

Сверхнизкие внутренние оптические потери в квантово-размерных лазерных гетероструктурах раздельного ограничения

© С.О. Слипченко, Д.А. Винокуров, Н.А. Пихтин[¶], З.Н. Соколова,
А.Л. Станкевич, И.С. Тарасов, Ж.И. Алфёров

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 12 мая 2004 г. Принята к печати 17 мая 2004 г.)

Теоретически и экспериментально исследованы внутренние оптические потери в лазерных гетероструктурах раздельного ограничения со сверхшироким волноводом (более 1 мкм). Установлено, что асимметричное положение активной области в сверхшироком волноводе снижает величину фактора оптического ограничения для мод высших порядков и увеличивает для них пороговую концентрацию на 10–20%. Показано, что только в асимметричных гетероструктурах раздельного ограничения расширение волновода более 1 мкм ведет к снижению внутренних оптических потерь. В асимметричном волноводе толщиной 4 мкм расчетное значение внутренних оптических потерь достигает $\sim 0.2 \text{ см}^{-1}$ ($\lambda \approx 1.08 \text{ мкм}$). Минимальное значение внутренних оптических потерь ограничено фундаментальным пределом и определяется потерями на рассеяние на свободных носителях заряда при концентрации прозрачности в активной области. В асимметричных лазерных гетероструктурах раздельного ограничения со сверхшироким волноводом (1.7 мкм), изготовленных методом МОС-гидридной эпитаксии, достигнута величина внутренних оптических потерь 0.34 см^{-1} . Получена генерация на основной поперечной моде за счет существенного различия между пороговыми концентрациями фундаментальной моды и мод высших порядков. На основе полученных гетероструктур в лазерах с апертурой 100 мкм и длиной резонатора Фабри–Перо $\sim 3 \text{ мм}$ достигнуты рекордная мощность излучения 16 Вт в непрерывном режиме генерации и максимальное значение КПД — 72%.

1. Введение

Статья продолжает цикл исследований, посвященных разработке и созданию мощных полупроводниковых лазеров [1–9]. Успехи по достижению рекордных мощностей оптического излучения обусловлены оптимизацией параметров лазерных гетероструктур, таких как пороговая плотность тока, пороговое усиление, дифференциальная квантовая эффективность, внутренние оптические потери, последовательное сопротивление, температурная стабильность [1–10]. Было установлено, что снижение внутренних оптических потерь является решающим фактором, определяющим мощность оптического излучения полупроводникового лазера, и достигается посредством увеличения толщины волноводных слоев. Подробное исследование и определение параметров симметричной лазерной гетероструктуры, обладающей малыми внутренними оптическими потерями, было проведено нами в работе [9]. Естественным ограничением толщины симметричного волновода является выполнение пороговых условий для волноводных мод высшего порядка [11]. Генерация мод высшего порядка ведет к ухудшению диаграммы направленности в плоскости, перпендикулярной p – n -переходу. В то же время предпринимался ряд попыток по сохранению генерации только основной поперечной моды в лазерах с расширенным до нескольких микрон волноводом [12–17]. Наилучшие результаты по снижению расходимости излучения до 10° были достигнуты при использовании эффекта вытекания мод из волновода лазерной гетероструктуры [16,17]. Однако, как и в других известных нам случаях, исполь-

зуемые решения приводили к увеличению внутренних потерь и снижению оптической мощности [12–17].

В работе [8] нами впервые был удачно применен сверхширокий асимметричный волновод 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 см^{-1} и расходимость излучения до 16 – 18° без существенного снижения максимальной мощности излучения, которая составила 8.6 Вт [8].

В данной работе теоретически и экспериментально исследованы внутренние оптические потери в лазерных квантово-размерных гетероструктурах раздельного ограничения с асимметричным положением активной области в сверхшироком волноводе. Рассмотрено влияние асимметричного положения активной области в сверхшироком волноводе на подавление мод высших порядков. На базе оптимизированных гетероструктур, выращенных методом МОС-гидридной эпитаксии, были изготовлены полупроводниковые лазеры и исследованы их свойства. Получены рекордные значения: внутренних оптических потерь 0.34 см^{-1} , выходной оптической мощности 16 Вт и коэффициента полезного действия 72%.

2. Экспериментальные лазерные структуры

Все теоретические и экспериментальные исследования проводились для лазерных квантово-размерных гетероструктур раздельного ограничения с симметричным

[¶] E-mail: nike@hpld.ioffe.rssi.ru

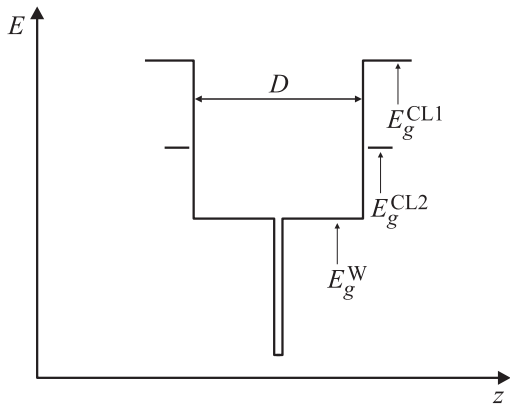


Рис. 1. Схематическая энергетическая диаграмма верхнего края запрещенной зоны для лазерных гетероструктур раздельного ограничения с волноводным слоем шириной D и запрещенной зоной E_g^W . Ширины запрещенных зон: E_g^{CL1} — для эмиттера структур 1-й серии, E_g^{CL2} — для эмиттера в структурах 2-й серии.

и асимметричным положением активной области в волноводе. Экспериментальные лазерные гетероструктуры на базе твердых растворов InGaAs/GaAs/AlGaAs изготавливались методом МОС-гидридной эпитаксии на установке Emcore GS-3100. В зависимости от материала эмиттерных слоев были рассмотрены две серии структур, схематическая зонная диаграмма которых представлена на рис. 1. Структуры 1-й серии состояли из двух широкозонных эмиттеров $Al_xGa_{1-x}As$ с $x = 0.6$, волноводного слоя, выполненного из GaAs, и квантовой ямы InGaAs толщиной 90 Å. В структурах 2-й серии эмиттеры были выполнены из твердого раствора другого состава — из $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$.

Эти две серии отличались только разностью показателей преломления между эмиттерными и волноводными слоями (эффективностью волновода). Из лазерных гетероструктур изготавливались многомодовые лазеры с контактом шириной 100 мкм и длиной волны излучения ~ 1 мкм.

3. Основные определения

Оптические потери для лазерной гетероструктуры складываются из потерь, связанных с выходом излучения из резонатора (α_{ext}), и потерь, обусловленных процессами, происходящими внутри лазерной гетероструктуры (α_{int}). Внутренние оптические потери связаны в основном с рассеянием фотонов на свободных носителях заряда и неоднородностях слоев (α_S). Общее соотношение для внутренних оптических потерь на рассеяние света α_{int} в лазерной гетероструктуре определяется следующим выражением:

$$\alpha_{int} = \sum \Gamma_{jm} \alpha_j + \alpha_S, \quad (1)$$

где Γ_{jm} — фактор оптического ограничения для моды m в j -м слое, α_j — потери на рассеяние света

на свободных носителях заряда в j -м слое, α_S — потери на рассеяние на неоднородностях. Современный уровень технологии лазерных гетероструктур позволяет получать однородные эпитаксиальные слои, что делает величину α_S пренебрежимо малой. Поэтому в дальнейшем будем считать, что внутренние оптические потери определяются только процессами рассеяния фотонов на свободных носителях заряда. В данной работе для анализа использованы лазерные квантово-размерные двойные гетероструктуры раздельного ограничения классической конструкции (рис. 1). В этом случае соотношение (1) для внутренних оптических потерь на рассеяние принимает вид

$$\alpha_{int} = \alpha_{QW} + \alpha_{CL} + \alpha_W, \quad (2)$$

где α_{QW} , α_{CL} , α_W — внутренние оптические потери в активной области, эмиттерах и в волноводе соответственно.

