моды в симметричной структуре.

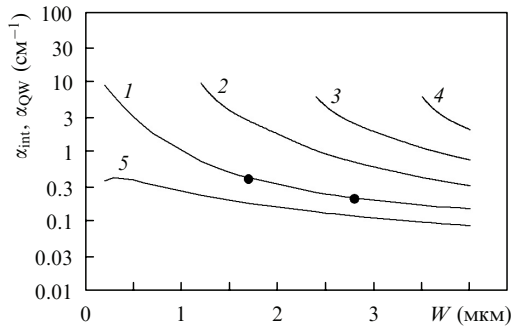


Рис.9. Зависимости суммарных внутренних оптических потерь  $\alpha_{int}$  для нулевой (1), второй (2), четвертой (3) и шестой (4) мод, а также внутренних оптических потерь в активной области  $\alpha_{QW}$  нулевой моды (5) от толщины волновода для симметричных лазерных гетероструктур с эмиттерами из  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ . Точками показаны значения суммарных внутренних оптических потерь  $\alpha_{int}$  нулевой моды гетероструктур с асимметричным положением активной области. Длина волны излучения  $\lambda = 1.06$  мкм.

При толщинах волновода более 1 мкм основная доля суммарных потерь приходится на внутренние оптические потери в активной области  $\alpha_{QW}$ . Они полностью определяются пороговыми концентрациями носителей заряда в квантовой яме, нижний предел которых задается концентрациями прозрачности электронов  $n_0$  и дырок  $p_0$ ; значения последних определяются свойствами материала активной области. Таким образом, рассчитанные исходя из концентраций прозрачности минимальные внутренние оптические потери ( $0.2 \text{ см}^{-1}$ ) практически являются нижним фундаментальным пределом для лазерных гетероструктур с активной областью (квантовой ямой), состоящей из твердых растворов  $InGaAs$  с длиной волны излучения  $\sim 1$  мкм [55].

#### 2.4. Мощные полупроводниковые лазеры на основе асимметричной ДГС РО

В работах [24, 62, 64–72] исследовались мощные полупроводниковые лазеры с асимметричными гетероструктурами раздельного ограничения, изготовленные методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений. Наилучшие результаты были достигнуты в лазерах на основе не содержащей алюминий гетероструктуры мезаполосковой конструкции с шириной полоски 100 мкм. Лазерная структура содержала следующие эпитаксиальные слои: сильнолегированные эмиттеры  $N-Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  ( $N = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) и  $P-Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  ( $P = 3.5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) и преднамеренно нелегированный волновод из  $GaAs$  толщиной 1.7 мкм. Активная область состояла из одной напряженной квантовой  $InGaAs$ -ямы толщиной 90 Å; длина волны электролюминесценции составляла 1.08 мкм [64].

На рис.10 приведена зависимость обратной величины внешней дифференциальной квантовой эффективности от длины резонатора [64]. Внутренний квантовый выход стимулированного излучения  $\eta_{int}$  и внутренние оптические потери  $\alpha_{int}$  в лазерах на основе такой гетероструктуры составили 99 % и  $0.34 \text{ см}^{-1}$  соответственно [64]. Достигнутые в данной конструкции гетероструктуры сверхнизкие внутренние оптические потери позволяют изготавливать лазерные диоды со сверхдлинными резонаторами без заметного падения внешней дифференциальной квантовой эффективности. Увеличение длины резонатора дает возможность использовать для накачки

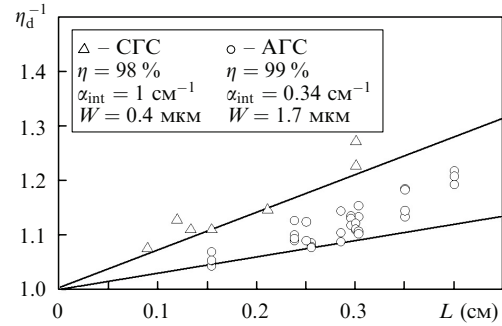


Рис.10. Экспериментальные зависимости обратной величины внешней дифференциальной квантовой эффективности от длины резонатора в лазерах с симметричной (СГС) и асимметричной (АГС) гетероструктурами.

лазерных диодов большие токи и, соответственно, значительно повысить мощность излучения при сохранении высокой эффективности преобразования электрической энергии в оптическую.

Характерные зависимости мощности излучения и дифференциальной квантовой эффективности от тока накачки лазерного диода с длиной резонатора  $L = 3040$  мкм, на грани резонатора которого были нанесены просветляющие и отражающие диэлектрические покрытия с коэффициентами отражения по мощности 5 % и 95 %, приведены на рис.11. Выходная мощность в непрерывном режиме генерации достигала 16 Вт, а максимальное значение  $\eta_d$  составляло 72 % при постоянной температуре теплоотвода  $20^\circ\text{C}$  [64].

Типичные картины излучения в дальней зоне в плоскости, перпендикулярной  $p-n$ -переходу, при различных значениях непрерывного тока накачки приведены на рис.12 [64]. Несмотря на расширение волновода лазерной структуры до 1.7 мкм, угловая ширина  $\theta_{\perp}$  и форма диаграммы направленности с ростом тока накачки практически не меняются. Такое стабильное поведение диаграммы направленности говорит об одномодовом характере излучения лазерного диода в плоскости, перпендикулярной  $p-n$ -переходу, что достигается за счет асимметрии лазерной гетероструктуры.

Спектры излучения мощного полупроводникового лазера при различных токах накачки показаны на рис.13. Уширение спектра может достигать 10 нм, а в некоторых

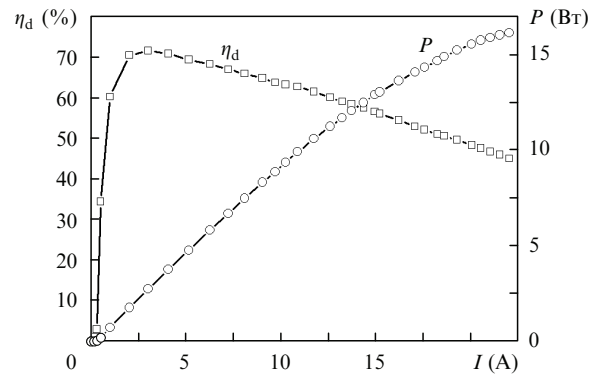


Рис.11. Ватт-амперная характеристика и зависимость дифференциальной квантовой эффективности от тока накачки для лазерного диода с длиной резонатора  $L = 3040$  мкм и шириной мезаполоски  $D = 100$  мкм с высокоотражающим (95 %) и просветляющим (5 %) покрытиями на гранях резонатора в непрерывном режиме генерации при температуре  $20^\circ\text{C}$ .

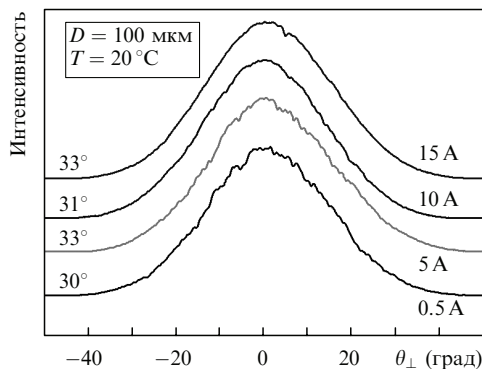


Рис.12. Зависимости интенсивности непрерывного излучения в дальней зоне в плоскости, перпендикулярной р-п-переходу, от угла  $\theta_{\perp}$  при различных токах накачки и угловых ширинах распределения поля на половине интенсивности.

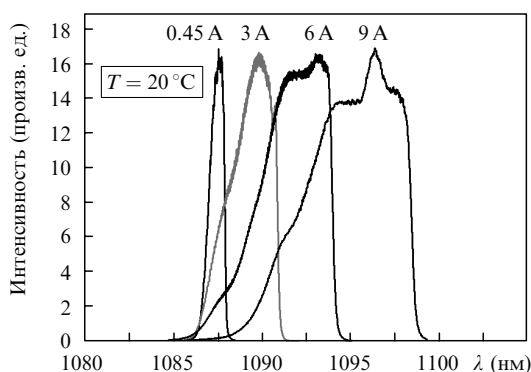


Рис.13. Спектры непрерывного излучения лазера с асимметричной гетероструктурой и толщиной волновода 1.7 мкм при различных токах накачки.

случаях даже 15 нм. Причин для этого предостаточно: рост температуры активной области [73], увеличение пороговой концентрации носителей заряда за порогом генерации [74] и насыщение усиления в результате конечности времени энергетической релаксации носителей заряда [75].

В дальнейшем результаты по увеличению излучаемой оптической мощности были повторены и улучшены в работах [76–80]. Все они были получены на основе лазерных гетероструктур с малыми внутренними потерями и при значительном увеличении длины резонатора.

### 3. Температурная делокализация носителей заряда в ДГС РО

#### 3.1. Перегрев активной области полупроводникового лазера в непрерывном режиме генерации

Увеличение оптической мощности полупроводниковых лазеров является одной из основных задач, решение которых позволит существенно расширить области их применения. Наибольшего уровня сложности эта проблема достигает при непрерывном режиме работы лазеров. Насыщение ватт-амперной характеристики, ограничивающее излучаемую оптическую мощность в непрерывном режиме генерации, связано с ростом температуры активной области. В мощных полупроводниковых лазерах в непрерывном режиме генерации температура слоев лазерной гетероструктуры выше температуры тепло-

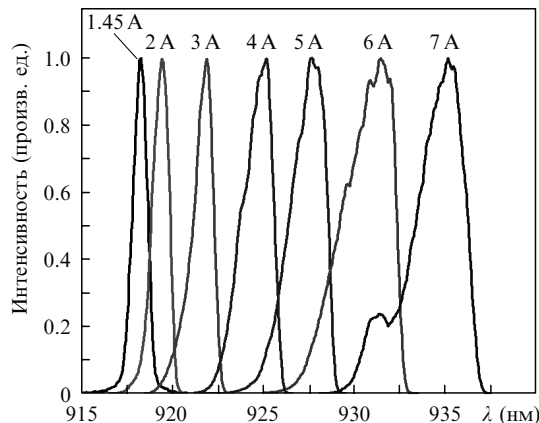


Рис.14. Спектры генерации полупроводникового лазера, работающего в непрерывном режиме, при различных токах накачки.

отвода на десятки градусов. Зарегистрировать перегрев слоя активной области лазерной гетероструктуры можно по смещению длинноволнового края огибающей спектра генерации (рис.14) [73]. Зная изменение положения длинноволнового края спектра генерации и его температурный коэффициент смещения ( $3.3 \text{ \AA}/\text{град}$ ) [81], можно определить перегрев активной области относительно теплоотвода. Перегрев активной области зависит не только от тока накачки, но и от КПД полупроводникового лазера и теплового сопротивления, обеспечиваемого качеством металлизации и монтажа на теплоотвод. При стандартном КПД 55%–65% и тепловом сопротивлении 4–5 град/Вт разность температур активной области и теплоотвода составляет в зависимости от длины резонатора 30–50 °C [73].

Перегрев активной области полупроводникового лазера можно уменьшить за счет повышения КПД, снижения теплового сопротивления и повышения температурной стабильности основных лазерных характеристик – порогового тока и внешней дифференциальной квантовой эффективности.

#### 3.2. Температурная зависимость внутренних оптических потерь

Из выражения (1) для внешней дифференциальной квантовой эффективности  $\eta_d$  очевидны параметры, от которых зависит снижение  $\eta_d$ . Это внутренний квантовый выход стимулированного излучения, внутренние оптические потери, а также внешние оптические потери, связанные с длиной резонатора и коэффициентами отражения зеркал. Для выбранного полупроводникового лазера с увеличением тока накачки и соответственно температуры активной области могут изменяться только стимулированный квантовый выход и внутренние оптические потери. Экспериментальная зависимость обратной величины  $\eta_d$  от длины резонатора  $L$  позволяет определить внутренний квантовый выход стимулированного излучения и суммарные внутренние оптические потери. На рис.15 приведены зависимости  $\eta_d^{-1}(L)$  для полупроводниковых лазеров в диапазоне температур 20–140 °C при импульсном режиме накачки (длительность импульса  $\tau = 0.5 - 1 \text{ мкс}$ , частота следования  $F = 1 \text{ кГц}$ ) [74]. Основной особенностью приведенных зависимостей является близость к 100% внутреннего квантового выхода  $\eta_{int}$  стимулированного излучения во всем диапазоне температур. Из этого следует, что при увеличении тока на-



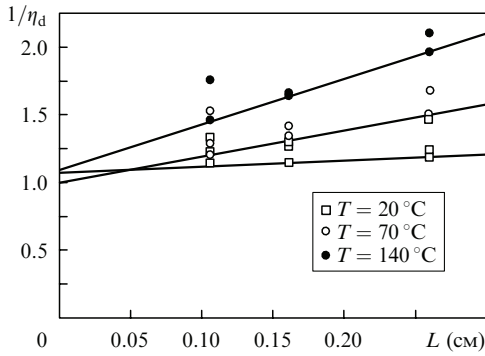


Рис. 15. Зависимости обратной дифференциальной квантовой эффективности  $1/\eta_d$  от длины резонатора  $L$  гетеролазеров при импульсном режиме накачки и различных температурах.

