

Анализ пороговой плотности тока и усиления в квантово-размерных лазерах на основе твердых растворов InGaAsP

© Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов

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

(Получена 2 августа 2001 г. Принята к печати 29 августа 2001 г.)

Исследованы одномодовые и многомодовые лазерные диоды с длиной волны излучения 1.0 и 1.58 мкм, изготовленные из квантово-размерных гетероструктур раздельного ограничения методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений. На основе экспериментальных зависимостей пороговой плотности тока и дифференциальной квантовой эффективности от длины резонатора лазерных диодов проведен анализ пороговой плотности тока и усиления. В рамках модельных представлений получено разложение порогового тока на основные составляющие. Используются теоретические приближения, учитывающие оже-рекомбинацию, выброс электронов из квантовых ям в волноводные слои и растекание тока в пассивные области меза-полоскового лазера.

1. Введение

Пороговая плотность тока и усиление являются важнейшими физическими характеристиками полупроводниковых лазеров, определяют возможности их практического применения и оказывают влияние на все основные параметры. Первые статьи по анализу пороговой плотности тока и усиления в полупроводниковых лазерах были опубликованы в 60–70-е годы [1–3]. Возникновение гетеролазеров с квантово-размерными активными областями потребовало развития существующих моделей и проведения дальнейших исследований. В [4–6] нами были выполнены теоретические и экспериментальные исследования особенностей пороговой плотности тока в лазерах на основе гетероструктур с раздельным электронным и оптическим ограничением. В дальнейшем было подробно проанализировано усиление в полупроводниковых лазерах с квантово-размерными активными областями [7–12]. Анализ пороговой плотности тока в лазерах длинноволнового диапазона (1.3–2.0 мкм) осложняется наличием безызлучательных каналов оже-рекомбинации [13–16]. Стройная теоретическая модель с учетом безызлучательного тока оже-рекомбинации и диффузионных токов утечки в одномодовых лазерах, излучающих на длине волны $\lambda = 1.3$ мкм, представлена в [17]. Возникновение лазерных гетероструктур с активной областью из массива квантовых точек и разработка лазеров на их основе потребовали анализа усиления и пороговой плотности тока в таких лазерах [18].

Создание новых типов приборов или значительное улучшение параметров уже известных приборов требует переосмысления и развития существующих физических моделей. В последнее время благодаря технологическим находкам и углубленному пониманию физических процессов, происходящих в лазерах с раздельным ограничением и малыми внутренними оптическими потерями, нами достигнуты близкие к рекордным значения мощности оптического излучения, пороговой плотности тока и стимулированного внутреннего квантового выхода [19–24]. В настоящей работе на основе большого экс-

периментального материала предпринята попытка анализа пороговой плотности тока и усиления в многомодовых и одномодовых лазерах на основе гетероструктур InGaP/GaAs/InGaAs и InP/InGaAsP/InGaAs с раздельным ограничением.

2. Экспериментальные образцы

В эксперименте использовались гетероструктуры InGaP/GaAs/InGaAs и InP/InGaAsP раздельного ограничения, полученные методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений. Подробное описание технологической установки и методики получения гетеролазеров дано в [19–24]. Из гетероструктур изготавливались лазерные диоды меза-полосковой конструкции (рис. 1).

Лазерные гетероструктуры на подложке GaAs содержали эмиттерные слои $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P}$ (см. рис. 2). В качестве волноводного слоя (толщиной 0.4–0.5 мкм) в структуре

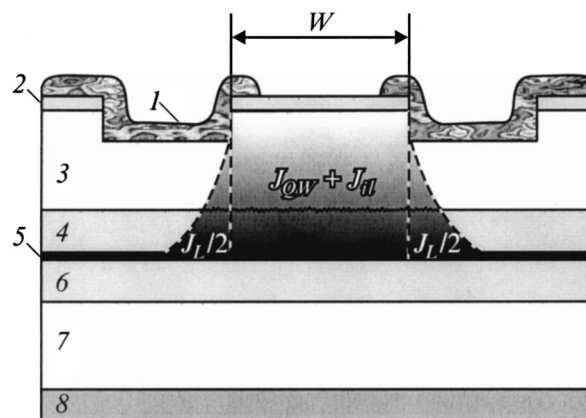


Рис. 1. Схематическое изображение лазерного диода и компонент его порогового тока. W — ширина меза-полоскового контакта; 1 — изолирующий слой SiO_2 ; 2 — контактный слой; 3, 7 — эмиттеры; 4, 6 — волновод; 5 — активная область; 8 — подложка.

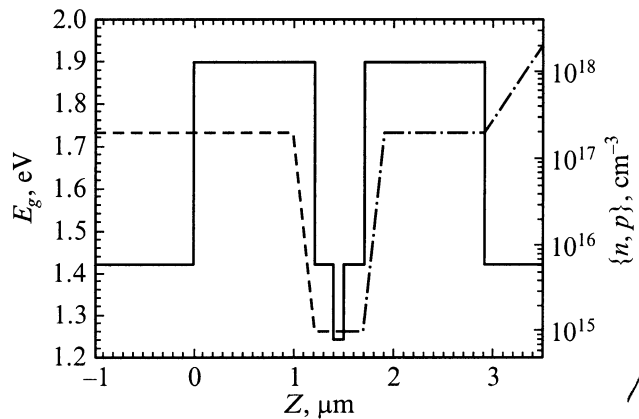


Рис. 2. Схематическая зонная диаграмма гетероструктуры раздельного ограничения InGaP/GaAs/InGaAs (сплошная линия), расчетные профили легирования для донорной примеси кремния (штриховая) и акцепторной примеси магния (штрихпунктирная). Z — координата роста структуры.

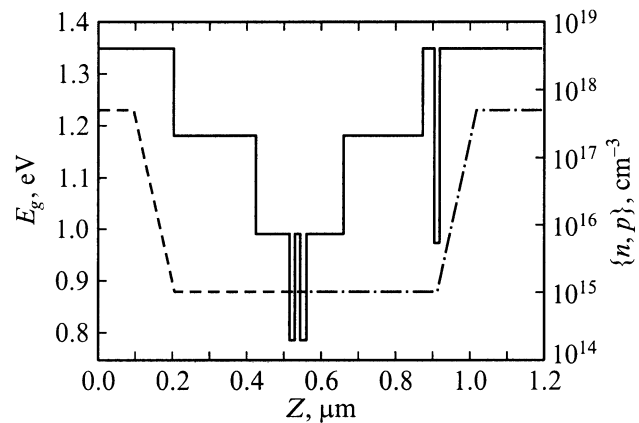


Рис. 3. Схематическая зонная диаграмма гетероструктуры раздельного ограничения InP/InGaAsP (сплошная линия), расчетные профили легирования для донорной примеси кремния (штриховая) и акцепторной примеси цинка (штрихпунктирная). Z — координата роста структуры.