Исследования, проведенные нами [9], показали, что в лазерах с расширенным волноводом (до 1 мкм) наибольшая доля потерь приходится на поглощение в слое активной области и в эмиттерных слоях. Для уменьшения внутренних оптических потерь есть два подхода. Первый связан с увеличением скачка показателя преломления на границе волновод–эмиттер. Второй заключается в увеличении толщины волноводного слоя [9]. В первом случае возможности ограничены существующим перечнем полупроводниковых материалов, а во втором — условием возникновения мод высшего порядка.

4. Селекция мод высшего порядка в многомодовых сверхшироких волноводах

Неизбежным следствием увеличения толщины волновода лазерной двойной гетероструктуры является выполнение пороговых условий для мод высшего порядка наряду с фундаментальной модой [18]. Известно три подхода, позволяющих селективировать моды высшего порядка. Первый связан с увеличением потерь на поглощение мод высшего порядка в сильно легированных эмиттерных слоях [11]. Во втором подходе селекция мод высшего порядка осуществляется за счет использования конструкции, обеспечивающей вытекание мод из основного волновода [16]. В третьем подходе селекция мод высшего порядка осуществляется за счет разницы потерь, связанных с выходом излучения из резонатора через просветленную грань зеркала. Это достигается за счет отклонения угла между плоскостью зеркала резонатора и плоскостью волновода от прямого [19]. В этом случае потери на выход для мод высшего порядка в плоскости, перпендикулярной p - n -переходу, будут выше, чем для фундаментальной моды. Перечисленные подходы связаны с увеличением полных оптических потерь в лазере, что не согласуется с концепцией мощных полупроводниковых лазеров, развиваемой нами.

Условие порога генерации в лазере может быть записано в следующем виде:

$$\Gamma_{QW}g(n_{QW}, p_{QW}) = \alpha_{int} + \alpha_{ext}, \quad (3)$$

где $g(n_{QW}, p_{QW})$ — материальное усиление активной среды, n_{QW}, p_{QW} — пороговые концентрации электронов и дырок в активной области, Γ_{QW} — фактор оптического ограничения активной области. Следует отметить, что пороговые концентрации электронов и дырок в исследуемых гетероструктурах не совпадают вследствие выброса электронов из недостаточно глубокой квантовой ямы для электронов в активной области [1,9].

Из условия порога генерации (3) следует, что повлиять на выполнение пороговых условий можно, варьируя величину пороговой концентрации свободных носителей заряда, фактора оптического ограничения для соответствующей моды или изменяя баланс полных оптических потерь между фундаментальной модой и модами высшего порядка. Соотношение для $g(n_{QW}, p_{QW})$, связывающее материальное усиление в активной области и концентрацию свободных носителей заряда в квантовой яме, полученное экспериментальным путем в работе [20], позволяет выразить пороговые концентрации электронов и дырок, используя соотношение (3), следующим образом:

$$n_{QW} = n_0 \exp \left\{ \frac{2[\alpha_{int}(n_{QW}) + \alpha_{ext}]}{\Gamma_{QW}g_0} \right\}, \quad (4)$$

$$p_{QW} = p_0 \exp \left\{ \frac{2[\alpha_{int}(p_{QW}) + \alpha_{ext}]}{\Gamma_{QW}g_0} \right\}, \quad (5)$$

где n_0, p_0 — концентрации прозрачности для электронов и дырок, g_0 — коэффициент усиления. Коэффициенты n_0, p_0, g_0 — были определены экспериментальным путем. Они характеризуют свойства материала активной области и не зависят от конструктивных особенностей лазерной гетероструктуры [20].

Расчет пороговых концентраций (4), (5) для фундаментальной моды и мод высшего порядка в зависимости от толщины волновода включает в себя расчет внешних оптических потерь, в котором необходимо учитывать различие коэффициентов отражения для разных мод и их зависимость от толщины волновода [19]. Подробному исследованию коэффициента отражения в диэлектрическом волноводе было посвящено достаточное количество работ [19, 21–25]. В наших расчетах мы использовали простейшую модель, основанную на вычислении среднего коэффициента отражения в диэлектрическом волноводе. Средний коэффициент отражения суммировался из коэффициентов отражения в различных слоях гетероструктуры, взятых пропорционально их объемам. На рис. 2 приведены зависимости внешних оптических потерь для различных мод от толщины лазерного волновода. Результаты расчета хорошо согласовывались с данными работ [19, 21–25].

Используя расчетные значения внешних оптических потерь от толщины волновода, согласно выражениям (3)–(5), были проанализированы зависимости пороговых концентраций носителей заряда в активной области для фундаментальной моды и мод высшего порядка

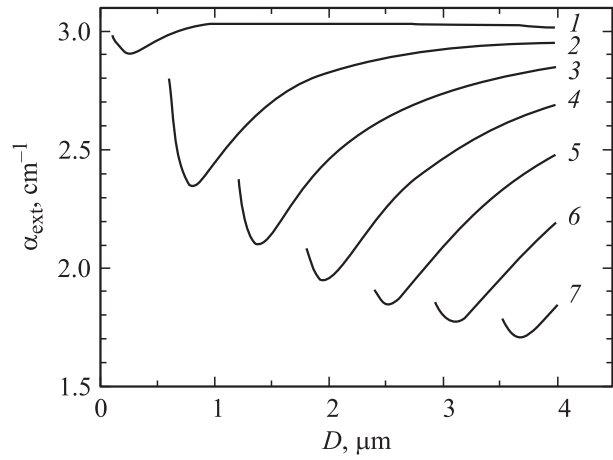


Рис. 2. Зависимости внешних оптических потерь (α_{ext}) от толщины волновода D для нулевой (1), первой (2), второй (3), третьей (4), четвертой (5), пятой (6) и шестой (7) мод лазерных диодов с длиной резонатора $L = 4$ мм, выполненных на базе гетероструктур 2-й серии с эмиттерами из $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$.

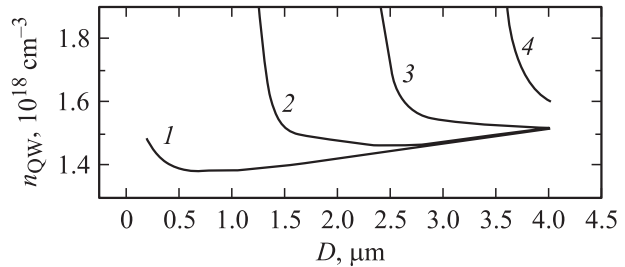


Рис. 3. Зависимости пороговой концентрации электронов n_{QW} от толщины волновода D для нулевой (1), второй (2), четвертой (3) и шестой (4) мод лазерных симметричных гетероструктур 2-й серии с эмиттерами из $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$. Длина резонатора лазерных диодов $L = 4$ мм.