качки и перегреве активной области лазерной гетероструктуры на 20–140 °С за порогом генерации не возникает существенных токовых утечек, приводящих к снижению внешней дифференциальной квантовой эффективности. В свою очередь, независимость величины  $\eta_{int}$  от температуры означает, что насыщение ватт-амперной характеристики в непрерывном режиме генерации происходит из-за увеличения внутренних оптических потерь в результате перегрева активной области.

Температурную зависимость внутренних оптических потерь в активной области  $\alpha_{QW}$  можно рассчитать с учетом фактора оптического ограничения  $\Gamma_{QW}$  по формулам (2) и (3). На рис. 16,а представлены температурные зависимости  $\alpha_{QW}$  для гетероструктур полупроводниковых лазеров трех типов. В лазерной гетероструктуре первого

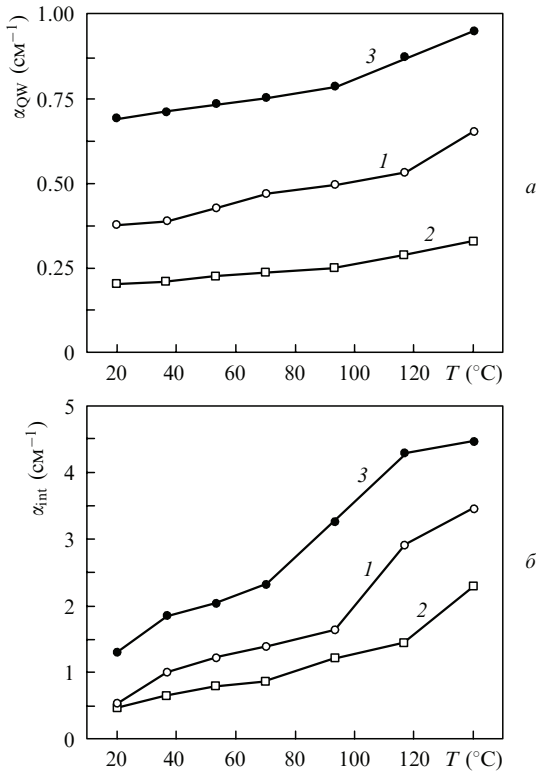


Рис. 16. Температурные зависимости внутренних оптических потерь в активной области (а) и суммарных оптических потерь (б) полупроводниковых лазеров, изготовленных из гетероструктур с активной областью, расположенной между промежуточными слоями GaAs (1), с активной областью, расположенной между волноводными слоями AlGaAs (2), и с четырьмя квантовыми ямами (3).

типа, на основе системы твердых растворов AlGaAs/InGaAs, активная область расположена между промежуточными слоями GaAs. В гетероструктуре второго типа активная область находится непосредственно между волноводными слоями AlGaAs. В лазерной гетероструктуре третьего типа число квантовых ям, расположенных между слоями волновода, увеличено до четырех [74]. На рис. 16,б приведены температурные зависимости суммарных внутренних оптических потерь для этой же серии лазеров, экспериментально определенные из зависимостей  $\eta_d^{-1}(L)$  (рис. 15) [74]. Суммарные внутренние оптические потери, состоящие из потерь в слоях активной области, в волноводных слоях и в эмиттерных слоях Р- и N-типов [38, 55], при температуре 140 °С в несколько раз превышают внутренние оптические потери в активной области. Использование асимметричных гетероструктур раздельного ограничения с расширенным волноводом в мощных полупроводниковых лазерах позволяет снизить фактор оптического ограничения в эмиттерных слоях до менее чем 1.5 % [55, 64], поэтому температурный рост суммарных внутренних оптических потерь должен определяться ростом потерь в активной области и в волноводных слоях лазерной гетероструктуры. При этом доля внутренних оптических потерь в волноводных слоях преобладает при высоких температурах. На рис. 17 приведены расчетные температурные зависимости концентрации носителей заряда в волноводных слоях, уровень которых способен обеспечить наблюдаемые внутренние оптические потери и насыщение ватт-амперных характеристик в мощных полупроводниковых лазерах [74]. Для насыщения ватт-амперных характеристик достаточно увеличить концентрацию носителей заряда в расширенном волноводе асимметричной структуры с  $3 \times 10^{16}$  до  $3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$  [74].

Эффект температурной делокализации и роста концентрации носителей заряда в волноводных слоях был обнаружен в лазерах, излучающих на длине волны 1060–1100 нм [82]. Одной из причин температурной делокализации носителей заряда является малая энергетическая глубина квантоворазмерных активных областей лазерных гетероструктур. Рост температуры приводит к увеличению пороговой концентрации носителей заряда и к их перераспределению в высокоэнергетичные состояния. В результате энергетическая глубина квантоворазмер-

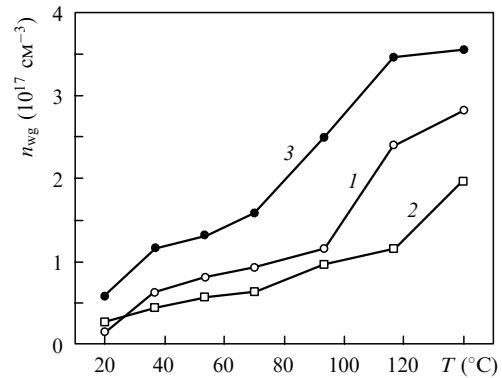


Рис. 17. Температурные зависимости концентраций  $n_{wg}$  носителей заряда в волноводных слоях полупроводниковых лазеров, изготовленных из гетероструктур с активной областью, расположенной между промежуточными слоями GaAs (1), с активной областью, расположенной между волноводными слоями AlGaAs (2), и с четырьмя квантовыми ямами (3).

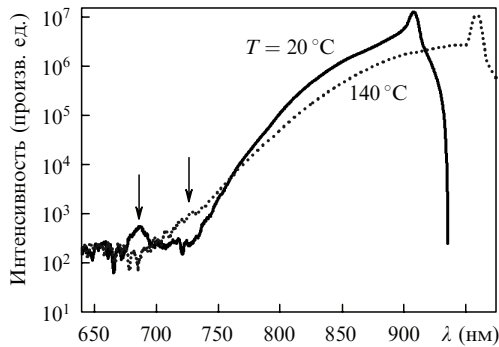


Рис.18. Спектры спонтанной рекомбинации полупроводникового лазера при токе накачки 13 А и температурах теплоотвода 20 и 140 °С. Стрелками обозначены полосы излучения волновода.

ных ям активной области становится недостаточной для ограничения носителей заряда.

Эффект делокализации и увеличения концентрации носителей заряда в волноводе лазеров, излучающих в диапазоне длин волн 900–920 нм, обнаруживается при исследовании спектров спонтанного излучения. На рис. 18 приведены спектры спонтанной рекомбинации для температур 20 и 140 °С [74]. При температуре 140 °С коротковолновый край спектра спонтанного излучения перекрывается с полосой излучения волновода. Это означает, что хвосты температурного распределения электронов и дырок перекрываются с разрешенными состояниями волноводного слоя. В результате в квантовой яме локализируются не все носители заряда, необходимые для достижения пороговой концентрации, и волноводный слой заполняется делокализованными носителями заряда. При температуре 20 °С коротковолновый край спектра спонтанного излучения не перекрывается с полосой излучения волновода, из чего следует, что делокализация носителей заряда в волноводных слоях отсутствует. В результате температурной делокализации носителей заряда в волноводных слоях исследуемых лазерных гетероструктур происходит рост внутренних оптических потерь на рассеяние свободных носителей заряда в волноводных слоях [74, 83].

#### 4. Основные положения концепции мощных полупроводниковых лазеров

Смещение активной области в лазерной гетероструктуре раздельного ограничения позволяет подавить генерацию мод высших порядков за счет снижения факторов оптического ограничения для этих мод и увеличить толщину волновода до 4 мкм и более. Расширение волновода ДГС РО снижает внутренние оптические потери в полупроводниковом лазере на пороге генерации практически до фундаментального предела. В непрерывном режиме генерации с увеличением тока накачки имеет место превышение температуры активной области лазерной гетероструктуры относительно температуры теплоотвода. В результате этого увеличивается пороговая концентрация носителей заряда и происходит их перераспределение в высокоэнергетичные состояния. Температурное размытие носителей заряда по энергетическим уровням плотности состояний приводит к делокализации носителей заряда в волноводные слои лазерной ДГС РО, к увеличению внутренних оптических потерь и, как следствие, к снижению дифференциальной квантовой эффективно-

сти. Снижение последней вызывает насыщение ватт-амперной характеристики полупроводниковых лазеров в непрерывном режиме генерации.

#### 5. Внутренний квантовый выход и влияние на него толщины активной области

Итак, первым основополагающим положением концепции мощных полупроводниковых лазеров является снижение внутренних оптических потерь и их сохранение с увеличением тока накачки, особенно в непрерывном режиме генерации.

Вторым основополагающим положением является достижение максимального квантового выхода спонтанной люминесценции в активной области лазерной гетероструктуры. Следует отметить, что это требование – общее для всех полупроводниковых лазеров – при создании мощных лазеров является необходимым и обязательным. К сожалению, важность его недооценивалась, поскольку внутренний квантовый выход стимулированного излучения может быть близок к 100 % при значительно меньшем внутреннем квантовом выходе спонтанной люминесценции. Следующим вводящим в заблуждение фактором является то, что в мощных полупроводниковых лазерах превышение рабочего тока накачки над порогом составляет 10–20 раз. Поэтому некоторый (до двух раз) рост порогового тока не может существенно повлиять на величину рабочего тока. Однако это верно только в том случае, если при этом не увеличиваются пороговая плотность тока и пороговая концентрация носителей заряда в активной области лазерной структуры. При увеличении пороговой концентрации растут внутренние оптические потери и вероятность температурной делокализации носителей заряда, что ведет к снижению выходной мощности полупроводникового лазера.

Активная область асимметричной лазерной ДГС РО чаще всего представляет собой сильно напряженный квантоворазмерный эпитаксиальный слой. Выбор оптимальной толщины слоя активной области для каждой длины излучения является сложной задачей. Для снижения пороговой плотности тока следует увеличить толщину активной области с целью увеличения фактора оптического ограничения. Толщина эпитаксиального слоя активной области ограничена критической толщиной слоя  $H_{cr}$  для выбранного несоответствия параметра решетки, которая может быть рассчитана из трансцендентного уравнения [82, 84]

$$H_{cr} = \frac{b(1 - \nu \cos^2 \varphi)}{2\pi f(1 + \nu) \sin \varphi \cos \theta} \left( \ln \frac{H_{cr}}{b \sin \theta} + 1 \right), \quad (6)$$

где  $\nu$  – коэффициент Пуассона;  $b$  – вектор Бюргерса;  $\varphi$  – угол между вектором Бюргерса и линией дислокации несоответствия ( $\varphi = 60^\circ$ );  $\theta$  – угол между плоскостью скольжения и межфазной границей ( $\theta = 54.74^\circ$ );  $f$  – несоответствие периодов решеток между слоем и подложкой.

Очень часто для расширения диапазона длин волн полупроводниковых лазеров применяют компенсирующие барьеры, которые сдерживают релаксацию упругих напряжений в лазерной структуре [85]. Введение барьеров позволяет увеличить толщину слоя активной области в асимметричной лазерной ДГС РО с расширенным волноводом без увеличения внутренних оптических потерь лазера. Это обусловлено малостью оптических по-

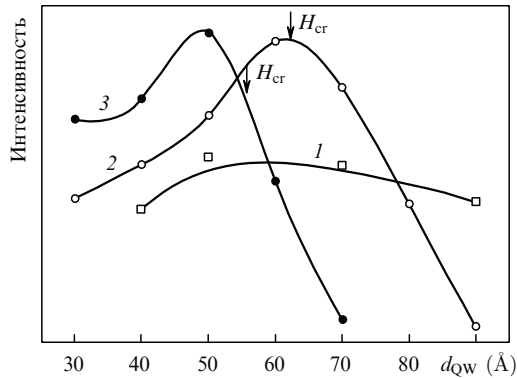


Рис.19. Зависимости относительной интенсивности максимума спектра фотолюминесценции от толщины слоя квантовой ямы  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  при  $x = 0.28$  (1), 0.39 (2) и 0.42 (3). Стрелками обозначена критическая толщина активной области  $H_{cr}$ .