были использованы эпитаксиальные слои GaAs. Активная область лазерной гетероструктуры состояла из одной напряженной квантовой ямы $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ толщиной $\sim 90 \text{ \AA}$ ($x \approx 20\%$, длина волны излучения $\sim 1 \text{ мкм}$). В качестве акцепторной легирующей примеси использовался магний, а в качестве донорной — кремний.

Лазерные гетероструктуры на подложке InP (см. рис. 3) имели эмиттерные слои из фосфида индия и две напряженные квантовые ямы из твердого раствора $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_{1-y}\text{P}_y$ толщиной 60 \AA с длиной волны излучения $\sim 1.58 \text{ мкм}$. Толщина промежуточного барьерного слоя между ямами составляла 200 \AA . В структуре использовался ступенчатый волновод для повышения величины внутреннего квантового выхода [21]. В качестве акцепторной легирующей примеси использовался цинк, а в качестве донорной — кремний. Расчетный

уровень легирования (n , p) широкозонных эмиттеров и волноводных слоев для обеих гетероструктур показан на рис. 2 и 3 штриховой и штрихпунктирной линиями.

Два типа полученных гетероструктур различались волноводными свойствами, выбросом носителей в барьерные слои [25–27] и коэффициентами оже-рекомбинации [28], значения которых для твердых растворов $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_{1-y}\text{P}_y$ брались из экспериментальных работ [29–31].

Из двух типов гетероструктур были изготовлены одномодовые и многомодовые лазерные диоды мезополосковой конструкции [19–24]. Для них получены зависимости пороговой плотности тока (J_{th}) от обратной длины резонатора лазерного диода (L^{-1}) (рис. 4, 5),

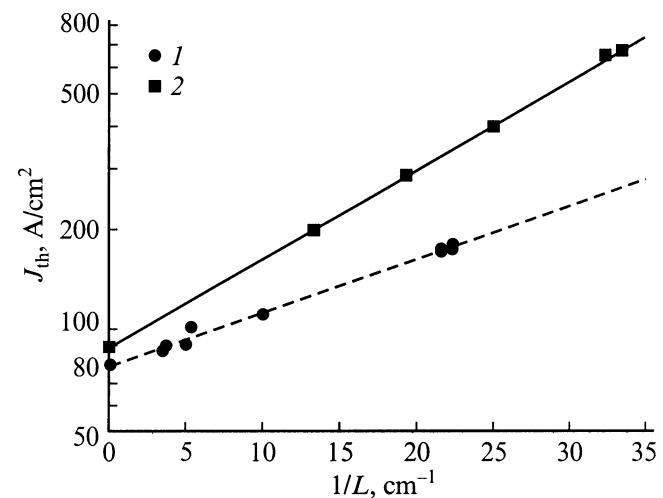


Рис. 4. Экспериментальные зависимости пороговой плотности тока J_{th} от обратной длины резонатора $1/L$ для лазерных диодов InGaP/GaAs/InGaAs ($\lambda = 1 \text{ мкм}$) с шириной полоска $W = 100$ (1) и 5 мкм (2).

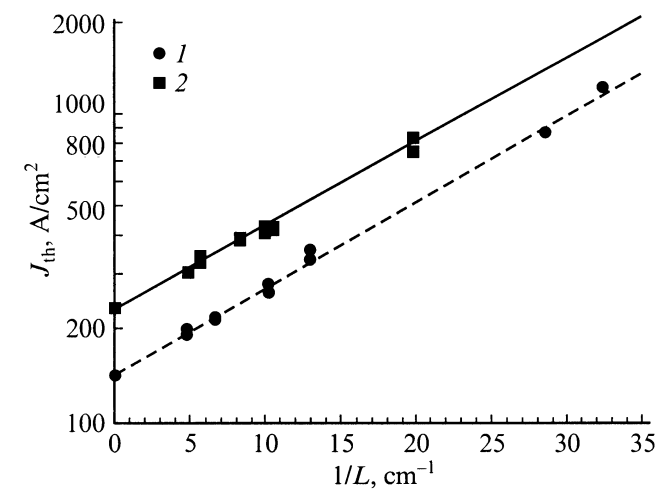


Рис. 5. Экспериментальные зависимости пороговой плотности тока J_{th} от обратной длины резонатора $1/L$ для лазерных диодов InP/InGaAsP ($\lambda = 1.58 \text{ мкм}$) с шириной полоска $W = 100$ (1) и 5 мкм (2).

исследованы ватт-амперные характеристики и получены зависимости обратной дифференциальной квантовой эффективности (η_d^{-1}) от длины резонатора (рис. 6, 7). Лазерные гетероструктуры обоих типов имели пороговые плотности тока, близкие к минимальным для лазерных диодов с бесконечно длинным резонатором, малые внутренние оптические потери (α_i) и высокие значения стимулированного внутреннего квантового выхода излучения (η_i).

3. Компоненты пороговой плотности тока

Существует несколько экспериментальных способов определения порогового тока в полупроводниковых лазерах. Все они сводятся к определению тока, при котором наступает стабилизация роста концентрации носителей тока в активной области лазера. В настоящей работе за пороговый ток принимается ток в начале линейного участка ватт-амперной характеристики. В этом случае в активной области лазера наступает стабилизация концентрации инжектированных носителей тока, вклад спонтанного излучения в моды пренебрежимо мал и внутренний квантовый выход излучения полностью определяется стимулированным квантовым выходом.

Представим экспериментальные значения пороговой плотности тока в виде суммы компонент тока, характеризующих отдельные физические процессы:

$$J_{th} = J_{th}^* + J_L. \quad (1)$$

Они имеют следующий физический смысл: J_{th}^* — компонента пороговой плотности тока, характеризующая свойства лазерной гетероструктуры; J_L — ток растекания, связанный с конструктивными особенностями лазерного диода с узкой токовой областью. Схематическое изображение составляющих тока в лазерном диоде приведено на рис. 1.

Составляющую J_{th}^* мы представили как сумму,

$$J_{th}^* = J_{QW} + J_{il}, \quad (2)$$

в которой J_{QW} — рекомбинационный ток в активной области лазерного диода; J_{il} — компонента тока, связанная с токовыми утечками внутри лазерной гетероструктуры, которые обусловлены отклонением стимулированного внутреннего квантового выхода (η_i) на пороге генерации от 100%.

Ток в активной области J_{QW} состоит из двух компонент:

$$J_{QW} = J_R + J_A, \quad (3)$$

где J_R — компонента тока излучательной рекомбинации, J_A — компонента тока безызлучательной оже-рекомбинации.