от толщины волновода. При этом расчет внутренних оптических потерь $\alpha_{int}(n_{QW})$ для фундаментальной моды и мод высшего порядка проводился с использованием подхода, развитого в нашей работе [9]. Подробное рассмотрение и расчет внутренних оптических потерь для мод высшего порядка в отдельных слоях лазерных гетероструктур приведен далее. В расчетах внутренних оптических потерь и пороговых концентраций длина резонатора Фабри–Перо лазерного диода была выбрана равной 4 мм. При таких длинах резонатора в зависимости величины усиления от концентраций ($g(n_{QW}, p_{QW})$) эффект насыщения усиления несуществен [20].

Результаты расчетов для симметричной лазерной гетероструктуры 2-й серии с волноводом меньшей эффективности (с эмиттерами из твердого раствора $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$) приведены на рис. 3. Баланс пороговых концентраций фундаментальной моды и мод высшего порядка зависит от многих параметров. В частности, он зависит от эффективности волновода (Δn) и длины волны излучения (λ), которые определяют величину и характер зависимости коэффициента отражения от толщины вол-

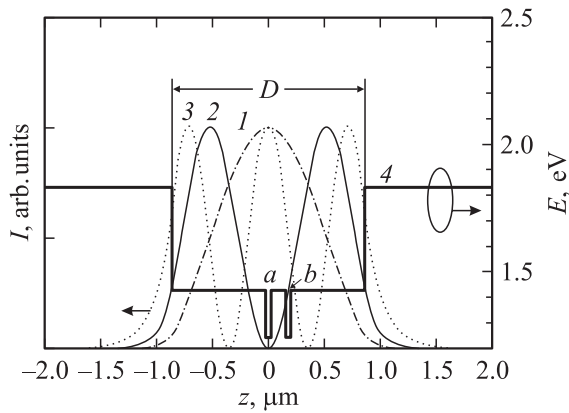


Рис. 4. Распределение интенсивности электромагнитного поля I для нулевой (1), первой (2) и второй моды (3) в лазерной гетероструктуре 2-й серии с эмиттерами из $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ и толщиной волновода $D = 1.7 \mu\text{м}$. 4 — схематическая энергетическая диаграмма верхнего края запрещенной зоны для симметричной (a) и асимметричной (b) лазерной гетероструктуры 2-й серии.

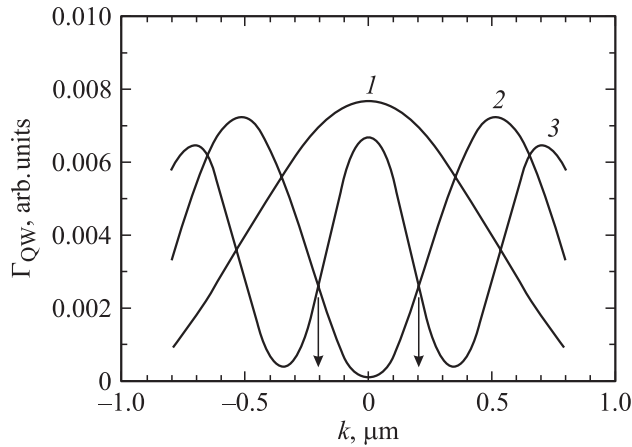


Рис. 5. Зависимости фактора оптического ограничения для активной области (Γ_{QW}) от ее положения в волноводе (k) для нулевой (1), первой (2) и второй моды (3). Расчеты проводились для лазерной гетероструктуры 2-й серии с эмиттерами из $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ и толщиной волновода $D = 1.7 \mu\text{м}$. Стрелками указаны положения активной области с $\Gamma_{\text{QW}_0}/\Gamma_{\text{QW}_N} = \max$, N — номер моды.

новода, а также от длины резонатора Фабри–Перо (L), которая определяет соотношение внутренних и внешних оптических потерь. В нашем случае для толстых волноводных слоев и длинных ($L > 4 \mu\text{м}$) резонаторов Фабри–Перо разница между пороговой концентрацией фундаментальной моды и мод высшего порядка не превышала 1.8–6.4%. В лазерных диодах такое незначительное отличие пороговых концентраций фундаментальной моды и мод высшего порядка приводит к одновременному выполнению пороговых условий для всех мод. Это происходит, по нашему мнению, за счет флуктуаций концентрации носителей заряда в квантовой

яме и в результате некоторого увеличения пороговой концентрации после достижения порога генерации.

Как уже отмечалось, в симметричных сверхшироких волноводах существует несколько поперечных мод. В качестве примера рассмотрим гетероструктуру 2-й модельной серии (с эмиттерами из твердого раствора $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$) с толщиной волновода $1.7 \mu\text{м}$. В этом случае волновое уравнение имеет три решения, которым соответствуют 3 устойчивые конфигурации поля (рис. 4). В такой лазерной гетероструктуре значение фактора оптического ограничения активной области (Γ_{QW_N} , где N — номер моды) слабо отличается для фундаментальной моды и мод высшего порядка. В то же время значение фактора оптического ограничения активной области зависит от ее положения в волноводном слое для разных мод по-разному (рис. 5). Существуют такие положения активной области в волноводе, при которых фактор оптического ограничения в активной области (Γ_{QW_0}) у фундаментальной моды больше, чем у мод высших порядков (рис. 5). Если величина отношения $\Gamma_{\text{QW}_0}/\Gamma_{\text{QW}_N}$ обеспечивает достаточную разницу пороговых концентраций фундаментальной моды и моды высшего порядка, то пороговые условия для моды N выполнены не будут. Мы провели расчеты, позволяющие определить, каким образом толщина волноводного слоя влияет на оптимальное положение активной области. Величина смещения активной области относительно центра волновода, характеризующая оптимальное положение, монотонно растет с толщиной волновода (рис. 6). Однако, когда толщина волновода проходит область появления новой моды высшего порядка, в зависимости наблюдается резкий провал (рис. 6). На рис. 6 также представлена зависимость величины $\Gamma_{\text{QW}_0}/\Gamma_{\text{QW}_N}$ для

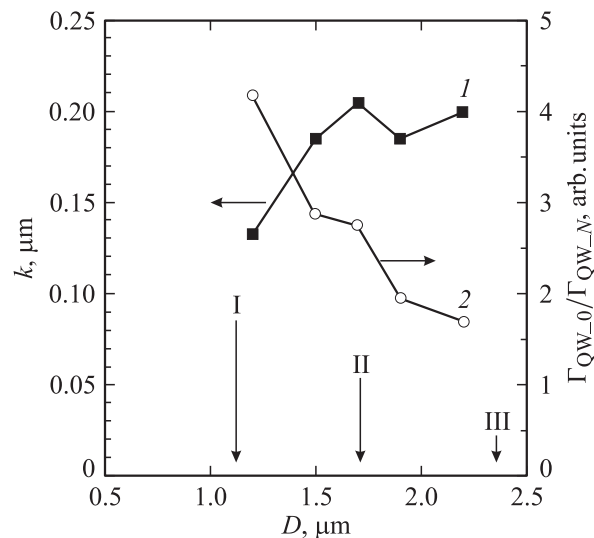


Рис. 6. Зависимости от толщины волновода D для лазерных гетероструктур 2-й серии с эмиттерами из $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$: 1 — оптимального смещения активной области относительно центра волновода (k), 2 — отношения $\Gamma_{\text{QW}_0}/\Gamma_{\text{QW}_N}$. Стрелками указаны толщины, при которых возникают первая — I, вторая — II и третья моды — III.