терь в активной области относительно суммарных внутренних оптических потерь лазерной структуры со сверхшироким волноводом. Расширение волновода лазерной структуры раздельного ограничения свыше 1 мкм приводит к снижению фактора оптического ограничения активной области до величины порядка десятой доли процента. Это обстоятельство позволяет варьировать толщину активной области в широких пределах без нарушения основного требования концепции мощных полупроводниковых лазеров: не увеличивать суммарные внутренние оптические потери. С увеличением толщины активной области лазерной гетероструктуры (при фиксированном составе твердого раствора, в частности  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ) наблюдается улучшение таких характеристик, как пороговый ток, температурная чувствительность пороговой плотности тока, стимулированный квантовый выход и дифференциальная квантовая эффективность [86]. Максимально достижимая оптическая мощность излучения возрастает с увеличением толщины активной области до значений меньше критического. При толщине активной области свыше  $H_{cr}$  максимальная достигнутая оптическая мощность излучения резко снижается, вплоть до срыва генерации. Это связано с тем, что зависимость спонтанного внутреннего квантового выхода от толщины кванторазмерного эпитаксиального слоя активной области имеет максимум [86, 87], положение которого зависит от состава твердого раствора эпитаксиального слоя активной области. Чем больше расхождение параметров решетки слоя активной области и подложки, тем более выраженный максимум наблюдается в указанной зависимости (рис.19). Поэтому действительной критической толщиной активной области является толщина, соответствующая максимуму интенсивности фотолюминесцентного излучения [86, 87].

Таким образом, расширение волновода в асимметричной лазерной ДГС РО позволяет снизить внутренние оптические потери и оптимизировать толщину активной области с целью получения максимального квантового выхода спонтанной люминесценции.

## 6. Катастрофическая оптическая деградация зеркал и плотность оптической мощности

Увеличение оптической мощности полупроводникового лазера потребовало решение дополнительных задач. При излучаемой мощности лазера в непрерывном

режиме генерации более 5 Вт наступала катастрофическая оптическая деградация зеркал (КОДЗ) — начиналось разрушение грани резонатора Фабри–Перо в результате нагрева приповерхностной области активного слоя и волновода. В некоторой степени ситуацию улучшало нанесение диэлектрических покрытий на грани резонатора, что позволяло увеличить порог КОДЗ. Чаще всего деградация наступала на просветленной выходной грани резонатора Фабри–Перо при неизменной диодной вольт-амперной характеристике, и только в некоторых случаях (развитие КОДЗ в глубину эпитаксиальных слоев) наступал электрический пробой полупроводникового лазера. Использование расширенного волновода в конструкции лазерной структуры раздельного ограничения и развитие эпитаксиальных технологий сделало КОДЗ основной проблемой, сдерживающей увеличение оптической мощности полупроводникового лазера.

Изучению этой проблемы посвящено большое число работ [88–95], причем из-за коммерческих интересов на начальном этапе исследований часто имела место лишь констатация результатов и практически не затрагивались физические проблемы, приводящие к КОДЗ. В одной из первых работ [88] детально изучен локальный перегрев активной области, связанный с поглощением собственного излучения лазера приповерхностным, обедненным неравновесными носителями заряда слоем активной области с повышенной скоростью безызлучательной рекомбинации. Перегрев приповерхностной области активного слоя структуры относительно объема достигал нескольких десятков градусов, при этом он был максимальным в лазерных структурах, содержащих алюминий в слоях волновода и активной области [88]. Твердые растворы AlGaAs при контакте с кислородсодержащей атмосферой окисляются и покрываются слоем  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , причем слой окисла тем больше, чем выше содержание алюминия в твердом растворе [96]. Под слоем окисла остаются избыточные атомы галлия и мышьяка, что служит дополнительной причиной для поглощения излучения и усиления процессов безызлучательной рекомбинации, для разогрева приповерхностной области, уменьшения ширины запрещенной зоны и возникновения положительной обратной связи. Понимание этого процесса послужило началом исследований мощных полупроводниковых лазеров, не содержащих алюминий [71, 73, 76, 97]. Однако развитие технологии и увеличение излучаемой оптической мощности содержащих алюминий полупроводниковых лазеров свело на нет преимущества лазерных гетероструктур, не содержащих алюминий, благодаря чему на первое место вышли технологии очистки и пассивации поверхности граней резонатора перед нанесением диэлектрических просветляющих и зеркальных покрытий.

Одним из наиболее эффективных, но дорогостоящих способов нанесения таких покрытий является так называемый процесс E2 [98]. Его отличительной чертой является скалывание лазерных линеек в высоком вакууме с дальнейшей пассивацией или нитридизацией сколов резонатора. Главное преимущество метода состоит в отсутствии операции удаления оксидной пленки с поверхности сколотой грани. Дороговизна процесса и сложность технологического оборудования способствовали появлению ряда дешевых однотипных подходов к решению задачи очистки поверхности от оксидов и пассивации поверхности резонаторов Фабри–Перо. Наиболее

распространенный метод [99], запатентованный в России, предусматривает сухое химическое травление медленными ионами азота в высоком вакууме и последующую пассивацию поверхности грани резонатора ионами азота и естественным слоем нитрида. Метод допускает скалывание граней резонатора на воздухе, в сухом воздухе или в сухом азоте. Окисел  $Al_2O_3$  является достаточно прочным оксидом, поэтому для его удаления применяются тяжелые и высокоэнергетичные ионы аргона [100], а также плазма [101], после чего осуществляется пассивация поверхности с целью ее защиты от последующего окисления. Чаще всего используется нитридизация с образованием нитрида в атмосфере, обедненной кислородом, при этом чем меньше содержание кислорода, тем эффективнее процесс нитридизации.

Для защиты граней резонатора полупроводниковых лазеров на основе гетероструктур, не содержащих алюминий в составе полупроводниковых твердых растворов, может быть применен другой метод, не требующий травления высокоэнергетичными ионами. Действительно, травление ионами аргона приводит к частичному нарушению кристаллической структуры поверхности зеркала резонатора, поскольку дефекты начинают образовываться уже при энергиях ионов  $\sim 10$  эВ. Окислы на поверхности полупроводниковых твердых растворов, не содержащих алюминий, имеют меньшую прочность и химическую стабильность, чем окислы алюминия, поэтому для очистки таких поверхностей можно применять химически активные ионы водорода [102]. Поскольку кинетическая энергия используемых ионов водорода не превышает 1 эВ, поверхность граней резонатора после ее очистки остается практически бездефектной.

Для пассивации очищенных граней вместо нитридов иногда применяется ZnSe. Достаточно хорошее совпадение параметров решетки этого полупроводника с параметрами GaAs и его соединений дает благоприятно низкую концентрацию дефектов на гетерогранице, по крайней мере на участках зеркальных граней без окисла. Нанесение ZnSe осуществляется при низких (ниже  $300^\circ\text{C}$ ) температурах подложки из ячейки Кнудсена типового испарителя. Метод допускает скалывание резонаторов на воздухе, что делает его чрезвычайно экономичным и эффективным, однако его нельзя применять для изготовления зеркал в лазерах на основе твердых растворов, содержащих алюминий.

После появления огромного числа патентов, посвященных методам очистки и защиты поверхности зеркал лазерных граней, был опубликован ряд статей, в которых детально исследовались процессы, происходящие в приповерхностной области активного и волноводного слоев. В работе [103] приведены результаты уникальных исследований КОДЗ многомодовых полупроводниковых лазеров в импульсном режиме генерации. С разрешением  $\sim 7$  мкс изучалась динамика ближнего поля и тепловое распределение вдоль эпитаксиального слоя активной области. На начальном этапе наблюдалась абсолютная корреляция между измеряемыми характеристиками: росту температуры соответствовало снижение интенсивности в картине ближнего поля. Снижение мощности до уровня спонтанного излучения указывало место возникновения КОДЗа. Не менее детальное исследование приповерхностной рекомбинации и локального перегрева приповерхностной области активного слоя было проведено в работе [104]. В ней была продемонстрирована корреля-

ция между интенсивностью поверхностной рекомбинации и ростом температуры в приповерхностной области активного слоя лазерной гетероструктуры. Эти работы лишний раз подтвердили правильность и необходимость новых технологий очистки и пассивации граней лазерного резонатора.

Нельзя оставить без внимания направление исследований по созданию непоглощающего окна на поверхности скола лазерной структуры (см., напр., [105]). Это направление имеет право на существование и дает неплохие результаты, но ведет к усложнению и удорожанию полупроводникового лазера: необходимо выполнить заравнивание области скола непоглощающим слоем, провести температурный миксинг активного слоя в приповерхностной области, осуществить диффузию и т. д. [106, 107].

Одним из возможных вариантов решения проблемы КОДЗ в мощных полупроводниковых лазерах является расширение волновода лазерной гетероструктуры, которое приводит к снижению не только внутренних оптических потерь, но и плотности оптической мощности на торце резонатора. Увеличение толщины волновода на порядок, по сравнению с классической лазерной ДГС РО позволяет также на порядок повысить выходную оптическую мощность лазера, не меняя технологии нанесения диэлектрических покрытий на торцы резонатора. Экспериментально увеличение порога КОДЗ до 11 МВт/см<sup>2</sup> было достигнуто в лазерах на основе содержащих алюминий полупроводниковых твердых растворов [97], до 40 МВт/см<sup>2</sup> – в лазерах, не содержащих алюминий в эпитаксиальных слоях [24]. Встречающееся более быстрое наступление КОДЗ в лазерах, не содержащих алюминий, скорее свидетельствует о некоторых недостатках в применяемой технологии нанесения зеркал. Об этом можно судить по результатам последних работ, в которых использование новых технологий очистки и пассивации зеркал в сочетании с применением расширенного волновода, снижающего плотность мощности на выходном зеркале резонатора, позволило решить вопрос КОДЗ.

## 7. Срыв генерации в полупроводниковых лазерах с малыми внутренними оптическими потерями

Развитие концепции мощных полупроводниковых лазеров привело к созданию лазерных ДГС РО со сверхмалыми внутренними оптическими потерями. Результат достигнут благодаря расширению волновода лазерной структуры [25, 38, 55, 64, 68, 72], следствием чего было снижение как модового усиления, так и внутренних оптических потерь в пассивных областях лазерной структуры. Снижение модового усиления компенсировалось увеличением длины лазерного резонатора, а вот последствия снижения внутренних оптических потерь в пассивных областях практически не исследовались. Интерес к внутренним оптическим потерям в пассивных областях полупроводниковых многомодовых импульсных и непрерывных лазеров возник тогда, когда перестали работать стандартные способы борьбы с эффектом срыва генерации в мощных лазерах различных полосковых конструкций при высоких уровнях накачки [108, 109]. По всей видимости, с этим эффектом сталкивались все исследователи, занимающиеся лазерами на основе гетероструктур различного ограничения с малыми внутренними оптическими потерями. Однако детального обсуждения в связи

с прикладным характером проблемы эффект срыва генерации не устаивался.

Попытка исследования этого эффекта была предпринята в работе [110]. Внутренние оптические потери в исследуемых образцах лежали в диапазоне  $0.4-0.6 \text{ см}^{-1}$ , внутренний квантовый выход стимулированного излучения превышал 90 %, т. е. по излучательной эффективности лазерные диоды не уступали лучшим известным образцам. Независимо от длины резонатора у большинства образцов наблюдалось резкое, полное или частичное падение выходной оптической мощности, определяемое как срыв генерации, причем это явление имело обратимый характер и воспроизводилось при повторном цикле измерений. На рис.20 приведены характерные ватт-амперные характеристики полупроводниковых лазеров со срывом генерации [110]. В распределении интенсивности излучения в дальней зоне исследуемых образцов с ростом тока накачки наблюдалось постепенное увеличение расходимости излучения от 5 до  $14^\circ$ . В момент срыва генерации картина излучения в дальней зоне приходила в соответствие с картиной в предпороговом режиме. Одновременно с этим у торцов лазерного кристалла наблюдались узкие пики в распределении интенсивности излучения в ближней зоне в направлении, перпендикулярном оси резонатора (рис.21). Максимум спектра генерации после срыва смещался в длинноволновую область, что свидетельствовало о некотором снижении пороговой плотности тока и о сохранении режима генерации в исследуемых полупроводниковых лазерах мезаполосковой конструкции.

Основываясь на проведенных экспериментах, авторы статьи [110] сделали вывод о том, что с увеличением тока

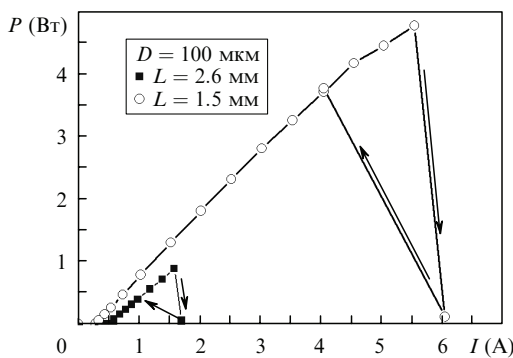


Рис.20. Зависимость непрерывной выходной оптической мощности от тока накачки для полупроводниковых лазеров с нанесенными на грани резонатора просветляющими и отражающими покрытиями при длинах резонатора 1.5 и 2.6 мм.