Компонента J_{QW} может быть определена на пороге генерации с использованием экспериментального значения стимулированного внутреннего квантового выхода η_i ,

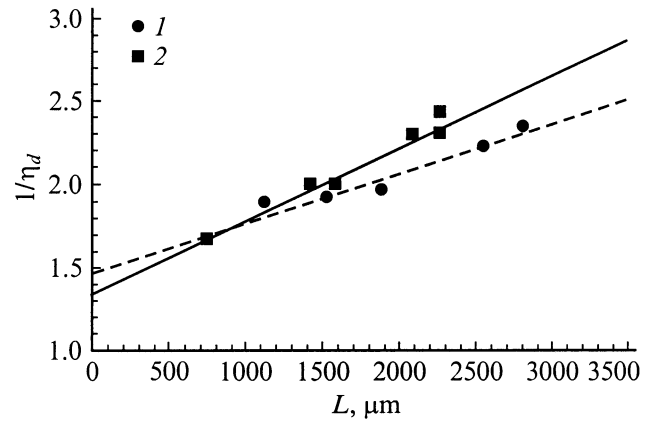


Рис. 6. Экспериментальные зависимости обратной величины внешней дифференциальной квантовой эффективности $1/\eta_d$ от длины резонатора L для лазерных диодов InGaP/GaAs/InGaAs ($\lambda = 1$ мкм) с шириной полоска $W = 100$ (1) и 5 мкм (2).

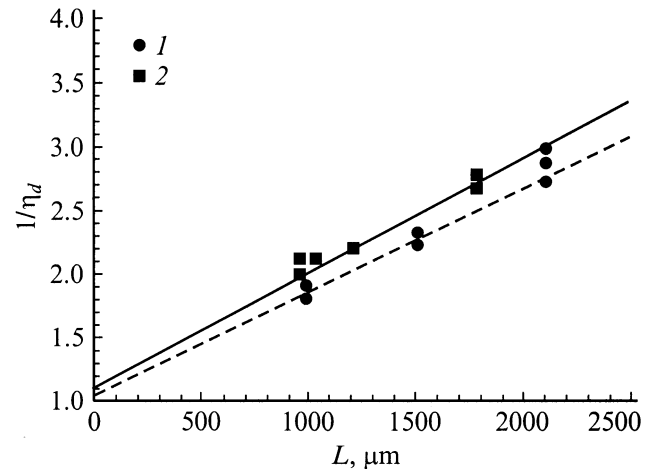


Рис. 7. Зависимость обратной величины внешней дифференциальной квантовой эффективности $1/\eta_d$ от длины резонатора L для лазерных диодов InP/InGaAsP ($\lambda = 1.58$ мкм) с шириной полоска $W = 100$ (1) и 5 мкм (2).

показывающего, какая часть носителей из проходящего тока участвует в процессе рекомбинации в активной области. В дальнейшем мы предполагаем, что величина η_i за порогом генерации не зависит от тока накачки. Мы также считаем, что за порогом генерации компонента J_L не зависит от тока накачки или ее возрастанием можно пренебречь, и поэтому она не влияет на величину внутреннего квантового выхода. Экспериментальные значения η_i определяются из рис. 6, 7 согласно выражению для дифференциальной квантовой эффективности:

$$\eta_d = \eta_i \alpha_{ext} / (\alpha_i + \alpha_{ext}), \quad (4)$$

где α_i — внутренние оптические потери, $\alpha_{ext} = (1/L) \ln(1/R)$ — оптические потери на выход, $R = 0.3$ — коэффициент отражения зеркал резонатора лазерного диода.

Таблица 1. Экспериментальные параметры структур

Номер структуры (λ , мкм)	Ширина полоска W , мкм	η_i , %	α_i , см ⁻¹	Γ , %	B , см ³ /с	R , см ⁶ /с
X2582 (1 мкм)	100	68	2.5	} 1.5 [32]	1.2 · 10 ⁻¹⁰ [28,32,33]	1 · 10 ⁻³¹ [28]
	5	73	3.7			
KP-1168 (1.58 мкм)	100	96	9	} 1.2 [23]	1.1 · 10 ⁻¹⁰ [28,33]	3.5 · 10 ⁻²⁹ – 5 · 10 ⁻³⁰ [29–31]
	5	95	12			

Компонента тока, проходящего через активную область, выражается следующим образом:

$$J_{QW} = \eta_i J_{th}^*, \quad (5)$$

где J_{th}^* — пороговый ток, проходящий через гетероструктуру при условии, что компонентой тока растекания (J_L) можно пренебречь.

На пороге, согласно условию генерации,

$$g\Gamma = \alpha_i + \alpha_{ext}, \quad (6)$$

когда усиление волноводной моды ($g\Gamma$) равно сумме внутренних оптических потерь α_i и оптических потерь на выход α_{ext} , (Γ — фактор оптического ограничения волноводной моды, g — материальное усиление), ток излучательной рекомбинации может быть представлен следующим образом:

$$J_R = J_0 + J_i + J_{ext}, \quad (7)$$

где J_0 — ток прозрачности, J_i — ток, необходимый для компенсации внутренних оптических потерь, J_{ext} — компонента тока, связанная с компенсацией полезных потерь, вызванных выходом излучения из резонатора.

Таким образом, представление пороговой плотности тока в виде суммы компонент тока, характеризующих отдельные физические процессы, приводит к следующему выражению:

$$J_{th} = J_0 + J_i + J_{ext} + J_A + J_{il} + J_L. \quad (8)$$

4. Анализ экспериментальных результатов

Методики определения компонент пороговой плотности тока для "коротковолновых" ($\lambda \approx 1$ мкм) и "длинноволновых" лазеров ($\lambda \approx 1.58$ мкм) различаются. Это связано с тем, что мы пренебрегаем компонентой тока оже-рекомбинации в коротковолновых лазерных диодах и учитываем в длинноволновых. Такое предположение основано на использовании нами экспериментальных значений коэффициентов оже-рекомбинации, различающихся в 10–100 раз для коротковолновых и длинноволновых лазеров. В табл. 1 приведены величины η_i

и α_i , определенные из экспериментальных зависимостей (рис. 6, 7), а также коэффициенты излучательной рекомбинации (B), оже-рекомбинации (R) и факторы оптического ограничения (Γ), используемые в дальнейших расчетах, со ссылками на литературные источники.

Отметим, что значения стимулированного квантового выхода в лазерах при различной ширине меза-полоска лежат в пределах погрешности эксперимента и определяются свойствами гетероструктуры. В данной работе мы считаем, что коэффициенты излучательной рекомбинации B не зависят от концентрации носителей в напряженных квантовых ямах активной области. Это можно объяснить следующим образом. В материалах, используемых нами в активной области, в объемном случае массы электронов и дырок различаются в ~ 10 раз, что является причиной падения величины B в вырожденном материале активной области с ростом концентрации инжектированных носителей. В сжато-напряженных квантовых ямах с ростом напряжения массы тяжелых дырок уменьшаются, увеличивая интеграл перекрытия зоны проводимости и валентной зоны и ослабляя его зависимость от концентрации. Поэтому допущение о неизменности B при варьировании пороговой концентрации носителей заряда можно считать справедливым.