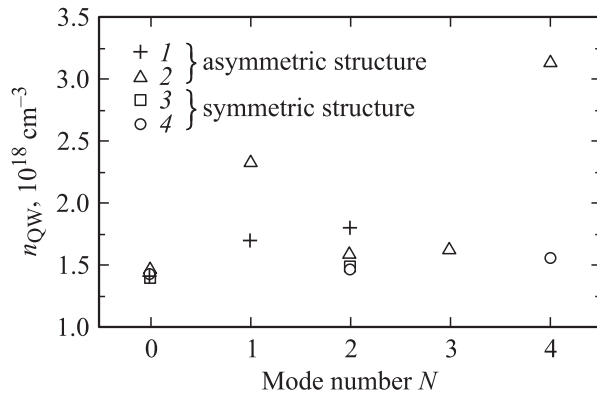


Рис. 7. Зависимости величины пороговой концентрации электронов в квантовой яме (n_{QW}) от номера моды N для структур 2-й серии с эмиттерами из $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ с толщиной волновода $D = 1.7$ (1, 3) и 2.8 мкм (2, 4) и активной областью, расположенной в центре волновода (3, 4) и смещенной в оптимальное положение (1, 2). Длина резонатора лазерных диодов $L = 4$ мм.

оптимального положения активной области от толщины волновода. Увеличение толщины волноводного слоя сопровождается снижением селективной способности. Особенно резкие спады наблюдаются в моменты появления новых мод высшего порядка.

Для оценки эффективности селекции мод высшего порядка в асимметричных лазерных гетероструктурах раздельного ограничения были определены величины пороговых концентраций для всех мод, существующих в многомодовом волноводе. Расчет проводился для симметричной и асимметричной структур с толщинами волноводов 1.7 и 2.8 мкм (рис. 7). Принималось, что активная область смещена в одно из оптимальных положений (рис. 5, 6). В асимметричной структуре значение пороговой концентрации моды высшего порядка превышает пороговую концентрацию для фундаментальной моды ($N = 0$) в худшем случае на 19.4 и 8.5% для лазерных гетероструктур с толщиной волновода 1.7 и 2.8 мкм соответственно (рис. 7). Согласно эксперименту, такого превышения достаточно для селекции мод высшего порядка, подтверждение чего будет продемонстрировано далее. В то же время в симметричной структуре различия в пороговых концентрациях фундаментальной моды и мод высшего порядка не превышают 5% (рис. 7).

5. Внутренние оптические потери на рассеяние в активной области

Внутренние оптические потери на рассеяние в активной области (α_{QW}) принято представлять в следующем виде [18]:

$$\alpha_{QW} = \Gamma_{QW}(\sigma_n n_{QW} + \sigma_p p_{QW}). \quad (6)$$

Для заданного материала активной области с сечением рассеяния для дырок σ_p и электронов σ_n величина α_{QW} зависит от фактора оптического ограничения активной

области (Γ_{QW}) и концентрации свободных носителей (n_{QW} , p_{QW}). Для уменьшения величины α_{QW} необходимо, чтобы переменные Γ_{QW} , n_{QW} , p_{QW} имели наименьшие значения.

Рассмотрим влияние параметров лазерной гетероструктуры на значение каждой из этих переменных. На рис. 8 для симметричных структур представлены зависимости Γ_{QW} от толщины волновода D для фундаментальных мод структур с эмиттерами из твердого раствора $Al_{0.6}Ga_{0.4}As$ (кривая 1) и структур с эмиттерами из твердого раствора $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ (кривая 2), энергетические диаграммы которых показаны на рис. 1. Разница между величинами Γ_{QW} наблюдается только в области их максимумов. С ростом толщины волновода значения Γ_{QW} для фундаментальных мод обеих структур практически сравниваются. Таким образом, повышение эффективности волновода не ведет к существенному росту Γ_{QW} для структур со сверхширокими волноводными слоями.

На том же рис. 8 для симметричных структур с эмиттерами из твердого раствора $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ приведены зависимости фактора оптического ограничения активной области для мод высшего порядка (кривые 3–5). Γ_{QW_N} четных мод высшего порядка практически совпадает с Γ_{QW_0} фундаментальной моды. Поэтому в баланс усиления фундаментальной моды и четных мод высшего порядка основной вклад вносят внутренние оптические потери в эмиттерных слоях и внешние потери на выходе.

Увеличение толщины волноводного слоя ведет к снижению фактора оптического ограничения как для фундаментальной моды, так и для мод высшего порядка (рис. 8). Однако фактор оптического ограничения и концентрация свободных носителей заряда в квантовой яме связаны пороговым условием генерации (3). Из этого следует, что для полупроводникового лазера с зафиксированными внутренними и внешними оптическими потерями невозможно добиться одновременного снижения

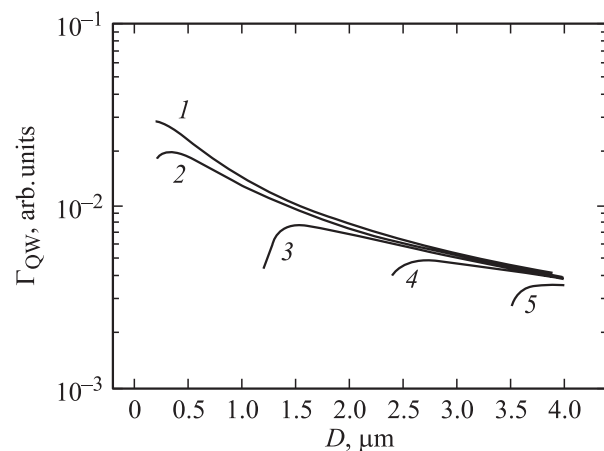


Рис. 8. Зависимости фактора оптического ограничения активной области (Γ_{QW}) от толщины волновода D для нулевой моды симметричных структур 1-й серии с эмиттерами из $Al_{0.6}Ga_{0.4}As$ (1) и нулевой (2), второй (3), четвертой (4), шестой (5) мод симметричных структур 2-й серии с эмиттерами из $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$.

концентрации свободных носителей заряда и фактора оптического ограничения активной области. Тем не менее в работе [20] была представлена экспериментальная зависимость материального усиления $g(n_{QW}, p_{QW})$ для квантовой ямы, используемой в качестве активной области в данной работе, и логарифмическая аппроксимация полученной зависимости. При высоких концентрациях свободных носителей заряда материальное усиление имеет характерную область насыщения. Поэтому главной особенностью зависимостей (4), (5) является то, что при выполнении неравенства

$$\Gamma_{QW} g_0 \gg \alpha_{int} + \alpha_{ext} \quad (7)$$

изменение значения Γ_{QW} практически не влияет на величину концентрации свободных носителей заряда в активной области. Безусловно, чтобы равенство (3) оставалось справедливым, снижение Γ_{QW} необходимо компенсировать большим значением материального усиления g . Рост материального усиления для данного материала активной области можно обеспечить только за счет увеличения в ней концентрации свободных носителей заряда. Однако из-за сверхлинейной зависимости $g(n_{QW}, p_{QW})$ на начальном участке рост концентраций n_{QW} и p_{QW} незначителен. Другими словами, когда неравенство (7) справедливо, увеличение толщины волновода, ведущее к снижению Γ_{QW} , позволяет уменьшить значение α_{QW} . Поэтому расширение волновода является эффективнейшим способом снижения внутренних оптических потерь на рассеяние на свободных носителях заряда в активной области.