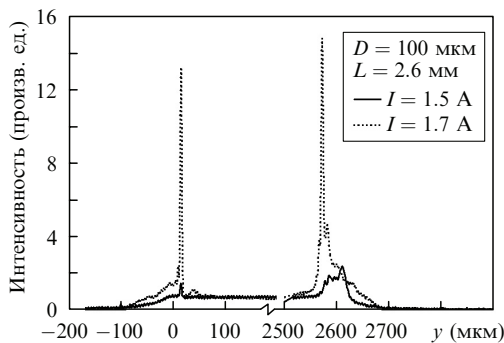


Рис.21. Распределение на боковой грани кристалла интенсивности излучения лазера в направлении, перпендикулярном оси излучения.

накачки в первую очередь выполняется пороговое условие для мод резонатора Фабри–Перо, поскольку внутренние оптические потери на поглощение компенсируются излучением, распространяющимся непосредственно по волноводу. Пассивные же области, не прокачиваемые током, требуют дополнительного просветления излучением, рассеянным из мезаполоскового волновода. В лазерных гетероструктурах с тонким волноводом и внутренними потерями, достигающими нескольких десятков обратных сантиметров, увеличение тока накачки не приводит к просветлению пассивных областей. В лазерных структурах с расширенным волноводом и внутренними оптическими потерями менее одного обратного сантиметра с увеличением тока накачки пассивные области мезаполосковой лазерной конструкции просветляются. Моды высшего порядка характеризуются составляющими, распространяющимися под большими углами к оси полоскового резонатора. Это многократно увеличивает долю рассеянного излучения, распространяющегося в пассивных областях лазера. При достижении некоторого значения тока накачки наступает просветление пассивных областей и выполняются пороговые условия для генерации замкнутой кольцевой моды четырехстороннего резонатора. Необходимо отметить, что порог генерации замкнутой кольцевой моды всегда ниже, чем любой моды резонатора Фабри–Перо, что и обуславливает срыв генерации мод лазерного резонатора.

Решение проблемы срыва генерации, как и монтаж лазерного кристалла на теплоотвод, лежит в области конструктивно-технологических задач и является «ноу-хау» изготовителей мощных полупроводниковых лазеров, которые ищут наиболее подходящие технологические процессы их производства. При решении этой очевидной, на первый взгляд, проблемы, направленной на предотвращение возникновения замкнутой кольцевой моды, следует учитывать удорожание и усложнение конструкции, снижение выхода годных активных элементов из пластины, увеличение теплового сопротивления и суммарных внутренних оптических потерь.

## 8. Импульсные полупроводниковые лазеры

### 8.1. Импульсный режим генерации полупроводниковых лазеров при высоких уровнях токовой накачки

Долгое время для всех полупроводниковых лазеров существовала незыблемая аксиома: достижение порога генерации означало прекращение роста концентрации носителей заряда в активной области лазера и стабилизацию уровня Ферми. Эта аксиома оставалась незыблемой до тех пор, пока не произошло существенного изменения внешних условий, к которому привели разработка и создание лазеров на основе ДГС РО: в 10–100 раз увеличилась рабочая плотность тока, а перегрев активной области лазера относительно теплоотвода достиг  $50-60^\circ\text{C}$ , что нарушило стабилизацию концентрации носителей заряда в активной области и в волноводном слое. Впервые это явление было обнаружено в работе [35], в которой исследовались ватт-амперные и спектральные характеристики полупроводниковых лазеров на основе ДГС РО. Суммируя полученные в [35] результаты, следует отметить, что средняя концентрация зарядов в волноводном слое лазерной структуры с увеличе-

нием тока накачки продолжает расти и после порога генерации, вследствие чего происходит насыщение ватт-амперной характеристики. В работе [111] исследование спектральных характеристик полупроводниковых лазеров было проведено при плотностях тока накачки до  $60 \text{ кА/см}^2$ . Авторы обнаружили уширение спектра спонтанного излучения активной области и рост концентрации носителей заряда за порогом генерации. К сожалению, исследуемые образцы полупроводниковых лазеров были изготовлены методом жидкостной эпитаксии, что создавало известные трудности при исследовании спектров генерации. Позднее в работах [112, 113] был подробно проанализирован эффект накопления носителей тока у эмиттера *p*-типа, приводящий к росту внутренних оптических потерь. В работе [114] теоретически рассматривался температурный выброс носителей тока в волновод из квантовой ямы, что объясняет рост токовых утечек с увеличением уровня накачки.

Потребовалось около десяти лет, чтобы произошла смена эпитаксиальных технологий и наступило понимание процессов, происходящих в лазерах, в том числе эффекта температурной делокализации носителей заряда в волноводные слои за счет перегрева активной области в непрерывном режиме генерации [73, 74], и в руки исследователей попали лазерные образцы, изготовленные методом МОС-гидридной эпитаксии [67]. В этой работе исследовались свойства лазерных диодов на основе асимметричных гетероструктур  $\text{InGaAs/GaAs}$  при импульсной накачке ( $\tau = 100 \text{ нс}$ ,  $F = 1 - 10 \text{ кГц}$ ) током с амплитудой до  $200 \text{ А}$ . Свойства и характеристики используемых лазерных диодов в непрерывном режиме накачки были хорошо изучены [25, 38, 55, 64]. Все измерения в импульсном режиме проводились при комнатной температуре. В импульсном режиме накачки была достигнута максимальная пиковая оптическая выходная мощность лазера, равная  $145 \text{ Вт}$  (рис.22). Анализ спектров излучения лазеров при разных уровнях импульсного возбуждения показал, что ширина спектра при высоких уровнях накачки достигает  $20 - 30 \text{ нм}$ , причем с увеличением тока расширение линии происходит не только в длинноволновую, но и в коротковолновую область спектра (рис.23). Температура перегрева активной области по оценке составляет  $10 - 12 \text{ }^\circ\text{C}$ . Зависимости распределения интенсивности излучения в ближней и дальней зонах лазерного диода показали, что генерация происходит равномерно по всей области излучения во всем диапазоне токов накачки. Ширина распределения интенсивности излучения в дальней зоне в плоскости, параллельной *p-n*-переходу, растет с увеличением тока накачки, что свидетельствует о возникновении мод высшего порядка. Ста-

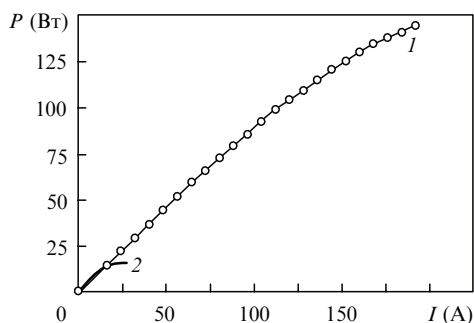


Рис.22. Ватт-амперная характеристика лазерного диода в импульсном (1) и непрерывном (2) режимах накачки.

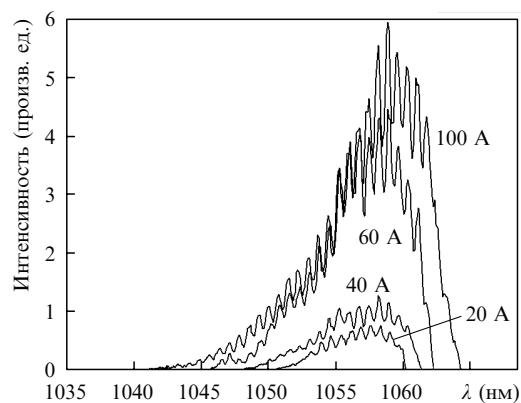


Рис.23. Спектры лазерного диода в импульсном режиме при различных токах накачки.

бильное поведение диаграммы направленности в плоскости, перпендикулярной *p-n*-переходу, говорит о сохранении одномодового характера излучения.

Более подробно исследования спектральных и мощностных характеристик полупроводниковых лазеров ближнего ИК диапазона ( $\lambda = 1.0 - 1.8 \text{ мкм}$ ) при сверхвысоких плотностях импульсного тока накачки проводились в работах [75, 115, 116]. Экспериментально показано, что смещение длины волны генерации в коротковолновую область связано с увеличением пороговой плотности тока и, следовательно, с ростом концентрации носителей заряда в активной области. Установлено, что в импульсном режиме накачки концентрация носителей заряда в активной области за порогом генерации возрастает в  $6 - 7$  раз и может достигать  $10^{19} \text{ см}^{-3}$  при плотностях тока более  $80 \text{ кА/см}^2$  и плотностях оптического излучения более  $100 \text{ МВт/см}^2$ . Одновременно с ростом концентрации носителей заряда в активной области увеличивается их концентрация в волноводных слоях; при этом происходит последовательное заполнение инжектированными носителями заряда активной области и волноводных слоев. При достижении пороговой концентрации в волноводе лазерной структуры открывается эффективный канал токовых утечек в виде стимулированной рекомбинации и наблюдается резкое снижение дифференциальной квантовой эффективности.

В работе [116] впервые теоретически исследованы процессы стимулированной рекомбинации в условиях роста концентрации носителей за порогом генерации лазера и получены выражения для скорости и времени стимулированной рекомбинации, концентрации излучаемых фотонов, квантового выхода стимулированного излучения и мощности выходящего из лазера излучения. Проведенные исследования доказывают, что насыщение ватт-амперных характеристик длинноволновых ( $1.3 - 1.8 \text{ мкм}$ ) полупроводниковых лазеров обусловлено усилением безызлучательной рекомбинации и увеличением оптических потерь, обусловленных ростом концентрации носителей в активной области гетеролазера за порогом генерации при высоких уровнях возбуждения.

Таким образом, переход к импульсному режиму накачки позволяет увеличить излучаемую оптическую мощность практически на порядок с сохранением всех основных лазерных характеристик. В непрерывном режиме генерации увеличение температуры активной области полупроводникового лазера на  $50 - 60 \text{ }^\circ\text{C}$  является главной причиной насыщения ватт-амперной характеристики.

Максимальная оптическая мощность в импульсном режиме генерации является пределом для непрерывного режима генерации полупроводникового лазера с идеальной системой термостабилизации [67, 115, 117]. Тем не менее при максимальных уровнях импульсной накачки все равно наблюдается насыщение ватт-амперной характеристики, причиной которого является не только разогрев активной области.

**8.2. Фундаментальный предел ограничения оптической мощности полупроводникового лазера**

Эффект насыщения ватт-амперной характеристики в импульсном режиме генерации подробнейшим образом изучался в полупроводниковых лазерах с шириной активной области 100 мкм, полученных на основе асимметричных гетероструктур раздельного ограничения методом МОС-гидридной эпитаксии [75]. Свойства и характеристики этих лазеров подробно исследованы в непрерывном режиме генерации [25, 55, 64]. На рис.24 приведены спектры генерации полупроводникового лазера при различных токах накачки в импульсном режиме. С ростом тока накачки наблюдается смещение длинноволновой границы спектра, обусловленное нагревом активной области за время импульса тока, а также расширение спектра в коротковолновую область. При плотности тока накачки 80–100 кА/см<sup>2</sup> ширина спектра генерации в некоторых случаях достигала 60 нм. Еще одной важной особенностью поведения спектра является насыщение максимума его интенсивности. После достижения некоторого уровня тока накачки интенсивность излучения прекращает расти и наблюдается только уширение спектра генерации. Очевидных причин, объясняющих этот эффект, нет. Расширение спектра генерации до 50–60 нм возможно только при условии выполнения пороговых условий для вышележащих энергетических уровней по отношению к уровням, уже участвующим в генерационном процессе. Для этого на вышележащих уровнях концентрация носителей заряда должна возрасти до порогового значения.

В работах [118, 119] рассматривался эффект насыщения усиления в квантоворазмерных гетероструктурах. Насыщением усиления в полупроводниковых лазерах принято называть отклонение от линейного закона роста усиления с током, характерное для лазеров с объемной активной областью. В полупроводниковых лазерах с квантоворазмерной активной областью эмпирически установлено, что усиление возрастает как логарифм пороговой концентрации [120]. Однако насыщение усиления

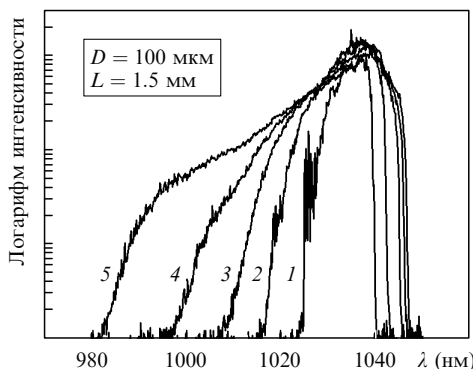


Рис.24. Спектры генерации в импульсном режиме лазерного диода при плотностях тока накачки 13 (1), 40 (2), 67 (3), 73 (4) и 80 кА/см<sup>2</sup> (5).