4.1. Гетеролазеры на основе InGaP/GaAs/InGaAs

Начнем определение выделенных выше компонент пороговой плотности тока для коротковолновых лазерных диодов с широким меза-полосковым контактом. Для таких лазеров в выражении (8) можно пренебречь токами растекания в пассивные области (J_L) и токами безызлучательной оже-рекомбинации (J_A). Тогда, согласно (3), выражение (5) принимает вид

$$J_R = \eta_i J_{th}^*. \quad (9)$$

На первом этапе с помощью известного выражения для материального усиления (6), а также выражения для тока излучательной рекомбинации (9), значений η_i из рис. 6 и зависимости пороговой плотности тока от обратной длины резонатора (рис. 4) можно получить зависимость усиления от излучательной компоненты пороговой

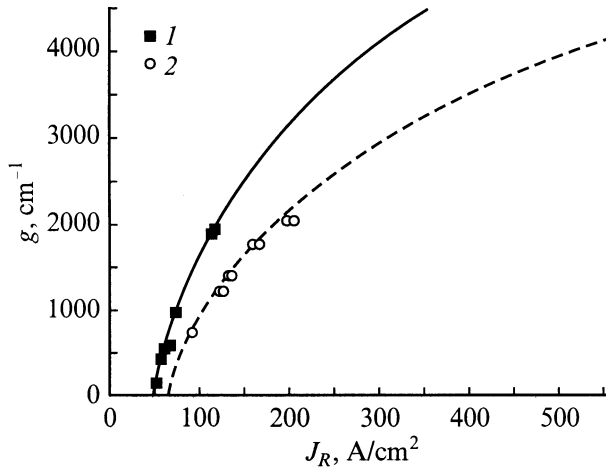


Рис. 8. Зависимости материального усиления g от излучательной компоненты пороговой плотности тока J_R для лазерных диодов InGaP/GaAs/InGaAs (1, сплошная линия) и лазерных диодов InP/InGaAsP (2, штриховая линия).

плотности тока (рис. 8). Эта зависимость с достаточной степенью точности аппроксимируется выражением

$$g = g_0 \ln(J_R/J_0). \quad (10)$$

Используя эту аппроксимацию и зависимость, приведенную на рис. 8, мы определили параметры g_0 — коэффициент усиления и J_0 — ток прозрачности. Величины J_0 и g_0 являются характеристическими параметрами гетероструктуры и зависят от свойств материала и параметров квантовых ям в активной области гетеролазера. В коротковолновых лазерах $g_0 = 2300 \text{ см}^{-1}$. Ток прозрачности, при котором достигается инверсная заселенность в активной среде лазерного диода, обеспечивающая равные скорости переходов электронов из зоны проводимости в валентную зону и обратно, равен 50 А/см^2 . Следует отметить, что, в отличие от общепринятой зависимости усиления от порогового тока [9,10], в (10) усиление связано только с излучательной компонентой тока, а не с суммарным пороговым током.

Используя (2) и (9), можно определить компоненту тока J_{il} как

$$J_{il} = J_{th}^*(1 - \eta_i). \quad (11)$$

Теперь из (8), используя (1) и (11), в лазерных диодах с резонатором бесконечной длины ($J_{ext} \approx 0$) можно определить компоненту приращения излучательного тока, необходимую для компенсации внутренних оптических потерь на рассеяние на свободных носителях и неоднородностях:

$$J_i = J_{th}^*(L \rightarrow \infty)\eta_i - J_0. \quad (12)$$

Считаем, что компонента тока J_i не зависит от длины резонатора лазерных диодов, так как внутренние оптические потери α_i являются удельными характеристиками лазерной гетероструктуры и не зависят от пороговой

концентрации носителей заряда в активной области. Для обоснования этого приближения представим α_i в виде суммы как

$$\alpha_i = \alpha_{CL}\Gamma_{CL} + \alpha_W\Gamma_W + \alpha_{QW}\Gamma_{QW}, \quad (13)$$

где α_{CL} , α_W , α_{QW} — оптические потери в эмиттерах, волноводе и квантовой яме соответственно; Γ_{CL} , Γ_W , Γ_{QW} — факторы оптического ограничения световой волны для эмиттера, волновода и квантовой ямы. Для нашего случая $\Gamma_{QW} \approx 1\%$ (табл. 1), поэтому приращение внутренних оптических потерь α_i с ростом пороговой концентрации незначительно и им можно пренебречь по сравнению с вкладом оптических потерь в эмиттерных слоях при $\Gamma_{CL} \approx 40\%$.

В лазерах с конечной длиной резонатора компонента пороговой плотности тока, связанная с компенсацией полезных потерь на выход, определяется из выражений (7) и (9):

$$J_{ext} = J_{th}^*\eta_i - J_0 - J_i. \quad (14)$$

Таким образом, для коротковолновых лазеров с широким меза-полосковым контактом мы определили все компоненты пороговой плотности тока, используя экспериментальные зависимости рис. 4 и 6. Эти компоненты тока как функции обратной длины резонатора лазера приведены на рис. 9. Численные значения компонент тока для лазерных диодов с некоторыми длинами резонатора приведены в табл. 2.

Для одномодовых коротковолновых лазеров, имеющих узкий меза-полосковый контакт, растеканием тока

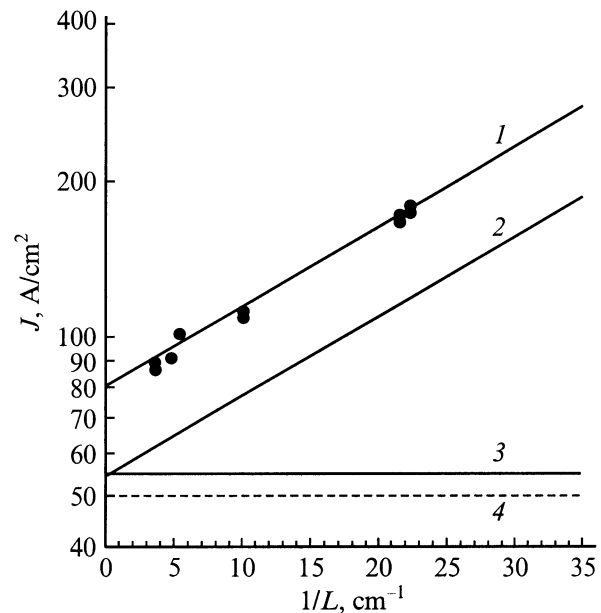


Рис. 9. Зависимости компонент J пороговой плотности тока от обратной длины резонатора $1/L$ для многомодовых лазерных диодов InGaP/GaAs/InGaAs ($\lambda = 1 \text{ мкм}$) с шириной полоска $W = 100 \text{ мкм}$: 1 — пороговая плотность тока J_{th} , эксперимент (точки) и расчет (сплошная линия); 2 — излучательная компонента пороговой плотности тока J_R ; 3 — компоненты пороговой плотности тока $J_i + J_0$; 4 — ток прозрачности J_0 .