6. Внутренние оптические потери на рассеяние в волноводе и эмиттерах

Суммарные внутренние оптические потери на рассеяние, приходящиеся на эмиттеры (CL), можно представить следующим образом:

$$\alpha_{CL} = \Gamma_{CL_n} \sigma_n n_{CL_n} + \Gamma_{CL_p} \sigma_p p_{CL_p}, \quad (8)$$

где σ_n и σ_p — сечения рассеяния для электронов и дырок, Γ_{CL_n} , Γ_{CL_p} — факторы оптического ограничения n - и p -эмиттеров; n_{CL_n} , p_{CL_p} — концентрации носителей заряда в n - и p -эмиттерах.

На рис. 9 представлены результаты расчета факторов оптического ограничения p -эмиттера (Γ_{CL_p}) для различных мод при разных толщинах волновода (D) для структур, описанных выше (рис. 1). В отличие от активной области в эмиттерных слоях различия факторов оптического ограничения фундаментальной моды и мод высшего порядка значительны, что необходимо учитывать при рассмотрении баланса усиления и пороговой концентрации различных мод сверхширокого волновода.

Эффективность волновода оказывает значительное влияние на величину Γ_{CL_p} , а именно разница между

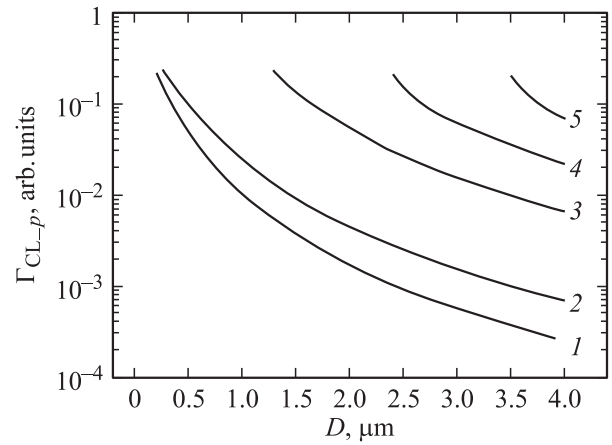


Рис. 9. Зависимости фактора оптического ограничения p -эмиттера (Γ_{CL_p}) от толщины волновода D для нулевой моды структур 1-й серии с эмиттерами из $\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$ (1) и нулевой (2), второй (3), четвертой (4), шестой (5) мод структур 2-й серии с эмиттерами из $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$.

значениями величины Γ_{CL_p} для структур с разной эффективностью волновода растет вместе с увеличением толщины волноводного слоя D (рис. 9, кривые 1 и 2). При равных условиях легирования потери в эмиттерах (α_{CL}) будут больше для структур, имеющих меньший скачок показателя преломления на границе волновод–эмиттер. Несмотря на это, расширение волновода позволяет снизить величину Γ_{CL_p} для обоих типов структур до долей процента (рис. 9), когда глубина проникновения поля моды в эмиттеры снижается до долей микрона. В отличие от активной области концентрация свободных носителей в эмиттерах задается в технологическом процессе роста лазерной гетероструктуры, и значение концентрации может варьироваться в широких пределах. Поэтому оптимизация профиля распределения концентрации свободных носителей заряда в эмиттерных слоях может быть эффективным способом снижения величины α_{CL} . Таким образом, используя сверхширокие волноводы и оптимизированные профили легирования эмиттеров, можно свести к минимуму вклад величины α_{CL} в суммарные внутренние оптические потери независимо от эффективности волновода.

Внутренние оптические потери, приходящиеся на волноводные слои, рассчитываются следующим образом:

$$\alpha_W = \Gamma_W (\sigma_n n_W + \sigma_p p_W), \quad (9)$$

где Γ_W — фактор ограничения в волноводе, n_W , p_W — концентрации электронов и дырок в волноводе. На рис. 10 представлены результаты расчета факторов оптического ограничения волноводных слоев (Γ_W) различных мод при разных толщинах волновода D для структур, описанных выше (рис. 1). Для обоих типов лазерных гетероструктур со сверхшироким (более 1 мкм) волноводом значение Γ_W практически не зависит от его толщины и эффективности (кроме областей появления

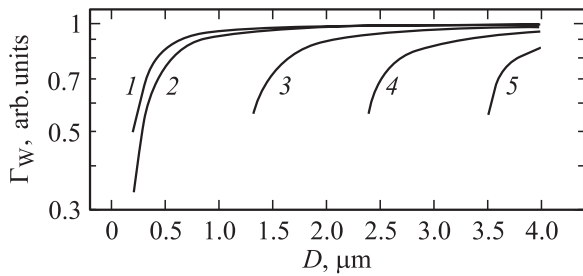


Рис. 10. Зависимости фактора оптического ограничения волновода (Γ_W) от его толщины D для нулевой моды структур 1-й серии с эмиттерами из $\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$ (1) и нулевой (2), второй (3), четвертой (4), шестой (5) мод структур 2-й серии с эмиттерами из $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$.

новых мод) (рис. 10). Поэтому единственным способом снижения величины α_W является уменьшение концентрации неконтролируемых примесей в волноводных слоях.

7. Расчет полных внутренних оптических потерь

Выше нами были проанализированы зависимости основных компонент внутренних оптических потерь от параметров лазерной гетероструктуры разделенного ограничения. Далее мы проведем количественную оценку суммарных внутренних оптических потерь α_{int} для двух серий симметричных и асимметричных лазерных гетероструктур. Для расчета величины внутренних оптических потерь необходимо знать факторы оптического ограничения моды в каждом слое структуры, сечения поглощения для электронов и дырок, а также концентрации свободных носителей. Расчетные зависимости факторов оптического ограничения для обеих серий структур нами уже были представлены на рис. 8–10. Для проведения вычислений нами были использованы следующие значения сечений рассеяния для электронов и дырок: $\sigma_n = 3 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ и $\sigma_p = 7 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ [26]. Также для проведения расчетов нами были приняты следующие значения концентрации свободных носителей заряда в слоях лазерной гетероструктуры с параметрами, заданными технологическим процессом. Эмиттеры n - и p -типа проводимости имели концентрацию электронов $n = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и дырок $p = 3.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Волноводные слои считались нелегированными и имели концентрацию остаточной примеси $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

Величина внутренних оптических потерь в волноводных слоях обоих типов гетероструктур рассчитывалась согласно (9) и имела значение порядка 0.03 см^{-1} при изменении толщины волновода от 1 до 4 мкм. Для расчета внутренних оптических потерь в двух эмиттерных слоях исследуемых структур было использовано соотношение (8). Полученные зависимости показаны на рис. 11.