при росте тока накачки не может служить причиной насыщения интенсивности стимулированного излучения, поскольку она полностью определяется скоростью стимулированной излучательной рекомбинации, или временем жизни носителей заряда, участвующих в стимулированных излучательных переходах. Скорость стимулированной излучательной рекомбинации пропорциональна количеству инжектированных носителей и числу фотонов в резонаторе, причем нет физических причин, ограничивающих рост обоих параметров при увеличении тока накачки лазера. Поэтому, по мнению авторов [75], должна существовать фундаментальная причина, приводящая к насыщению интенсивности спектра генерации с ростом тока накачки.

Следуя квантовомеханическим представлениям о скорости рассеяния энергии носителей заряда на полярных оптических фононах в квантовой яме лазерной гетероструктуры [121, 122], время их рассеяния в изучаемой гетероструктуре можно оценить примерно в  $2 \times 10^{-11}$  с [75]. Необходимо отметить, что время рассеяния энергии электронов имеет тенденцию роста с увеличением концентрации электронов [121].

Используя скоростные уравнения для электронов и фотонов [121], можно определить время жизни стимулированных излучательных переходов:

$$\tau_{stim} = \frac{qN_{QW}V_{QW}}{\eta_{int}I}, \tag{7}$$

где  $q$  – заряд электрона;  $N_{QW}$  – концентрация электронов в активной области;  $V_{QW}$  – объем активной области;  $I$  – ток накачки лазера. В режиме генерации ток накачки связан с мощностью излучения [120] как

$$P = \eta_{int} \frac{\alpha_{ext}}{\alpha_{int} + \alpha_{ext}} \frac{hv}{q} (I - I_{th}), \tag{8}$$

где  $hv$  – энергия фотона;  $I_{th}$  – пороговый ток полупроводникового лазера. Подставив  $\eta_{int}/q$  из (8) в (7), можно выразить время стимулированных переходов в полупроводниковом лазере через мощность оптического излучения, в том числе определенную экспериментально. На рис.25 (кривая 2) приведена зависимость времени жизни электронов, участвующих в стимулированной излучательной рекомбинации, от плотности тока накачки полу-

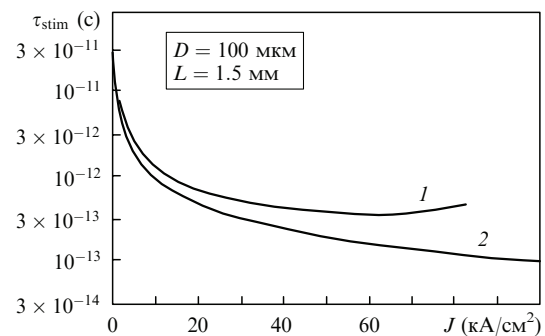


Рис.25. Расчетные зависимости усредненного стимулированного времени жизни носителей заряда в квантоворазмерной активной области от плотности тока накачки лазерного диода, полученные при следующих предположениях: пороговая концентрация носителей заряда в активной области растет с ростом тока накачки ( $I$ ) и пороговая концентрация и материальное усиление постоянны во всем диапазоне токов накачки ( $n_{th} = 5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ,  $G = 1600 \text{ см}^{-1}$ ) (2).

проводникового лазера [75]. В расчетах концентрация электронов принималась равной пороговой ( $5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ), а внутренний квантовый выход стимулированного излучения составлял 100%. Ход зависимости показывает, что в идеальном полупроводниковом лазере с ростом тока накачки время жизни стимулированной излучательной рекомбинации уменьшается. На рис.25 (кривая 1) приведена также аналогичная зависимость, рассчитанная из экспериментальных данных [75]. Время стимулированной излучательной рекомбинации начинает стабилизироваться, достигнув  $\sim 10^{-12}$  с.

Таким образом, за порогом генерации с увеличением тока накачки происходит уменьшение времен жизни носителей заряда, участвующих в стимулированной излучательной рекомбинации, и интенсивность излучения растет. При некотором токе накачки время жизни носителей заряда, участвующих в стимулированной излучательной рекомбинации, становится равным времени рассеяния энергии электронов, и для определенной группы энергетических переходов наступает насыщение скорости стимулированной излучательной рекомбинации. Концентрация носителей заряда (электронов) на уровнях, лежащих выше по энергии, возрастает и достигает порогового значения, из-за чего спектр генерации расширяется. Далее с ростом тока накачки процедура повторяется [75]. Необходимо отметить, что концентрация носителей заряда в волноводе растет также из-за увеличения температуры электронов в активной области [123].

Авторы работы [123] определили концентрацию и температуру горячих электронов и дырок как функцию плотности тока в режимах спонтанного и стимулированного излучения в лазерных квантоворазмерных InGaAs/GaAs-гетероструктурах раздельного ограничения. В режиме спонтанного излучения концентрация в активной области растет с увеличением тока, а температура носителей заряда мала. В режиме стимулированного излучения ситуация иная. Концентрация инжектированных носителей при не очень больших плотностях тока накачки (при токах, превышающих пороговый в несколько раз) стабилизируется и не растет с ростом тока, а температура носителей заряда увеличивается на несколько градусов. При плотностях тока, превышающих пороговую плотность в десятки и сотни раз, стабилизации не происходит: концентрация носителей заряда возрастает в несколько раз, а их температура при плотности тока 80 кА/см<sup>2</sup> увеличивается примерно до 450 К. Число выброшенных из активной области в барьер носителей заряда также растет из-за разогрева носителей заряда и вследствие увеличения их концентрации в активной области. Теоретически ослабить этот нежелательный процесс можно, увеличив глубину квантовой ямы [123]. Однако это увеличение ведет к росту времени энергетической релаксации носителей заряда, особенно в условиях роста концентрации горячих электронов и дырок.

### 8.3. Утечки носителей заряда в волноводный слой при высоких уровнях накачки

Обнаруженное увеличение концентрации носителей заряда в активной области ведет к росту токовых утечек. На рис.26 приведена зависимость интенсивности излучения из волноводного слоя в лазерной гетероструктуре от тока накачки, имеющая две характерные области при плотностях тока 15 и 60 кА/см<sup>2</sup>. Первая соответствует плотностям тока, при которых наступает насыще-

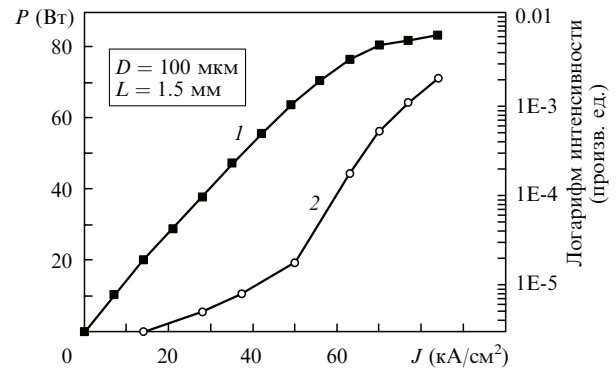


Рис.26. Зависимости выходной оптической мощности (1) и интенсивности максимума спектра люминесценции волноводного слоя в направлении, перпендикулярном оси резонатора (2), от плотности тока накачки лазерного диода в импульсном режиме генерации при температуре 20 °С.

ние максимума интенсивности в спектре генерации. Вторая – плотностям тока, соответствующим резкому падению дифференциальной квантовой эффективности. При наблюдении излучения вдоль оси резонатора вторая область совпадает с порогом генерации излучения из волноводных слоев.

Поведение токовых утечек в волноводном слое можно описать тремя процессами, соответствующими участкам с последовательно нарастающей интенсивностью. На первом участке (с наименьшей интенсивностью) излучательная рекомбинация в волноводе, прилегающем к р-эмиттеру, пропорциональна токовым утечкам из активной области и определяется избыточной концентрацией дырок в этой части волновода [35, 113]. На втором участке, после насыщения максимума интенсивности спектра генерации, концентрация в активной области начинает резко расти, и выброс носителей в волноводные слои также резко увеличивается [114]. Соответственно возрастает концентрация электронов в волноводе, прилегающем к р-эмиттеру, и токовые утечки в виде излучательной рекомбинации в волноводе растут. На третьем участке с ростом концентрации в активной области увеличивается выброс электронов в волноводные слои. Экспериментально это подтверждается ростом интенсивности излучения из волноводных слоев. Затем при некотором токе накачки концентрация выброшенных носителей достигает пороговой в части волноводного слоя и наблюдается генерация излучения из волноводного слоя. Это означает, что открывается эффективный канал утечек рекомбинационного тока из активной области. На ватт-амперной характеристике наблюдается излом и снижение дифференциальной квантовой эффективности (рис.26).

Интересный эффект, связанный с ростом концентрации носителей в активной области при увеличении уровня накачки, был обнаружен в [124]. В результате исследования полупроводниковых лазеров с квантоворазмерной активной областью, содержащей два электронных уровня размерного квантования, выявлено, что интегральный спектр генерации состоит из двух полос (рис.27). Авторы [124] показали, что условие инверсной населенности второго электронного уровня и двухполосная генерация достигаются, во-первых, за счет снижения стимулированного времени жизни на первом электронном уровне до величины, сравнимой с временем релаксации по энергии электронов в активной области, т. е. с време-



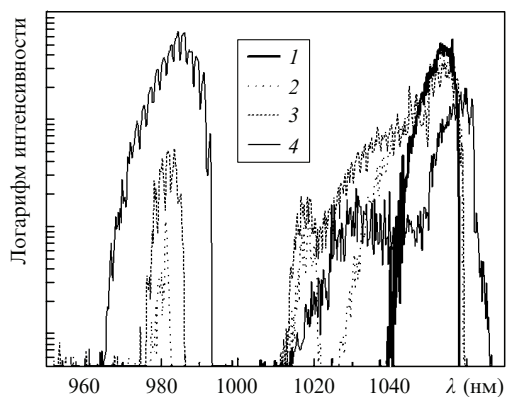


Рис. 27. Интегральный спектр двухполосной генерации лазерного диода с толщиной квантовой ямы 100 Å, длиной резонатора 1.5 мм, шириной мезаполоски 100 мкм в импульсном режиме генерации при плотностях тока накачки 13 (1), 35 (2), 80 (3), и 105 кА/см<sup>2</sup> (4).

нем доставки электронов на нижний электронный уровень, и, во-вторых, за счет более высокой плотности состояний для второго электронного уровня, чем для первого. Дальнейшее исследование динамики спектров показало, что с выполнением условий инверсной населенности для второго электронного уровня генерация с первого электронного уровня прекращается [125].

Следует отметить серию работ очень сильной группы исследователей [80, 126, 127], в которой они полностью подтвердили результаты, полученные предыдущими авторами. Переход к импульсному режиму работы позволил увеличить излучаемую оптическую мощность практически на порядок [80]. Была подтверждена основная причина насыщения ватт-амперной характеристики – увеличение концентрации носителей заряда в волноводных слоях [80, 126]. К сожалению, рост числа квантовых ям в лазерной ДГС РО с целью увеличения суммарной скорости энергетической релаксации носителей заряда в квантовых ямах не привел к ожидаемому увеличению оптической мощности, хотя авторы говорят о повышении надежности работы таких приборов [126]. В [127] теоретически и экспериментально проанализированы возможные причины насыщения ватт-амперной характеристики полупроводниковых лазеров в непрерывном и импульсном режимах генерации.

#### 8.4. Эпитаксиально-интегрированные туннельно-связанные лазерные структуры

Одним из способов повышения оптической мощности импульсных полупроводниковых лазеров является создание источников излучения на основе эпитаксиально-интегрированных туннельно-связанных лазерных гетероструктур [128–133]. Такая конструкция лазерной гетероструктуры имеет ряд преимуществ. Во-первых, мощность оптического излучения может быть увеличена в несколько раз за счет последовательной интеграции в одном кристалле лазерных структур. Такой прием возможен только для импульсных лазеров, поскольку в непрерывном режиме генерации активные области будут сильно перегреваться. Вторым преимуществом туннельно-связанных лазерных гетероструктур является снижение общего для всех структур тока накачки и увеличение напряжения на лазерном кристалле, что значительно упрощает создание импульсных источников питания с длительностью импульса тока менее 100 нс.

При создании эпитаксиально-интегрированных туннельно-связанных лазерных гетероструктур решаются две задачи: совмещение в едином технологическом процессе получения высокоэффективного туннельного р–п-перехода и асимметричной гетероструктуры раздельного ограничения с расширенным волноводом. Отдельная проблема состоит в разработке технологии создания активного элемента полосковой конструкции, состоящего из двух или трех эпитаксиально-интегрированных туннельно-связанных лазерных структур.