Таблица 2. Значения компонент тока лазерных диодов

	$\lambda = 1.0 \text{ мкм}$						$\lambda = 1.58 \text{ мкм}$					
	$W = 100 \text{ мкм}$			$W = 5 \text{ мкм}$			$W = 100 \text{ мкм}$			$W = 5 \text{ мкм}$		
$L, \text{ мкм}$	$\rightarrow \infty$	1500	500	$\rightarrow \infty$	1500	500	$\rightarrow \infty$	1500	500	$\rightarrow \infty$	1500	500
$J_{th}, \text{ A/cm}^2$	80	100	159	90	133	299	143	218	519	230	331	768
$J_0, \text{ A/cm}^2$	50			50			63			63		
$J_i, \text{ A/cm}^2$	4.4			5.7			31			43.6		
$J_{ext}, \text{ A/cm}^2$	0	13	54	0	15	56	0	41	183	0	60	223
$J_R, \text{ A/cm}^2$	54	68	108	56	70	112	94	134	277	107	154	317
$J_A, \text{ A/cm}^2$	—	—	—	—	—	—	43	75	221	53	91	270
$J_{il}, \text{ A/cm}^2$	25	32	51	21	26	41	6	9	21	7	10	25
$J_L, \text{ A/cm}^2$	—	—	—	14	37	146	—	—	—	63	75	156
$g_0, \text{ см}^{-1}$	2300			2300			1900			1900		
$g_{0n}, \text{ см}^{-1}$	4780			4780			3700			3700		
$g_{0p}, \text{ см}^{-1}$	4780			4780			3700			3700		
$n_0, \text{ см}^{-3}$	$1.625 \cdot 10^{18}$			$1.625 \cdot 10^{18}$			$1.291 \cdot 10^{18}$			$1.291 \cdot 10^{18}$		
$p_0, \text{ см}^{-3}$	$1.625 \cdot 10^{18}$			$1.625 \cdot 10^{18}$			$2.52 \cdot 10^{18}$			$2.52 \cdot 10^{18}$		

в пассивные области пренебречь нельзя и в пороговой плотности тока необходимо учитывать компоненту J_L . При дальнейшем рассмотрении принимаем, что J_0 и g_0 являются характеристическими параметрами данной гетероструктуры. Тогда для лазерных диодов с узким контактом можно использовать те же значения, что и для лазерных диодов с широким контактом.

Сначала из зависимости на рис. 8, полученной для коротковолновых лазеров с широким контактом, по формуле (6), используя α_i из табл. 1, находим значение излучательного тока J_R ($J_{QW} = J_R$) для лазерного диода заданной длины. Необходимо отметить, что внутренние оптические потери в лазерах с узким контактом больше, чем в лазерных диодах с широким контактом. Это связано с увеличением удельного вклада потерь, возникающих при рассеянии световой волны на границах поперечного волновода, в суммарные внутренние оптические потери.

Величину пороговой плотности тока J_{th}^* находим из (9); экспериментальные значения η_i берутся из табл. 1. Ток, компенсирующий внутренние оптические потери J_i и внешние оптические потери J_{ext} , определяем из (12) и (14) соответственно. Токовые потери в гетероструктуре J_{il} найдем из (11), а утечки J_L , связанные с растеканием тока в пассивные области в меза-полосковой конструкции лазерного диода, из (1). Графически компоненты пороговой плотности тока как функции обратной длины резонатора для лазерных диодов с узким полосковым контактом шириной $W = 5 \text{ мкм}$ приведены на рис. 10. Численные значения компонент тока для лазерных диодов с некоторыми длинами резонатора даны в табл. 2.

Мы подробно рассмотрели алгоритм определения отдельных компонент пороговой плотности тока для коротковолновых лазерных диодов с широким и узким меза-полосками. Для коротковолновых лазеров, когда

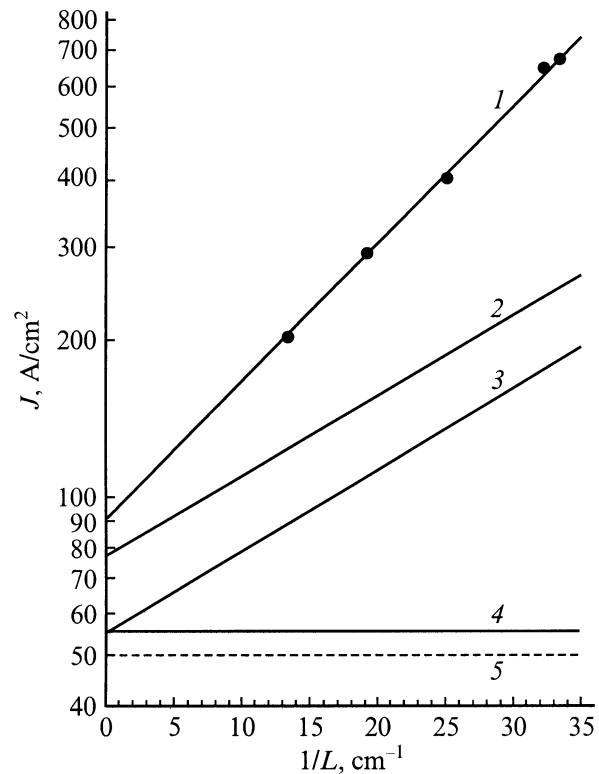


Рис. 10. Зависимости компонент J пороговой плотности тока от обратной длины резонатора $1/L$ для одномодовых лазерных диодов InGaP/GaAs/InGaAs ($\lambda = 1 \text{ мкм}$) с шириной полоски $W = 5 \text{ мкм}$: 1 — пороговая плотность тока J_{th} , эксперимент (точки) и расчет (сплошная линия); 2 — компоненты пороговой плотности тока $J_{il} + J_R$; 3 — излучательная компонента пороговой плотности тока J_R ; 4 — компоненты порогового тока $J_i + J_0$; 5 — ток прозрачности J_0 .

оже-процессами пренебрегаем, все компоненты пороговой плотности тока могут быть определены из экспериментальных зависимостей (рис. 4, 6), рис. 8 и выражений (1), (9), (11), (12), (14).

4.2. Гетеролазеры на основе InGaAsP/InP

Теперь перейдем к случаю длинноволновых лазерных диодов ($\lambda = 1.58$ мкм), когда в (3) нельзя пренебречь компонентой безызлучательного тока оже-рекомбинации J_A и когда алгоритм выделения компонент тока значительно усложняется.

Сначала рассматриваем длинноволновые лазерные диоды с широким меза-полоском, в которых пренебрегаем током растекания в пассивные области J_L . В этом случае излучательную (J_R) и безызлучательную (J_A) компоненты тока можно определить только через коэффициенты излучательной (B) и безызлучательной (R) оже-рекомбинации:

$$J_R = e d_{QW} N B n_{QW} p_{QW}, \quad (15)$$

$$J_A = e d_{QW} N R n_{QW} (p_{QW})^2, \quad (16)$$

где d_{QW} — толщина квантовой ямы; N — число квантовых ям; e — заряд электрона; n_{QW} , p_{QW} — объемные концентрации электронов и дырок в квантовой яме. В (15) и (16) считается, что все квантовые ямы заполняются носителями одинаково. В (16) учтено, что в рассматриваемых структурах наиболее быстрым каналом оже-рекомбинации является бесфононный оже-процесс с выбросом тяжелой дырки в спин-орбитально отщепленную зону [28]. Мы использовали экспериментальные значения коэффициента Оже, которые, согласно [29–31], имеют большой разброс, что отражено в табл. 1. Коэффициент излучательной рекомбинации B определен достаточно точно [28,33]. Мы считаем, что коэффициент R , так же как и коэффициент B , не зависит от пороговой концентрации носителей в квантовой яме.