Внутренние оптические потери в активной области (α_{QW}) вычислялись в соответствии с выражением (6). Концентрация свободных носителей заряда в активной области определялась из уравнений (4), (5). Поскольку величина пороговой концентрации связана не только с внутренними потерями, но и с потерями на выход излучения из резонатора (3), длина резонатора принималась постоянной и равной $L = 4 \text{ мм}$. На рис. 3 представлена зависимость пороговой концентрации электронов в активной области для симметричной структуры (рис. 1) в зависимости от толщины волновода. При расчете пороговой концентрации свободных носителей заряда в активной области учитывался выброс электронов из квантовой ямы по методике, предложенной в работе [27]. Поэтому при расчете α_{QW} учитывалась концентрация

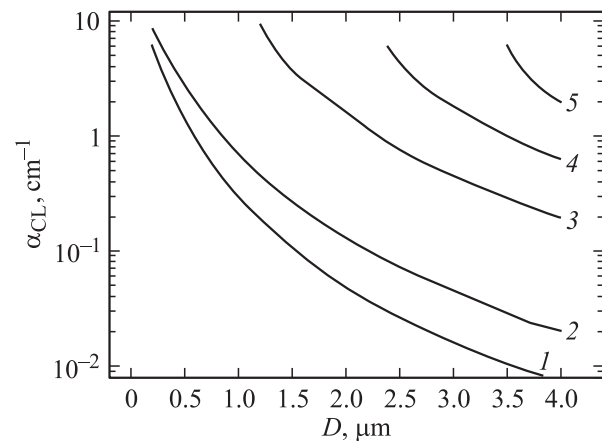


Рис. 11. Зависимости внутренних оптических потерь в двух эмиттерных слоях (α_{CL}) от толщины волновода D для нулевой моды симметричных структур 1-й серии с эмиттерами из $\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$ (1) и нулевой (2), второй (3), четвертой (4), шестой (5) мод симметричных структур 2-й серии с эмиттерами из $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$.

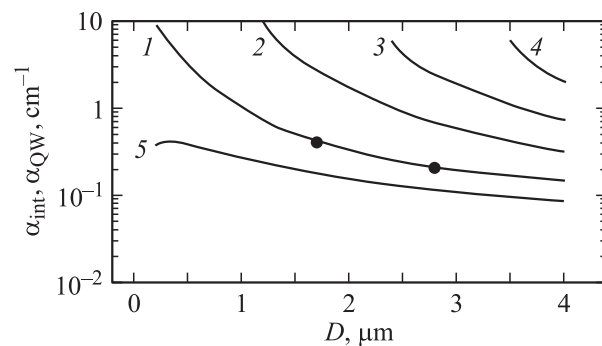


Рис. 12. Зависимости величины суммарных внутренних оптических потерь (α_{int}) для: 1 — нулевой, 2 — второй, 3 — четвертой, 4 — шестой мод и внутренних оптических потерь в активной области (α_{QW}) нулевой моды (5) от толщины волновода D для симметричных лазерных гетероструктур 2-й серии с эмиттерами из $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$. Точками показаны значения величины суммарных внутренних оптических потерь (α_{int}) нулевой моды гетероструктур с асимметричным положением активной области.

электронов, локализованных в кулоновской квантовой яме. На основании проведенных вычислений были получены зависимости α_{QW} от толщины волновода в симметричных лазерных гетероструктурах (рис. 12, кривая 5). На рис. 12 приведены также зависимости полных внутренних оптических потерь в симметричной структуре раздельного ограничения от толщины волновода. Точками показаны значения полных внутренних оптических потерь фундаментальной моды в асимметричных структурах с толщиной волновода 1.7 и 2.8 мкм. Для выбранных толщин волноводов 1.7 и 2.8 мкм в асимметричной структуре полные внутренние потери практически идентичны потерям фундаментальной моды в симметричной структуре. При толщинах волновода более 1 мкм в полных потерях большая доля приходится на внутренние потери в активной области (α_{QW}), поскольку потери в эмиттерах малы, а в волноводе — пренебрежимо малы. Величина α_{QW} практически определяет значение внутренних оптических потерь α_{int} для лазерных гетероструктур со сверхширокими волноводами. При толщине волновода более 3 мкм его дальнейшее увеличение практически перестает влиять на значение Γ_{QW} (рис. 8). Пороговая концентрация носителей заряда в квантовой яме имеет нижний предел, задаваемый концентрациями прозрачности электронов n_0 и дырок p_0 , значения которых определяются свойствами материала активной области. Разница между пороговыми концентрациями и концентрацией прозрачности зависит как от суммарных оптических потерь, так и от зависимости $g(n_{QW}, p_{QW})$. В работе [20] были экспериментально определены величины n_0 и p_0 для квантовой ямы, используемой в качестве активной области в данной работе. Большую часть пороговой концентрации в полученных нами зависимостях (рис. 3) составляет концентрация прозрачности. Таким образом, вычисленные минимальные значения внутренних оптических потерь практически представляют нижний фундаментальный предел для лазерных гетероструктур с активной областью, состоящей из квантовой ямы InGaAs с длиной волны излучения порядка 1 мкм.

8. Выбор параметров оптимальной гетероструктуры и экспериментальные лазеры с широким полосковым контактом

Методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений были выращены лазерные гетероструктуры раздельного ограничения, конструкция которых была разработана в процессе моделирования. Как было показано выше, смещение активной области относительно центра волновода позволяет эффективно подавить генерацию мод высшего порядка. Но с ростом толщины волновода эффективность подавления снижается. Поэтому в качестве базовой была выбрана асимметричная лазерная структура с толщиной волновода 1.7 мкм.

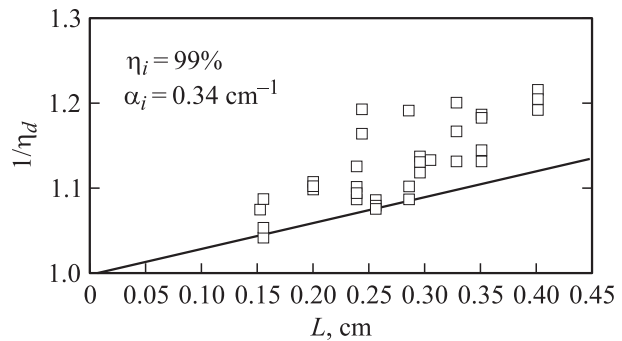


Рис. 13. Зависимость обратной величины внешней дифференциальной квантовой эффективности $1/\eta_d$ от длины резонатора L в асимметричной лазерной гетероструктуре с толщиной волновода $D = 1.7$ мкм и эмиттерами из $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$. Сплошная прямая — аппроксимация экспериментальных данных.

Экспериментальная гетероструктура состояла из следующих эпитаксиальных слоев: сильно легированные эмиттеры $n\text{-Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ ($n = 10^{18} \text{ см}^{-3}$) и $p\text{-Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ ($p = 3.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) (в качестве донорной и акцепторной примесей использовались Si и Mg соответственно) и преднамеренно не легированный волновод из GaAs. Активная область состояла из одной напряженной квантовой ямы InGaAs толщиной 90 Å. Состав твердого раствора квантовой ямы соответствовал длине волны электролюминесценции 1.05 мкм.