Основой для мощных импульсных и непрерывных полупроводниковых лазеров является асимметричная ДГС РО с расширенным волноводом [38, 55, 66]. Внутренние оптические потери в такой лазерной структуре состоят из суммы потерь в активной области, волноводных и эмиттерных слоях. Поэтому уровень легирования эмиттерных слоев выбирается из условий сохранения эффективной инжекции носителей заряда обоих знаков и минимального уровня потерь на рассеяние на свободных носителях заряда в эмиттерных слоях как наиболее сильно легированных. В эпитаксиально-интегрированных туннельно-связанных лазерных структурах между эмиттерами последовательно связанных структур помещается туннельный р–п-переход. В [134] показано, что для получения высокоэффективного р–п-перехода необходимо легирование слоев GaAs акцепторной и донорной примесью до уровня  $(8–9) \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Использование в качестве легирующих акцепторной (С) и донорной (Si) примесей позволяет получить резкий р–п-переход, обусловленный малым диффузионным размытием профилей обеих легирующих примесей.

Из общих соображений следует, что для оптимального проведения постростовых операций по формированию полосковой структуры активного элемента толщина эпитаксиально-интегрированной туннельно-связанной лазерной структуры должна быть минимизирована. В эпитаксиально-интегрированных туннельно-связанных лазерных гетероструктурах можно варьировать толщину эмиттеров, поскольку толщина волновода асимметричной структуры раздельного ограничения задана из условия минимальных внутренних оптических потерь [38, 55, 66]. В работе [133] толщины эмиттерных слоев были рассчитаны исходя из условия, что внутренние оптические потери такой структуры вследствие распространения излучения по слоям, образующим туннельный р–п-переход, не превышают 5%. Схематическое изображение энергетической зонной структуры и распределения электромагнитного излучения в волноводах такой лазерной структуры приведено на рис. 28 [133]. На рис. 29 показан скол эпитаксиально-интегрированной туннельно-связанной лазерной гетероструктуры, состоящей из трех асимметричных лазерных структур раздельного ограничения и изготовленной методом МОС-гидридной эпитаксии [133]. Для обеспечения полного токового ограничения во всех последовательных лазерных структурах мезаполоски, ограничивающие волновод активного элемента, протравливались на глубину двух или трех лазерных структур. Для равномерного и полного удаления продуктов травления и технологичности последующих постростовых операций форма мезаполосок была трапецевидной.

На рис. 30 [133] приведены ватт-амперные характеристики для мезаполосковых лазеров, изготовленных на основе эпитаксиально-интегрированных туннельно-свя-

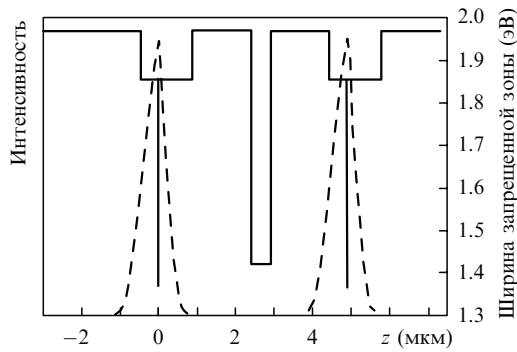


Рис.28. Схема энергетической зонной структуры эпитаксиально интегрированной туннельно-связанной лазерной гетероструктуры (сплошные линии) и распределение электромагнитного излучения в волноводах такой структуры (штриховые кривые).

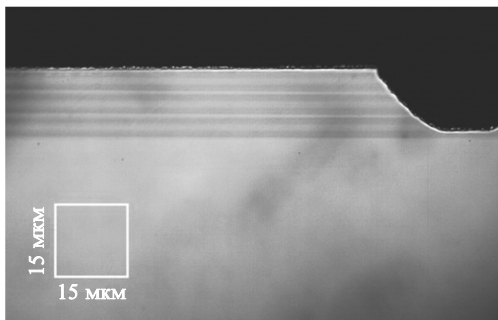


Рис.29. Фотография скола резонатора Фабри–Перо мезаполоскового лазера с тремя асимметричными лазерными гетероструктурами раздельного ограничения, последовательно соединенными туннельными p-n-переходами.

занных лазерных структур. Характерным для исследуемых лазерных структур является увеличение наклона ватт-амперной характеристики в два (2 Вт/А) и три (3 Вт/А) раза по сравнению с одиночными лазерными структурами. В образцах достигнуты плотности порогового тока  $J_{th} = 96 \text{ А/см}^2$ , внутренние оптические потери  $\alpha_{int} = 0.82 \text{ см}^{-1}$  и дифференциальное сопротивление  $R = 280 \text{ МОм}$  [133].

Чрезвычайно интересным практическим применением эпитаксиально-интегрированных туннельно-связанных структур является их использование для создания двухполосных источников излучения [135, 136]. В работе [137] показана возможность создания методом МОС-гидридной эпитаксии эпитаксиально-интегрированных туннельно-связанных лазерных гетероструктур, последо-

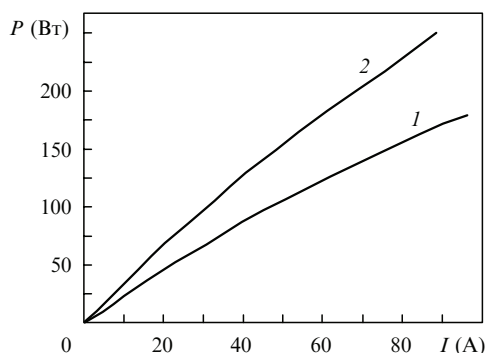


Рис.30. Ватт-амперные характеристики мезаполосковых лазеров на основе эпитаксиально-интегрированных структур с одним (1) и двумя (2) туннельными p-n-переходами.

вательно выращенных в одном технологическом процессе и имеющих различный состав твердого раствора активной области. На основе таких структур изготовлены мезаполосковые лазеры с апертурой  $150 \times 7 \text{ мкм}$  и получена независимая двухполосная генерация в одном источнике излучения. Продемонстрирована возможность управления длиной волны генерации за счет изменения толщины активной области в каждой туннельно-связанной лазерной структуре. Экспериментально показано, что в импульсном режиме генерации максимумы спектров генерации в туннельно-связанных лазерных структурах могут смещаться до 16 мЭВ при оптической мощности излучения в каждом источнике до 20 Вт [137].

## 9. Мощные полупроводниковые лазеры с распределенным брэгговским зеркалом

Одним из основных применений мощных полупроводниковых лазеров является накачка твердотельных оптических систем. Такие системы предъявляют жесткие требования к параметрам накачивающих лазеров – мощности излучения, спектральному диапазону и стабильности. К сожалению, как было показано выше, спектр излучения мощного полупроводникового лазера смещается в длинноволновую область и, что еще хуже, его ширина увеличивается с ростом тока накачки. Это сильно снижает эффективность оптической накачки твердотельных элементов. Желание сузить и стабилизировать спектр излучения полупроводникового лазера заставило вернуться к давно известной конструкции – распределенным брэгговским зеркалам. Сдерживающим фактором с технической стороны были малая глубина проникновения электромагнитной волны в эмиттерные слои лазерной структуры с расширенным волноводом, а также серьезное усложнение технологии и удорожание полупроводникового лазера.

Одними из первых, кто показал возможность получения распределенной обратной связи в многомодовом широком (100 мкм) полосковом лазере с длиной волны излучения 975 нм, были авторы [138, 139]. Для обеспечения устойчивого коэффициента связи волн они создали лазерную гетероструктуру с модой, вытекающей в эмиттер с нанесенной дифракционной решеткой. Для этого в Р-эмиттер помещался слой с показателем преломления, близким к показателю преломления волноводного слоя. Дифракционная решетка второго порядка глубиной 100 нм была изготовлена путем нанесения голографически экспонированного фоторезиста и последующего перемещения дифракционной решетки на нижележащий слой методом реактивного ионного травления. Затем структура заравнивалась слоем Р-эмиттера и контактным слоем. В результате был достигнут потрясающий результат – получена одночастотная генерация с шириной спектра  $\sim 2.5 \text{ \AA}$  при мощности излучения до 5 Вт и максимальном КПД 53% [138]. Температурный сдвиг при этом составил  $0.065 \text{ нм/К}$ . К сожалению, применение голографической экспозиции с последующим заравниванием делает данный метод экономически неоправданным.

Практически в то же время авторы [140] разработали экономичный вариант формирования дифракционной решетки в лазерной структуре одномодового лазера мезаполосковой конструкции. В этом варианте лазерная структура не претерпевала дополнительных конструктивных изменений. Дифракционная решетка шестого

или седьмого порядка наносилась на полностью готовую лазерную гетероструктуру, покрытую фоторезистом с помощью стандартной фотолитографии на длине волны 365 нм. Затем проводилось реактивное ионное травление на глубину  $\sim 2$  мкм. Отличительной особенностью активного элемента полупроводникового лазера в этом варианте является то, что область дифракционной решетки изолируется с помощью диэлектрика и остается электрически пассивной. Практическая реализация этого варианта, по-видимому, сложна, поскольку о создании многомодового полоскового лазера с распределенным брэгговским зеркалом эти же авторы сообщили только через пять лет [141]. Для получения нужного коэффициента отражения длина дифракционной решетки должна достигать 500 мкм, а сама решетка изготавливаться с углом блеска. В такой конструкции удалось снизить ширину спектра до 1 нм во всем диапазоне мощностей излучения (вплоть до 14 Вт) в непрерывном режиме генерации. Перестройка по длине волны излучения составила  $\sim 3.5$  нм. В квазинепрерывном режиме генерации спектр расширялся до 1.5 нм, а температурная перестройка не наблюдалась вплоть до мощности 23 Вт [141]. Необходимо отметить, что авторам удалось сохранить внутренние оптические потери на уровне  $0.76 \text{ см}^{-1}$ , что является удивительным достижением при внедрении в структуру дифракционной решетки длиной 500 мкм.

## 10. Заключение. Фундаментальные, конструктивные и технологические факторы, влияющие на предельные параметры мощных полупроводниковых лазеров

Таким образом, концепция мощных полупроводниковых лазеров состоит из ряда положений, или требований, которые необходимо выполнять при создании таких лазеров. Эти положения можно разделить на три группы: технологические, конструктивные и фундаментальные.

Для выполнения технологических требований необходимо располагать высококачественным оборудованием и технологиями эпитаксиального осаждения наноразмерных и микронных полупроводниковых слоев, нанесения диэлектрических покрытий высокой прочности на торцы резонаторов Фабри–Перо, нанесения омических контактов на лазерные структуры и монтажа лазерных кристаллов на теплоотводы.

Уровень совершенства молекулярно-пучковой и МОС-гидридной технологий позволяет осаждавать эпитаксиальные слои высокого кристаллографического качества, обеспечивающего протекание токов накачки высокой плотности и нагрев до высоких температур без дефектообразования.

Уровень современного высоковакуумного оборудования для травления и нанесения диэлектрических покрытий позволяет достигать высокой оптической прочности диэлектрических зеркал, наносимых на торцы лазерного резонатора. Оборудование должно обеспечивать возможность предварительного удаления окисного слоя с зеркальной поверхности и возможность последующей пассивации или обеспечивать условия нанесения диэлектрических покрытий без окисления зеркальных поверхностей.

Уровень современного технологического оборудования позволяет наносить однородные слои металлов постоянной толщины и обеспечивать омическое сопроти-

вление 20–50 мОм. При необходимости последовательность технологических операций может обеспечивать дополнительное увеличение уровня легирования полупроводниковых материалов за счет поддиффузии легирующей примеси.

Перечисленные технологические требования не носят фундаментального характера, т.к. обе составляющие технологического процесса (технологическое оборудование и квалификация обслуживающего персонала) могут совершенствоваться практически до бесконечности.

Группа конструктивных требований концепции мощных полупроводниковых лазеров состоит из жестких условий, предъявляемых к лазерной гетероструктуре раздельного ограничения.

Асимметричная лазерная гетероструктура раздельного ограничения с расширенным волноводом должна обеспечивать снижение внутренних оптических потерь до минимально возможного уровня и сохранение генерации на основной поперечной моде расширенного волновода.

Толщина напряженной квантоворазмерной активной области должна быть выбрана из условия обеспечения максимального квантового выхода в активной области лазерной структуры.

Энергетическая глубина квантовой ямы активной области должна быть максимально увеличена для снижения уровня температурной делокализации носителей заряда из активной области.

Толщина и число квантовых ям активной области асимметричной лазерной гетероструктуры раздельного ограничения с расширенным волноводом должны быть максимально увеличены с целью повышения температурной стабильности пороговой плотности тока.

Фундаментальные положения концепции мощных полупроводниковых лазеров являются следствием фундаментальных причин, ограничивающих максимальную оптическую мощность. Основной причиной в случае непрерывного режима работы лазера является нагрев лазерного кристалла. В импульсном режиме генерации фундаментальной причиной, ограничивающей мощность оптического излучения, является конечность времени энергетической релаксации носителей заряда в слое активной области.