Кроме того, в длинноволновых лазерах раздельного ограничения глубина напряженной квантовой ямы для электронов в активной области не превышает 50 мЭВ, поэтому существует выброс электронов из квантовой ямы в волноводные слои. Это нами показано экспериментально в работах [24,26]. Для определения соотношения между концентрацией выброшенных носителей в барьерные слои и концентрацией носителей в напряженной квантовой яме мы используем расчетную модель из [17]. Согласно принципу электронейтральности, концентрация дырок в квантовой яме равна сумме концентраций электронов в квантовой яме (n_{QW}) и в барьере (n_{bar}):

$$p_{QW} = n_{QW} + n_{bar}. \quad (17)$$

В свою очередь концентрация электронов в барьере является функцией концентрации электронов в квантовой яме. Учитывая выражения (3), (5), (15)–(17), пороговую плотность тока можно записать в следующем виде:

$$J_{th}^* = e d_{QW} N_{QW} n_{QW} (n_{QW} + n_{bar}) \times [B + R(n_{QW} + n_{bar})] / \eta_i. \quad (18)$$

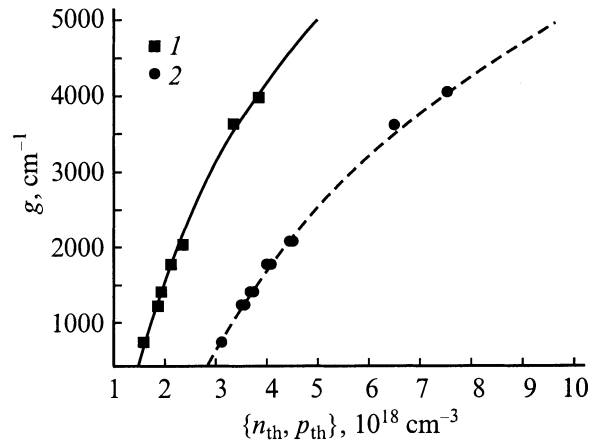


Рис. 11. Зависимости материального усиления g от концентрации электронов n_{th} (1) и дырок p_{th} (2) в квантовой яме для лазерных диодов InP/InGaAsP ($\lambda = 1.58$ мкм).

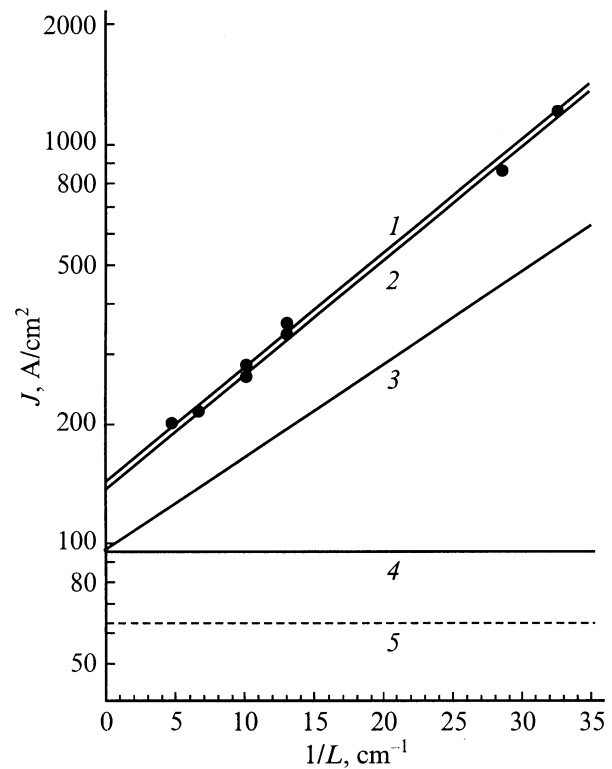


Рис. 12. Зависимости компонент J пороговой плотности тока от обратной длины резонатора $1/L$ для многомодовых лазерных диодов InP/InGaAsP ($\lambda = 1.58$ мкм) с шириной полоска $W = 100$ мкм: 1 — пороговая плотность тока J_{th} , эксперимент (точки) и расчет (сплошная линия); 2 — компоненты пороговой плотности тока $J_A + J_R$; 3 — излучательная компонента пороговой плотности тока J_R ; 4 — компоненты пороговой плотности тока $J_i + J_0$; 5 — ток прозрачности J_0 .

Используя экспериментальную зависимость пороговой плотности тока от L (рис. 5) и выражения (1) и (18), можно определить пороговую концентрацию электронов и дырок в квантовой яме и концентрацию электронов

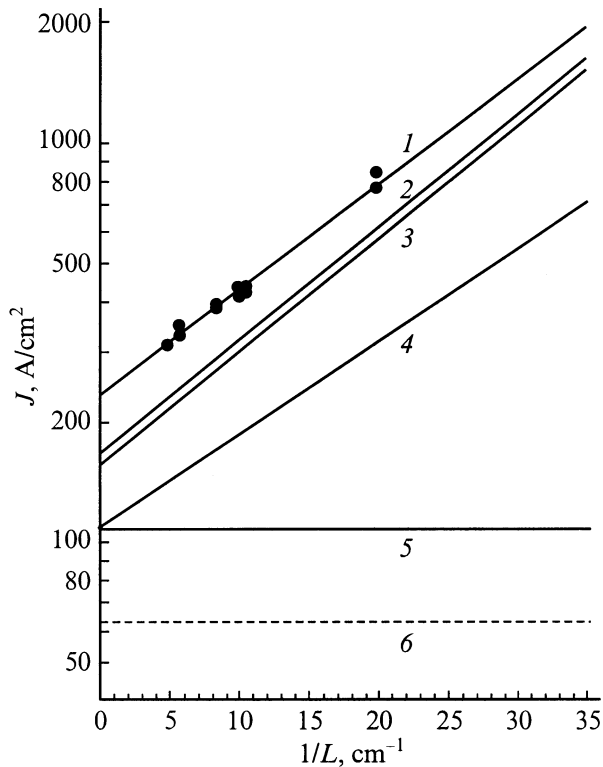


Рис. 13. Зависимости компонент J пороговой плотности тока от обратной длины резонатора $1/L$ для одномодовых лазерных диодов InP/InGaAsP ($\lambda = 1.58$ мкм) с шириной полоска $W = 5$ мкм: 1 — пороговая плотность тока J_{th} , эксперимент (точки) и расчет (сплошная линия); 2 — компоненты пороговой плотности тока $J_{il} + J_A + J_R$; 3 — компоненты пороговой плотности тока $J_A + J_R$; 4 — излучательная компонента пороговой плотности тока J_R ; 5 — компоненты пороговой плотности тока $J_i + J_0$; 6 — ток прозрачности J_0 .