Используя стандартную методику построения операций [28,29], из структуры были изготовлены лазеры мезаполосковой конструкции с шириной полоска 100 мкм и различной длиной резонатора Фабри–Перо $L = 1.5\text{--}4$ мм.

Для всех изготовленных приборов проводились измерения ватт-амперных характеристик в непрерывном режиме генерации при температуре теплоотвода 20°C . На основании полученных данных была построена зависимость величины обратной внешней дифференциальной квантовой эффективности от длины резонатора (рис. 13). Аппроксимация полученной зависимости прямой позволила определить значения внутреннего квантового выхода стимулированного излучения и внутренних оптических потерь, которые составили $\eta_i = 99\%$ и $\alpha_i = 0.34 \text{ см}^{-1}$ соответственно. Достигнутые в данной конструкции гетероструктуры величины сверхнизких внутренних оптических потерь позволяют изготавливать лазерные диоды со сверхдлинными резонаторами без заметного падения внешней дифференциальной квантовой эффективности. Увеличение длины резонатора дает возможность использовать для накачки лазерных диодов большие токи и, соответственно, значительно повысить мощность излучения при сохранении высокой эффективности преобразования электрической энергии в оптическую.

Характерная зависимость мощности излучения и коэффициента полезного действия от тока накачки лазерного диода с длиной резонатора $L = 3040$ мкм и нанесенными на грани резонатора просветляющими и

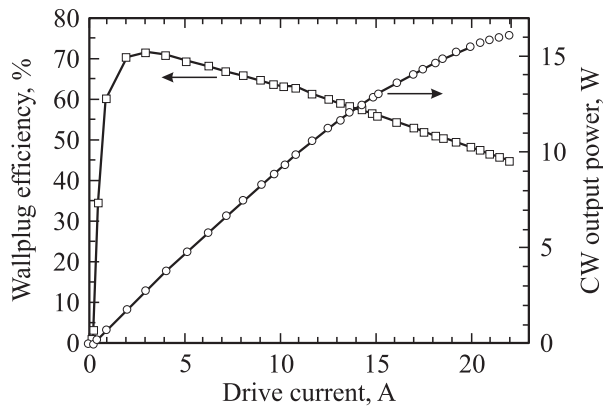


Рис. 14. Ватт-амперная характеристика и зависимость КПД от тока накачки для лазерного диода с длиной резонатора $L = 3040$ мкм и шириной полоска 100 мкм с высокоотражающим (95%) и просветляющим (5%) покрытием на гранях резонатора в непрерывном режиме генерации при температуре 20°C .

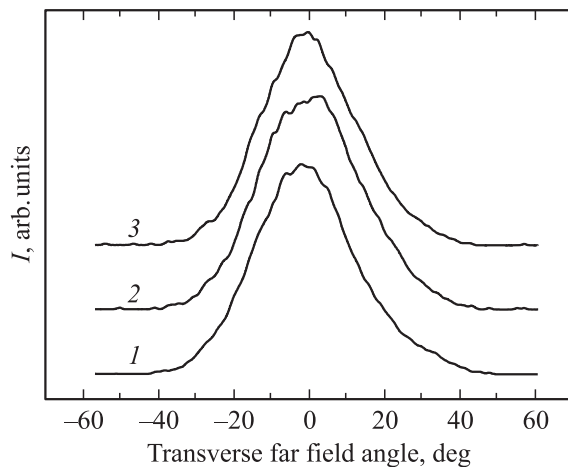


Рис. 15. Интенсивность излучения в дальней зоне в плоскости, перпендикулярной p - n -переходу, от угла (Θ) при различных значениях тока накачки, А: 1 — 0.4, 2 — 5, 3 — 10; значения ширины поля на половине интенсивности (Θ_{\perp}), град: 1 — 30, 2 — 33, 3 — 31.

отражающими диэлектрическими покрытиями с коэффициентами отражения по мощности 5 и 95% приведена на рис. 14. Выходная мощность в непрерывном режиме генерации достигала 16 Вт, а КПД достигал 72% при постоянной температуре теплоотвода 20°C . Достигнутое значение непрерывной мощности является лучшим для полупроводниковых лазеров [30].

Типичные картины излучения в дальней зоне в плоскости, перпендикулярной p - n -переходу, при различных значениях непрерывного тока накачки лазерных диодов приведены на рис. 15. Видно, что с ростом тока накачки величина Θ_{\perp} и форма линий практически не изменяются. Такое стабильное поведение диаграммы направленности говорит об одномодовом характере излучения лазерного диода в плоскости, перпендикулярной p - n -переходу.

9. Заключение

Таким образом, развитие концепции мощных полупроводниковых лазеров возможно при использовании асимметричных квантово-размерных гетероструктур разделного ограничения. В симметричных гетероструктурах разделного ограничения расширение волновода более одного микрона приводит к возникновению мод высших порядков. Это связано с тем, что разница значений пороговых концентраций фундаментальной моды и мод высших порядков не превышает 5% в многомодовом режиме. При возникновении мод высших порядков возрастают внутренние оптические потери из-за сильного проникновения этих мод в легированные эмиттеры. В асимметричных квантово-размерных гетероструктурах разделного ограничения при расширении волновода более 1 мкм моды высших порядков могут быть подавлены из-за достаточного отличия их пороговых концентраций от фундаментальной моды. Показано, что для подавления мод высших порядков достаточно различия $\sim 20\%$ между пороговыми концентрациями фундаментальной моды и мод высших порядков. Внутренние оптические потери в асимметричном волноводе определяются потерями на рассеяние на свободных носителях только фундаментальной моды. Нижним фундаментальным пределом внутренних оптических потерь являются внутренние оптические потери на рассеяние на свободных носителях в активной области при концентрации прозрачности. Вычисленные значения внутренних оптических потерь в сверхшироких асимметричных волноводах для реальных структур приближаются к фундаментальному пределу. В изготовленных методом МОС-гидридной эпитаксии лазерных гетероструктурах с шириной асимметричного волновода 1.7 мкм была достигнута величина внутренних оптических потерь 0.34 см^{-1} , совпадающая с расчетным значением. Фундаментальным пределом внутренних оптических потерь для такой структуры с $D > 4$ мкм является величина в 0.2 см^{-1} . С увеличением толщины волновода внутренние оптические потери стремятся к своему фундаментальному пределу.

В изготовленных лазерах с апертурой 100 мкм и длиной резонатора Фабри–Перо ~ 3.0 мм достигнута рекордная мощность излучения 16 Вт в непрерывном режиме генерации на основной поперечной моде и максимальное значение КПД — 72%.

В заключение авторы приносят благодарность А.А. Мармалюку, И.Д. Залевскому, В.П. Евтихиеву за полезные замечания и обсуждение результатов; Д.Н. Николаеву, В.В. Шамахову, А.В. Мурашовой, С.А. Зориной, А.Ю. Лешко, В.В. Васильевой за помощь в изготовлении гетероструктур; М.А. Хомылеву, В.В. Капитонову, А.В. Лютецкому, Н.В. Фетисовой за проведение измерений оптических характеристик образцов, а также Т.А. Налет, Т.Н. Дрокиной и Н.А. Рудовой за помощь в подготовке образцов лазерных диодов.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов межотраслевой научно-технической программы России „Физика твердотельных наноструктур“.