## 11. Литература

1. Басов Н.Г., Крохин О.Н., Попов Ю.М. *ЖЭТФ*, **40**, 1879 (1961).
2. Наследов Д.Н., Рогачев А.А., Рывкин С.М., Царенков Б.В. *ФТТ*, **4**, 1062 (1962).
3. Алферов Ж.И., Казаринов Р.Ф. А.с. № 181737 (1963).
4. Kroemer H. *Proc. IEEE*, **51**, 1782 (1963).
5. Алферов Ж.И., Андреев В.М., Гарбузов Д.З., Жилев Ю.В., Морозов Е.П., Трофим Е.Л. *ФТП*, **4**, 1826 (1970).
6. Hayashi I., Panish M.B., Foy P.W., Sumski S. *Appl. Phys. Lett.*, **17**, 109 (1970).
7. Van der Ziel J.P., Dingl R., Miller R.C., Wiegmann W., Nordleind W.A., Jr. *Appl. Phys. Lett.*, **26**, 463 (1975).
8. Tsang W.T. *Appl. Phys. Lett.*, **40**, 217 (1982).
9. Долгинов Л.М., Дракин А.Е., Елисеев П.Г., Свердлов Б.Н., Скрипкин Б.А., Шевченко Е.Г. *Квантовая электроника*, **11** (4), 645 (1984).
10. Алферов Ж.И., Гарбузов Д.З., Нивин А.Б., Овчинников А.В., Тарасов И.С. *Письма в ЖТФ*, **19**, 456 (1985).
11. Алферов Ж.И., Гарбузов Д.З., Кижяев К.Ю., Нивин А.Б., Овчинников А.В., Соколова З.Н., Тарасов И.С. *Письма в ЖТФ*, **12**, 210 (1986).
12. Алферов Ж.И., Андреев В.М., Казаринов Р.Ф., Портной Е.Л.,

- Сулис Р.А. А.с. № 392875 (1971).
13. Алферов Ж.И., Гуревич С.А., Казаринов Р.Ф., Мизеров М.Н., Е.Л. Портной, Сейся Р.П., Сулис Р.А. *ФТП*, **8**, 832 (1974).
  14. Hirota O., Suematsu Y. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-15**, 142 (1979).
  15. Lang R., Kobayashi K. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-16**, 347 (1979).
  16. Казаринов Р.Ф., Сулис Р.А. *ФТП*, **5**, 707 (1971); **6**, 120 (1972).
  17. Yonezu H., Sakuma I., Kobayashi K., Kamejima T., Ueno M., Naniishi Y. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **12**, 1585 (1973).
  18. Hakki V.W. *J. Appl. Phys.*, **44**, 5021 (1973).
  19. Но Р.-Т., Glasser L.A. *Appl. Phys. Lett.*, **33**, 241 (1978).
  20. Ito H., Yokoyma H., Inaba H. *Electron. Lett.*, **15**, 738 (1979).
  21. Курбатов Л.Н., Шахиджанов С.С., Быстрова Л.В., Крапухин В.В., Коложенкова С.И. *ФТП*, **4**, 2025 (1970).
  22. Alphonse G.A., Gilbert D.B., Harvey M.G., Ettenberg M. *IEEE J. Quantum Electron.*, **24**, 2454 (1988).
  23. Алферов Ж.И., Антонишкис Н.Ю., Арсентьев И.Н., Гарбузов Д.З., Колышкин В.И., Налет Т.А., Стругов Н.А., Тикунов А.С. *ФТП*, **22**, 1031 (1988).
  24. Лившиц Д.А., Егоров А.Ю., Кочнев И.В., Капитонов В.А., Лантратов В.М., Леденцов Н.Н., Налет Т.А., Тарасов И.С. *ФТП*, **35** (3), 380 (2001).
  25. Pikhin N.A., Slipchenko S.O., Sokolova Z.N., Stankevich A.L., Vinokurov D.A., Tarasov I.S., Alferov Zh.I. *Electron. Lett.*, **40** (22), 1413 (2004).
  26. Tsang W.T. *Appl. Phys. Lett.*, **40**, 217 (1982).
  27. Алферов Ж.И., Васильев А.И., Иванов С.В., Копьев П.С., Леденцов Н.Н., Луценко М.Э., Мельцер Б.Я., Устинов В.М. *Письма в ЖТФ*, **14**, 1803 (1988).
  28. Алферов Ж.И., Андреев В.М., Аксёнов В.Ю., Налет Т.А., Румянцев В.Д., Нгуен Тхань Фьонг, Хвостиков В.П. *Письма в ЖТФ*, **14** (22), 2057 (1988).
  29. Алферов Ж.И., Арсентьев И.Н., Вавилова Л.С., Гарбузов Д.З., Красовский В.В. *ФТП*, **18** (9), 1655 (1984).
  30. Евтихийев В.П., Гарбузов Д.З., Соколова З.Н., Тарасов И.С., Халфин В.Б., Чалый В.П., Чудинов А.В. *ФТП*, **19** (8), 1420 (1985).
  31. Алферов Ж.И., Гарбузов Д.З., Нивин А.Б., Овчинников А.В., Тарасов И.С. *ФТП*, **19** (3), 450 (1985).
  32. Алферов Ж.И., Гарбузов Д.З., Зайцев С.В., Нивин А.Б., Овчинников А.В., Тарасов И.С. *ФТП*, **21**(5), 824 (1987).
  33. Гарбузов Д.З., Чалый В.П., Чудинов А.В., Свелокузов А.Е., Овчинников А.В. *ФТП*, **21** (3), 437 (1987).
  34. Гарбузов Д.З., Зайцев С.В., Ильин Ю.В., Налет Т.А., Овчинников А.В., Тарасов И.С. *Письма в ЖТФ*, **16** (9), 50 (1990).
  35. Гарбузов Д.З., Овчинников А.В., Пихтин Н.А., Соколова З.Н., Тарасов И.С., Халфин В.Б. *ФТП*, **25** (5), 928 (1991).
  36. Garbuzov D.Z., Antonichkis N.Y., Bondarev A.D., Gulakov A.B., Zhigulin S.N., Katsavets N.I., Kochergin A.V., Rafailov E.U. *IEEE J. Quantum Electron.*, **27**, 1531 (1991).
  37. Al-Muhanna A., Mawst L.J., Botez D., Garbuzov D.Z., Martinelly R.U., Conolly J.C. *Appl. Phys. Lett.*, **73**, 1182 (1998).
  38. Пихтин Н.А., Слипченко С.О., Соколова З.Н., Тарасов И.С. *ФТП*, **38**, 374 (2004).
  39. Зеегер К. *Физика полупроводников* (М.: Мир, 1977).
  40. Фистуль В.И. *Введение в физику полупроводников* (М.: Высшая школа, 1975).
  41. Кейси Х., Паниш М. *Лазеры на гетеропереходах* (М.: Мир, 1981, т.1).
  42. Adachi S. *Physical Properties of III-V Semiconductor Compounds* (New Yrk: John Wiley & Sons, 1992).
  43. Nabiev R.F., Vail E.C., Chang-Hasnain C.J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **31**, 234 (1995).
  44. Al-Muhanna A., Mawst L.J., Botez D., Garbuzov D.Z., Martinelly R.U., Conolly J.C. *Appl. Phys. Lett.*, **62**, 2402 (1993).
  45. He X., Srinivasan S., Wilson S., Mitchell C., Patel R. *Electron. Lett.*, **34**, 2126 (1998).
  46. Livshits D.A., Kochnev I.V., Lantratov V.M., Ledentsov N.N., Nalet T.A., Tarasov I.S., Alferov Zh.I. *Electron. Lett.*, **36**, 1848 (2000).
  47. Bugge F., Erbert G., Fricke J., Gramlich S., Staske R., Wensel H., Zeimer U., Weyers M. *Appl. Phys. Lett.*, **79**, 1965 (2001).
  48. Пихтин Н.А., Слипченко С.О., Соколова З.Н., Тарасов И.С. *ФТП*, **36**, 365 (2002).
  49. Костко И.А., Евтихийев В.П., Котельников Е.Ю., Зегря Г.Г., *ФТП*, **33**, 752 (1999).
  50. Ikegami T. *IEEE J. Quantum Electron.*, **8**, 470 (1972).
  51. Gordon E.I. *IEEE J. Quantum Electron.*, **9**, 772 (1973).
  52. Krupka D.C. *IEEE J. Quantum Electron.*, **11**, 390 (1975).
  53. Levin L. *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques*, **23**, 576 (1975).
  54. Herzinger C.M., Lu C.C., DeTemple T.A., Chew W.C. *IEEE J. Quantum Electron.*, **29**, 2272 (1993).
  55. Слипченко С.О., Винокуров Д.А., Пихтин Н.А., Соколова З.Н., Станкевич А.Л., Тарасов И.С., Алферов Ж.И. *ФТП*, **38** (12), 1477 (2004).
  56. Швейкин В.И., Геловани В.А. *Квантовая электроника*, **32**, 683 (2002).
  57. Temmyo J., Sugo M. *Electron. Lett.*, **31**, 642 (1995).
  58. Vakhshoori D., Hobson W.S., Han H., Lopate J., Henein G.E., Wynn J.D., de Jong J., Schnoes M.L., Zydzik G.J. *Electron. Lett.*, **32**, 1007 (1996).
  59. Verdiell J.M., Ziari M., Welch D.F. *Electron. Lett.*, **32**, 1817 (1996).
  60. Звонков Н.Б., Ахлестина С.А., Ершов А.В., Звонков Б.Н., Максимов Г.А., Ускова Е.А. *Квантовая электроника*, **26**, 217 (1999).
  61. Donnelly J.P., Huang R.K., Walpole J.N., Missaggia L.J., Harris C.T., Plant J.J., Bailey R.J., Mull D.E., Goodhue W.D., Turner G.W. *IEEE J. Quantum Electron.*, **39**, 289 (2003).
  62. Слипченко С.О., Пихтин Н.А., Фетисова Н.В., Хомылев М.А., Мармалюк А.А., Никитин Д.Б., Падалица А.А., Булаев П.В., Залевский И.Д., Тарасов И.С. *Письма в ЖТФ*, **29**, 26 (2003).
  63. Pinkas E., Miller V.I., Kayashi I., Foy P.W. *IEEE J. Quantum Electron.*, **9**, 281 (1973).
  64. Винокуров Д.А., Зорина С.А., Капитонов В.А., Мурашова А.В., Николаев Д.Н., Станкевич А.Л., Хомылев М.А., Шамахов В.В., Лешко А.Ю., Лютецкий А.В., Налет Т.А., Пихтин Н.А., Слипченко С.О., Соколова З.Н., Фетисова Н.В., Тарасов И.С. *ФТП*, **39** (3), 388 (2005).
  65. Андреев А.Ю., Лешко А.Ю., Лютецкий А.В., Мармалюк А.А., Налет Т.А., Падалица А.А., Пихтин Н.А., Сабитов Д.Р., Симаков В.А., Слипченко С.О. и др. *ФТП*, **40** (5), 628 (2006).
  66. Винокуров Д.А., Станкевич А.Л., Шамахов В.В., Капитонов В.А., Лешко А.Ю., Лютецкий А.В., Николаев Д.Н., Пихтин Н.А., Рудова Н.А., Соколова З.Н., Слипченко С.О., Хомылев М.А., Тарасов И.С. *ФТП*, **40** (6), 764 (2006).
  67. Винокуров Д.А., Капитонов В.А., Лютецкий А.В., Николаев Д.Н., Пихтин Н.А., Рожков А.В., Рудова Н.А., Слипченко С.О., Станкевич А.Л., Фетисова Н.В., Хомылев М.А., Шамахов В.В., Борщев К.С., Тарасов И.С. *Письма в ЖТФ*, **32** (16), 47 (2006).
  68. Лютецкий А.В., Борщев К.С., Бондарев А.Д., Налет Т.А., Пихтин Н.А., Слипченко С.О., Фетисова Н.В., Хомылев М.А., Мармалюк А.А., Рябоштан Ю.Л., Симаков В.А., Тарасов И.С. *ФТП*, **41** (7), 883 (2007).
  69. Андреев А.Ю., Зорина С.А., Лешко А.Ю., Лютецкий А.В., Мармалюк А.А., Мурашова А.В., Налет Т.А., Падалица А.А., Пихтин Н.А., Сабитов Д.Р., Симаков В.А., Слипченко С.О., Телегин К.Ю., Шамахов В.В., Тарасов И.С. *ФТП*, **43** (4), 543 (2009).
  70. Мурашова А.В., Винокуров Д.А., Пихтин Н.А., Слипченко С.О., Шамахов В.В., Васильева В.В. и др. *ФТП*, **42** (7), 882 (2008).
  71. 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** (3), 357 (2008).
  72. Алуев А.В., Лешко А.Ю., Лютецкий А.В., Пихтин Н.А., Слипченко С.О., Фетисова Н.В., Чельный А.А., Шамахов В.В., Симаков В.А., Тарасов И.С. *ФТП*, **43** (4), 556 (2009).
  73. Ладугин М.А., Мармалюк А.А., Падалица А.А. Пихтин Н.А., Подоскин А.А., Рудова Н.А., Слипченко С.О., Шашкин И.С., Бондарев, Тарасов И.С. *ФТП*, **44** (10), 1417 (2010).
  74. Пихтин Н.А., Слипченко С.О., Шашкин И.С., Ладугин М.А., Мармалюк А.А., Подоскин А.А., Тарасов И.С. *ФТП*, **44** (10), 1411 (2010).
  75. Слипченко С.О., Соколова З.Н., Пихтин Н.А., Борщев К.С., Винокуров Д.А., Тарасов И.С. *ФТП*, **40** (8), 1017 (2006).
  76. Kanskar M., Earles T., Goodnough T.J., Stiers E., Botez D., Mawst L.J. *Electron. Lett.*, **41** (5), 245 (2005).