в барьере. Значения коэффициентов η_i и B берем из табл. 1, $R = 1.5 \cdot 10^{-29}$ см⁶/с.

Далее можно построить зависимости усиления в длинноволновых лазерах от концентрации электронов и дырок в квантовой яме согласно соотношению (6) и экспериментальной зависимости рис. 5. Полученные зависимости усиления от концентрации электронов и дырок представлены на рис. 11 и с достаточной степенью точности аппроксимируются функциями вида [11]

$$g = g_{0n} \ln(n_{QW}/n_0), \quad (19)$$

$$g = g_{0p} \ln(p_{QW}/p_0), \quad (20)$$

где g_{0n}, g_{0p} — коэффициенты усиления, n_0, p_0 — концентрации прозрачности электронов и дырок.

В случае коротковолновых лазерных диодов ($\lambda = 1$ мкм) пороговые концентрации электронов и дырок в квантовой яме можно также вычислить из (15) при условии, что излучательная компонента пороговой плотности тока известна, а пороговые концентрации электронов и дырок в квантовой яме равны. Параметры g_0 и n_0 , характеризующие этот случай, приведены в табл. 2.

Для длинноволновых лазеров из (15) определяем излучательную компоненту пороговой плотности тока J_R , а затем находим зависимость усиления от J_R (рис. 8), которая хорошо описывается выражением (10) с коэффициентом усиления $g_0 = 1900$ см⁻¹ и с током прозрачности $J_0 = 63$ А/см².

Компоненту J_A определяем из (16), J_{il} — из (11). Затем по аналогии с коротковолновыми лазерами из (12) находим компоненту тока J_i , а из (14) — J_{ext} . Компоненты пороговой плотности тока в длинноволновых лазерных диодах ($\lambda = 1.58$ мкм) с широким меза-полоском представлены на рис. 12, а численные значения компонент для лазерных диодов с некоторыми длинами резонатора приведены в табл. 2.

В длинноволновых одномодовых меза-полосковых лазерах, имеющих узкий меза-полосковый контакт, током растекания в пассивные области пренебречь нельзя. Последовательность расчета компонент пороговой плотности тока та же, что и в случае одномодовых коротковолновых лазеров, только составляющие J_R и J_A находим из (15) и (16).

Определенные компоненты пороговой плотности тока для одномодовых длинноволновых лазерных диодов отображены графически на рис. 13, а численные значения компонент для лазерных диодов с некоторыми длинами резонатора приведены в табл. 2.

5. Обсуждение результатов

Мы провели анализ составляющих пороговой плотности тока и показали, что в гетероструктурах с отличным от единицы стимулированным внутренним квантовым выходом излучения η_i необходимо учитывать токовые потери J_{il} , которые могут заметно увеличивать пороговую плотность тока (рис. 9, 10). Согласно табл. 1, на величину η_i практически не влияют токи утечки J_L . Следовательно, η_i является характеристикой только гетероструктуры, а не лазерного диода в целом. При вычислении пороговой плотности тока компонента тока J_{il} обычно не учитывается, так как при достижении стимулированной генерации величина η_i часто принимается равной единице. Величина η_i определяет долю носителей, участвующих в рекомбинации в активной области. На пороге генерации оже-рекомбинация не влияет на величину η_i (рис. 12, 13, табл. 2). Вклад оже-рекомбинации в пороговый ток мы учитываем в виде отдельной составляющей J_A , которая существенно влияет на пороговую плотность тока длинноволновых лазеров и в зависимости от длины резонатора составляет 50–400 А/см² (табл. 2). Существуют три основных пути уменьшения компоненты J_A : снижение пороговой концентрации носителей тока [13–16], уменьшение числа квантовых ям в активной области лазерной гетероструктуры [34] и увеличение напряжения сжатия в квантовых ямах [35].

В излучательную компоненту порогового тока J_R вносят вклад три составляющие: J_0, J_i, J_{ext} (7). J_0 — ток

прозрачности, при котором $g = 0$, т. е. среда не усиливает и не поглощает. Ток прозрачности мы определили из зависимости коэффициента усиления материала активной области от излучательной компоненты порогового тока (рис. 8). В коротковолновых и длинноволновых лазерах с длиной резонатора 1500 мкм ток прозрачности дает основной вклад в пороговый ток. Величина J_0 составляет величину $\sim 50 \text{ A/cm}^2$ в лазерных диодах обоих типов. Ток прозрачности определяется положением уровней квантования и параметрами зонной структуры напряженного материала активной области. Снижение составляющей тока прозрачности за счет уменьшения толщины квантовых ям нецелесообразно из-за резкого падения фактора оптического ограничения [22,31] и, как следствие, увеличения пороговой плотности тока. Уменьшение доли тока прозрачности в пороговой плотности тока теоретически возможно при использовании квантовых точек с δ -функцией плотности состояний в активной области лазерных гетероструктур и связано в будущем с развитием уровня технологии, обеспечивающего однородность геометрических размеров квантовых точек [18].

Следующая составляющая пороговой плотности тока J_i , компенсирующая рассеяние волноводной моды на свободных носителях тока, а также макро- и микро неоднородностях лазерной гетероструктуры, начинает давать существенный вклад при значениях внутренних оптических потерь $\alpha_i > 10 \text{ см}^{-1}$. Современный уровень технологии, как МОС-гидридной, так и молекулярно-пучковой эпитаксии, позволяет получать $\alpha_i < 2 \text{ см}^{-1}$ [19–23] за счет использования низкого уровня легирования волноводных слоев и высокой однородности гетерограниц лазерной структуры. J_i зависит от ширины полоска. В лазерных диодах из одной и той же гетероструктуры, но с полосками разной ширины, внутренние оптические потери α_i несколько различаются. Это связано с возрастанием удельного вклада потерь, возникающих при рассеянии световой волны на границах продольного волновода, в суммарные внутренние потери. Составляющая J_i не вносит существенного вклада в пороговую плотность тока. Особенно это заметно в лазерных гетероструктурах раздельного ограничения с расширенным волноводом, когда эта составляющая снижается до $1\text{--}3 \text{ A/cm}^2$. Однако от α_i зависит величина оптической мощности, получаемой в гетеролазере.

Токовая компенсация потерь на выход (J_{ext}) также приводит к росту пороговой концентрации носителей в активной области лазерной структуры. Снижение потерь на выход происходит с увеличением длины резонатора, и для $L > 1500 \text{ мкм}$ вклад компоненты J_{ext} в общий пороговый ток становится несущественным (рис. 9, 10, 12, 13).

Три рассмотренных компоненты пороговой плотности тока составляют излучательную компоненту J_R . В коротковолновых лазерах при стимулированном квантовом выходе, близком к 100%, эта величина практически совпадает с пороговой плотностью тока J_{th} при условии, что компонентой J_L можно пренебречь (лазеры с широким полоском).