Список литературы

- [1] А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, Г.В. Скрынников, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов, Н.В. Фетисова. ФТП, **34**, 1457 (2000).
- [2] Д.А. Винокуров, В.А. Капитонов, Д.Н. Николаев, А.Л. Станкевич, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, Н.В. Фетисова, И.Н. Арсентьев, И.С. Тарасов. ФТП, **35**, 1380 (2001).
- [3] Е.Г. Голикова, В.А. Курешов, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, Ю.А. Рябоштан, Г.В. Скрынников, И.С. Тарасов, Ж.И. Алфёров. ФТП, **34**, 886 (2000).
- [4] Д.А. Лившиц, А.Ю. Егоров, И.В. Кочнев, В.А. Капитонов, В.М. Лантратов, Н.Н. Леденцов, Т.А. Налет, И.С. Тарасов. ФТП, **35**, 380 (2001).
- [5] П.В. Булаев, В.А. Капитонов, А.В. Лютецкий, А.А. Мармалюк, Д.Б. Никитин, Д.Н. Николаев, А.А. Падалица, Н.А. Пихтин, А.Д. Бондарев, И.Д. Залевский, И.С. Тарасов. ФТП, **36**, 1144 (2002).
- [6] D.A. Livshits, I.V. Kochnev, V.M. Lantratov, N.N. Ledentsov, T.A. Nalyot, I.S. Tarasov, Zh.I. Alferov. Electron. Lett., **36**, 1848 (2000).
- [7] А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, Н.В. Фетисова, А.Ю. Лешко, В.В. Шамахов, А.Ю. Андреев, Е.Г. Голикова, Ю.А. Рябоштан, И.С. Тарасов. ФТП, **37**, 1394 (2003).
- [8] С.О. Слипченко, Н.А. Пихтин, Н.В. Фетисова, М.А. Хомялев, А.А. Мармалюк, Д.Б. Никитин, А.А. Падалица, П.В. Булаев, И.Д. Залевский, И.С. Тарасов. Письма ЖТФ, **29**, 26 (2003).
- [9] Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов. ФТП, **38**, 374 (2004).
- [10] B. Ryvkin, E. Avrutin, M. Pessa. Electron. Lett., **38**, 991 (2002).
- [11] A. Al-Muhanna, L.J. Mawst, D. Botez, D.Z. Garbuzov, R.U. Martinelly, J.C. Conolly. Appl. Phys. Lett., **73**, 1182 (1998).
- [12] J. Temmyo, M. Sugo. Electron. Lett., **31**, 642 (1995).
- [13] D. Vakhshoori, W.S. Hobson, H. Han, J. Lopate, G.E. Henein, J.D. Wynn, J. deJong, M.L. Schnoes, G.J. Zydzik. Electron. Lett., **32**, 1007 (1996).
- [14] J.M. Verdiell, M. Ziari, D.F. Welch. Electron. Lett., **32**, 1817 (1996).
- [15] Н.Б. Звонков, С.А. Ахлестина, А.В. Ершов, Б.Н. Звонков, Г.А. Максимов, Е.А. Ускова. Квант. электрон., **26**, 217 (1999).
- [16] В.И. Швейкин, В.А. Геловани. Квант. электрон., **32**, 683 (2002).
- [17] J.P. Donnelly, R.K. Huang, J.N. Walpole, L.J. Missaggia, C.T. Harris, J.J. Plant, R.J. Bailey, D.E. Mull, W.D. Goodhue, G.W. Turner. IEEE J. Quant. Electron., **QE-39**, 289 (2003).
- [18] H.C. Casey, M.V. Panish. *Heterostructure lasers* (Academic Press, N.Y.–San Francisco–London, 1978).
- [19] И.А. Костко, В.П. Евтихийев, Е.Ю. Котельников, Г.Г. Зегря. ФТП, **33**, 752 (1999).
- [20] Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов. ФТП, **36**, 364 (2002).
- [21] T. Ikegami. IEEE J. Quant. Electron., **QE-8**, 470 (1972).
- [22] E.I. Gordon. IEEE J. Quant. Electron., **QE-9**, 772 (1973).
- [23] D.C. Krupka. IEEE J. Quant. Electron., **QE-11**, 390 (1975).
- [24] L. Levin. IEEE Trans. Microwave Theory Tech., **MTT-23**, 576 (1975).
- [25] C.M. Herzinger, C.C. Lu, T.A. DeTemple, W.C. Chew. IEEE J. Quant. Electron., **QE-29**, 2272 (1993).
- [26] E. Pinkas, B.I. Miller, I. Kayashi, P.W. Foy. IEEE J. Quant. Electron., **QE-9**, 281 (1973).
- [27] L.V. Asryan, N.A. Gunko, A.S. Polkovnikov, G.G. Zegrya, R.A. Suris, P.K. Lau, T. Makino. Semicond. Sci. Technol., **15**, 1131 (2000).
- [28] Е.Г. Голикова, В.А. Горбылев, Ю.В. Ильин, В.А. Курешов, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, Ю.А. Рябоштан, В.А. Симаков, И.С. Тарасов, Е.А. Третьякова, Н.В. Фетисова. Письма ЖТФ, **26**, 57 (2000).
- [29] А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, Н.В. Фетисова, Е.Г. Голикова, Ю.А. Рябоштан, И.С. Тарасов. ФТП, **36**, 1393 (2002).
- [30] F. Bugge, G. Erbert, J. Fricke, S. Gramlich, R. Staske, H. Wenzel, U. Zeimer, M. Weyers. Appl. Phys. Lett., **79**, 1965 (2001).

Редактор Т.А. Полянская

Ultralow internal optical loss in separate confinement quantum well laser heterostructures

S.O. Slipchenko, D.A. Vinokurov, N.A. Pikhtin, Z.N. Sokolova, A.L. Stankevich, I.S. Tarasov, Zh.I. Alferov

loffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract Internal optical loss in separate confinement laser heterostructures with ultra wide waveguide (more than $1\mu\text{m}$) has been studied theoretically and experimentally. It has been established that an asymmetrical position of active region in ultra wide waveguide decreases a value of optical confinement factor for high order modes and enhances their threshold concentration by 10–20%. It has been shown that waveguide broadening to more than $1\mu\text{m}$ results in internal optical loss decrease only in asymmetric separate confinement laser heterostructures. In asymmetric waveguide of $4\mu\text{m}$ thickness calculated internal optical loss value reaches $\sim 0.2\text{ cm}^{-1}$ ($\lambda \sim 1.08\mu\text{m}$). Minimal value of internal optical loss has fundamental limit determined by free-carrier scattering loss at a transparency carrier density in the active region. Internal optical loss value of 0.34 cm^{-1} has been attained in separate confinement asymmetric laser heterostructures with ultra wide waveguide ($1.7\mu\text{m}$) fabricated by MOCVD epitaxy. Lasing in fundamental transverse mode has been reached due to the difference in threshold concentrations of fundamental mode and high order modes. 16 W continuous wave record-high value of output optical power and maximum wallplug efficiency value of 72% have been reached in $100\mu\text{m}$ aperture lasers with Fabry–Perot cavity length $\sim 3.5\text{ mm}$ based on fabricated heterostructures.