77. Knigge A., Erbert G., Jonsson J., Pittroff W., Staske R., Sumpf B., Weyers M., Trankle G. *Electron. Lett.*, **41** (5), 250 (2005).
78. Pietrzak A., Wenzel H., Erbert G., Tränkle G. *Opt. Lett.*, **33** (19), 2188 (2008).
79. Crump P., Blume G., Paschke K., Staske R., Pietrzak A., Zeimer U., Einfeldt S., Ginolas A., Bugge F., Häusler K., Ressel P., Wenzel H., Erbert G. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **7198**, 719814 (2009).
80. Pietrzak A., Crump P., Wenzel H., Staske R., Erbert, G., Tränkle G. *Semicond. Sci. Technol.*, **24**, 035020 (2009).
81. Diehl R. *High-Power Diode Lasers: Fundamentals, Technology, Applications* (Berlin: Springer, 2000).
82. Matthews J.W. *The J. Vacuum Sci. Technol.*, **12**, 126 (1975).
83. Слипченко С.О., Шашкин И.С., Вавилова Л.С., Винокуров Д.А., Лютецкий А.В., Пихтин Н.А., Подоскин А.А., Станкевич А.Л., Фетисова Н.В., Тарасов И.С. *ФТП*, **44** (5), 688 (2010).
84. Matthews J.W., Mader S., Light T.B. *J. Appl. Phys.*, **41**, 3800 (1970).
85. Шамахов В.В., Винокуров Д.А., Станкевич А.Л., Капитонов В.А., Зорина С.А., Николаев Д.Н., Мурашова А.В., Тарасов И.С. *Письма в ЖТФ*, **31** (23), 1 (2005).
86. Винокуров Д.А., Васильева В.В., Капитонов В.А., Лютецкий А.В., Николаев Д.Н., Пихтин Н.А., Слипченко С.О., Станкевич А.Л., Шамахов В.В., Фетисова Н.В., Тарасов И.С. *ФТП*, **44**, 246 (2010).
87. Винокуров Д.А., Капитонов В.А., Николаев Д.Н., Соколова З.Н., Станкевич А.Л., Шамахов В.В., Тарасов И.С. *ФТП*, **43**, 1374 (2009).
88. Алфёров Ж.И., Кацавец Н.И., Петриков В.Д., Тарасов И.С., Халфин В.Б. *ФТП*, **30** (3), 474 (1996).
89. Henry C.H., Petroff P.M., Logan R.A., Merrit F.R. *J. Appl. Phys.*, **50**, 3721 (1979).
90. Todoroki S., Sawai M., Aiki K. *J. Appl. Phys.*, **58**, 1124 (1985).
91. Brugger H., Epperlein P.W. *Appl. Phys. Lett.*, **56**, 1149 (1990).
92. Tang W.C., Rosen H.J., Vettiger P., Webb D.J. *Appl. Phys. Lett.*, **58**, 557 (1991).
93. Yoo J.S., Lee H.N., Zory P. *IEEE J. Quantum Electron.*, **28**, 635 (1992).
94. Cole J.V., Lee H.N. *IEEE J. Quantum Electron.*, **29**, 322 (1993).
95. Chen G., Tien C.L. *J. Appl. Phys.*, **74**, 2167 (1993).
96. Анкудинов А.В., Евтихийев В.П., Токранов В.Е., Улин В.П., Титков А.Н. *ФТП*, **33** (5), 594 (1999).
97. Botez D. *Compound Semiconductors*, **5** (6), 24 (1998).
98. Gasser M., Latta E.E. *Method for Mirror Passivation of Semiconductor Laser Diodes*, US Patent 5 144 634, Sep. 1, 1992.
99. Линдстрем Л.К., Бликст П.Н., Седрхольм С.Х., Сринивасан А., Карлстрем К-Ф. Патент № 2303317 от 09.08.2002.
100. Kawazu Z., Tashiro Y., Shima A., Suzuki D., Nishiguchi H., Yagi T., Omura E. *IEEE J. Selected Topics in Quantum Electron.*, **7** (2), 184 (2001).
101. Hirota O., Hideyoshi H., Toshinari F. *Compound Semiconductor Light Emitting Device*, European Patent EP1 006 629, Jul. 7, 2000.
102. Ressel P., Erbert G., Zeimer U., Häusler K., Beister G., Sumpf B., Klehr A., Tränkle G. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **17** (5), 962 (2005).
103. Ziegler M., Tomm J.W., Reeber D., Elsaeser T., Zeimer U., Larsen H.E., Petersen P.M., Andersen P.E. *Appl. Phys. Lett.*, **94**, 191101 (2009).
104. Ziegler M., Talalaev V., Tomm J.W., Elsaeser T., Ressel P., Sumpf B., Erbert G. *Appl. Phys. Lett.*, **92**, 203506 (2008).
105. Lammert R.M., Osowski M.L., Oh S.W., Panja C., Ungar J.E. *Electron. Lett.*, **42** (9) 535 (2006).
106. Walker C.L., Bryce A.C., Marsh J.H. *IEEE Photonics. Technol. Lett.*, **14** (10), 1394 (200).
107. Marsh J. *Semicond. Sci. Technol.*, **8**, 1136 (1993).
108. Komissarov A., Maiorov M., Menna R., Todorov S., Connolly J., Garbuzov D., Khalif V., in *Proc. Conf. CLEO'2001* (Baltimore, 2001, Paper CMG1).
109. Лешко А.Ю., Лютецкий А.В., Пихтин Н.А., Слипченко С.О., Соколова З.Н., Фетисова Н.В., Голикова Е.Г., Рябоштан Ю.А., Тарасов И.С. *ФТП*, **36**, 1393 (2002).
110. Слипченко С.О., Винокуров Д.А., Лютецкий А.В., Пихтин Н.А., Станкевич А.Л., Фетисова Н.В., Бондарев А.Д., Тарасов И.С. *ФТП*, **43** (10), 1409 (2009).
111. Пихтин Н.А., Тарасов И.С., Иванов М.А. *ФТП*, **28** (11), 1983 (1994).
112. Ryvkin B.S., Avrutin E.A. *J. Appl. Phys.*, **97**, 123103 (2005).
113. Ryvkin B.S., Avrutin E.A. *J. Appl. Phys.*, **97**, 113106 (2005).
114. Asryan L.V., Gun'ko N.A., Polkovnikov A.S., Zegrya G.G., Suris R.A., Lau P.-K., Makino T. *Semicond. Sci. Technol.*, **15**, 1131 (2000).
115. Винокуров Д.А., Капитонов В.А., Лютецкий А.В., Пихтин Н.А., Слипченко 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).
116. Лютецкий А.В., Борщёв К.С., Пихтин Н.А., Слипченко С.О., Соколова З.Н., Тарасов И.С. *ФТП*, **42** (1), 106 (2008).
117. Tarasov I.S., Pikhlin N.A., Slipchenko S.O., Sokolova Z.N., Vinokurov D.A., Kapitonov V.A., Khomylev M.A., Leshko A.Yu., Lyutetskiy A.V., Stankevich A.L. *Spectrochim. Acta, Pt A*, **66**, 819 (2007).
118. Зегря Г.Г., Соловьев И.Ю. *ФТП*, **39**, 636 (2005).
119. Гарбузов Д.З., Тикунов А.В., Халфин В.Б. *ФТП*, **21**, 1085 (1987).
120. Coldren L.A., Corzine S.W. *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits* (New York: John Wiley and Sons, 1995).
121. Воробьев Л.Е., Данилов С.Н., Зерова В.Л., Фирсов Д.А. *ФТП*, **37**, 604 (2003).
122. Воробьев Л.Е., Данилов С.Н., Ивченко Е.Л., Левинштейн М.Е., Фирсов Д.А., Шальгин В.А. *Кинетические и оптические явления в сильных электрических полях в полупроводниковых наноструктурах* (СПб.: Наука, 2000).
123. Воробьев Л.Е., Зерова В.Л., Борщёв К.С., Соколова З.Н., Тарасов И.С., Belenky G. *ФТП*, **42**, 753 (2008).
124. Винокуров Д.А., Зорина С.А., Капитонов В.А., Лешко А.Ю., Лютецкий А.В., Налет Т.А., Николаев Д.Н., Пихтин Н.А., Слипченко С.О., Соколова З.Н., Станкевич А.Л., Рудова Н.А., Фетисова Н.В., Хомылев М.А., Шамахов В.В., Борщев К.С., Арсентьев И.Н., Бондарев А.Д., Трукан М.К., Тарасов И.С. *ФТП*, **41**, 1247 (2007).
125. Соколовский Г.С., Винокуров Д.А., Дерягин А.Г., Дюделев В.В., Кучинский В.И., Лосев С.Н., Лютецкий А.В., Пихтин Н.А., Слипченко С.О., Соколова З.Н., Тарасов И.С. *Письма в ЖТФ*, **34** (16), 58 (2008).
126. Wang X., Crump P., Pietrzak A., Schultz C., Klehr A., Hoffmann T., Liero A., Ginolas A., Einfeldt S., Bugge F., Erbert G., Tränkle G. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **7198**, 71981G-1 (2009).
127. Wenzel H., Crump P., Pietrzak A., Roder C., Wang X., Erbert G. *Optical and Quantum Electron.*, DOI 10.1007/s11082-010-9372-4 (2010).
128. Van der Ziel J.P., Tsang W.T. *Appl. Phys. Lett.*, **41** (6), 499 (1982).
129. Garcia J.Ch., Rosencher E., Collot Ph., Laurent N., Guyaux J.L., Vinter B., Nagle J. *Appl. Phys. Lett.*, **71** (26), 3752 (1997).
130. Patterson S.G., Petrich G.S., Ram R.J., Kolodziejki L.A. *Electron. Lett.*, **35**, 395 (1999).
131. Hanke C., Korte L., Acklin B.D., Behringer M., Herrmann G., Luft J., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3947**, 50 (2000).
132. Винокуров Д.А., Ладугин М.А., Мармалюк А.А., Падалица А.А., Пихтин Н.А., Симаков В.А., Сухарев А.В., Фетисова Н.В., Шамахов В.В., Тарасов И.С. *ФТП*, **43** (9), 1253 (2009).
133. Зверков М.В., Коняев В.П., Кричевский В.В., Ладугин М.А., Мармалюк А.А. и др. *Квантовая электроника*, **38** (11), 989 (2008).
134. Винокуров Д.А., Коняев В.П., Ладугин М.А., Лютецкий А.В., Мармалюк А.А., Падалица А.А., Петрунов А.Н., Пихтин Н.А., Симаков В.А., Слипченко С.О., Сухарев А.В., Фетисова Н.В., Шамахов В.В., Тарасов И.С. *ФТП*, **44** (2), 251 (2010).
135. Hoffmann S., Hofmann M., Kira M., Koch S.W. *Semicond. Sci. Technol.*, **20**, S205 (2005).
136. Wilk R., Klehr A., Mikulics M., Hasek T., Walther M., Koch M. *Electron. Lett.*, **43**, 108 (2007).
137. Винокуров Д.А., Ладугин М.А., Лютецкий А.В., Мармалюк А.А., Петрунов А.Н., Пихтин Н.А., Слипченко С.О., Соколова З.Н., Станкевич А.Л., Фетисова Н.В., Шашкин А.С., Аверкиев Н.С., Тарасов И.С. *ФТП*, **44** (6), 833 (2010).
138. Kanskär M., He Y., Cai J., Galstad C., Macomber S.H., Stiers E., Botez D., Mawst L.J. *Electron. Lett.*, **42** (25), 14455 (2006).
139. Chang C.H., Earles T., Botez D. *Electron. Lett.*, **36** (11), 954 (2000).
140. Fricke J., Wenzel H., Matalla M., Klehr A., Erbert G. *Semicond. Sci. Technol.*, **20**, 1149 (2005).
141. Fricke J., Bugge F., Ginolas A., John W., et al. *IEEE Photon. Tehnol. Lett.*, **22** (5), 284 (2010).