Ток растекания J_L определяется конструктивными особенностями одномодового лазерного диода. Эта составляющая возрастает при уменьшении ширины межаполоска лазерного диода, поэтому ее по возможности минимизируют. Однако основным требованием к конструкции лазерного диода с узким межаполоском является одномодовость. В многомодовых лазерах J_L практически отсутствует [34], поэтому разность значений пороговой плотности тока одномодовых и многомодовых лазеров в первом приближении определяет величину тока утечки J_L (рис. 4, 5 и 12, 13). В коротковолновых одномодовых лазерах с малой длиной резонатора, $L \leq 500 \text{ мкм}$, около половины порогового тока приходится на токи утечки J_L (рис. 10, табл. 2), а в длинноволновых при таких же L — около трети (рис. 13, табл. 2). При увеличении L вклад J_L уменьшается.

Зависимость усиления от тока накачки является не менее важной характеристикой полупроводниковых лазеров, чем пороговая плотность тока. На рис. 8 приведено усиление как функция излучательной компоненты пороговой плотности тока J_R , полученное из экспериментальных кривых рис. 4–7 и выражения (6), которое хорошо аппроксимируется логарифмической зависимостью (10). Отметим, что в правую часть (6) входят оптические потери, компенсируемые только за счет излучательной компоненты порогового тока J_R (7). Оказалось, что для длинноволновых и коротковолновых лазеров значения коэффициента усиления g_0 практически совпадают и составляют величину $\sim 2000 \text{ см}^{-1}$. Обычно зависимость максимума усиления строится от суммарного порогового тока J_{th} , которая для высокоэффективных многомодовых коротковолновых лазеров практически совпадает с зависимостью $g(J_R)$. Однако в высокоэффективных многомодовых длинноволновых лазерах зависимости усиления от J_{th} и J_R сильно различаются, потому что пороговый ток содержит большую безызлучательную компоненту, связанную с током оже-рекомбинации. Кроме того, из-за выброса электронов в барьерные слои в активной области реальная концентрация электронов в несколько раз ниже концентрации дырок. Усиление, необходимое для выполнения пороговых условий, наступает при достижении электронной пороговой концентрации, при этом концентрация дырок в несколько раз выше.

6. Заключение

Исследованы коротковолновые и длинноволновые одномодовые и многомодовые лазерные диоды. Показано, что при использовании упрощенной расчетной модели экспериментальные значения пороговой плотности тока могут быть представлены в виде суммы компонент тока. В гетероструктурах с отличным от единицы стимулированным внутренним квантовым выходом излучения необходимо учитывать токовые потери J_{it} , которые могут заметно увеличивать пороговую плотность тока. В высокоэффективных коротковолновых лазерных диодах основной составляющей пороговой плотности тока является

излучательная компонента J_R . В длинноволновых лазерных диодах при анализе пороговой плотности тока необходимо учитывать выброс электронов из квантовых ям и безызлучательную компоненту J_A . В одномодовых коротковолновых и длинноволновых лазерных диодах меза-полосковой конструкции необходимо принимать во внимание компоненту тока растекания J_L . Показано, что усиление с достаточной степенью точности аппроксимируется логарифмической зависимостью от излучательной компоненты порогового тока, а также от концентрации электронов и дырок в квантово-размерной активной области.

Обсуждаются пути снижения пороговой концентрации носителей тока в коротковолновых и длинноволновых лазерах. Нами было показано [5], что увеличение длины резонатора лазерных диодов является одним из эффективных путей снижения пороговой плотности тока. Однако при длине резонатора больше 1500 мкм основной вклад в пороговый ток дает ток прозрачности J_0 , который составляет величину ~ 50 А/см² как в коротковолновых, так и в длинноволновых лазерах. Предложенная нами конструкция лазерных гетероструктур с расширенным ступенчатым волноводом [21] обеспечивает высокие значения стимулированного квантового выхода, низкие внутренние оптические потери и, как следствие, минимальные значения компонент тока J_{il} и J_i . Перечисленные требования совпадают с положениями концепции мощных полупроводниковых лазеров.

В заключение авторы выражают благодарность технологам, предоставившим лазерные гетероструктуры для экспериментов, а также Р.А. Сурису, Г.Г. Зегре и В.П. Евтихию за плодотворное обсуждение результатов.

Работа была частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 01-02-17851) и программой МНТП "Физика твердотельных наноструктур" (проекты № 99-2037 и № 99-2038).

Список литературы

- [1] Р.Ф. Казаринов, О.В. Константинов, В.И. Перель, А.Л. Эфрос. ФТП, **7**, 1506 (1965).
- [2] Ж.И. Алфёров, В.М. Андреев, Д.З. Гарбузов, Ю.В. Жилиев, Е.П. Морозов, Е.Л. Портной, В.Г. Трофим. ФТП, **4**, 1826 (1970).
- [3] F. Stern. IEEE J. Quant. Electron., **QE-9**, 290 (1973).
- [4] Д.З. Гарбузов, В.П. Евтихий, С.Ю. Карпов, З.Н. Соколова, В.Б. Халфин. ФТП, **19**, 449 (1985).
- [5] В.П. Евтихий, Д.З. Гарбузов, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов, В.Б. Халфин, В.П. Чалый, А.В. Чудинов. ФТП, **19**, 1420 (1985).
- [6] И.С. Тарасов, Д.З. Гарбузов, В.П. Евтихий, А.В. Овчинников, З.Н. Соколова, А.В. Чудинов. ФТП, **19**, 1496 (1985).
- [7] Д.З. Гарбузов, А.В. Тикун, С.Н. Жигулин, З.Н. Соколова, В.Б. Халфин. ФТП, **22**, 1035 (1988).
- [8] P.W.A. McIlroy, A. Kurobe, Y. Uematsu. IEEE J. Quant. Electron., **QE-21**, 1958 (1985).
- [9] J.Z. Wilcox, G.L. Peterson, S. Ou, J.J. Yang, M. Jansen. J. Appl. Phys., **64**, 6564 (1988).
- [10] S.Y. Hu, S.W. Corzine, K.K. Law, D.B. Young, A.C. Gossard, L.A. Coldren, J.L. Merz. J. Appl. Phys., **76**, 4479 (1994).
- [11] T. Makino. IEEE J. Quant. Electron., **QE-32**, 493 (1996).
- [12] J.E.A. Whiteaway, G.H.V. Thompson, P.D. Green, R.W. Glew. Electron. Lett., **27**, 340 (1991).
- [13] Б.Л. Гельмонт, З.Н. Соколова, И.Н. Ясиевич. ФТП, **16**, 592 (1982).
- [14] Б.Л. Гельмонт, З.Н. Соколова. ФТП, **16**, 1670 (1982).
- [15] Г.Г. Зегря, В.А. Харченко. ЖЭТФ, **101**, 327 (1992).
- [16] M.I. Dyakonov, V.V. Kocharovskii. Phys. Rev. B, **49**, 17130 (1994).
- [17] 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).
- [18] А.Р. Ковш, А.Е. Жуков, А.Ю. Егоров, В.М. Устинов, Н.Н. Леденцов, М.В. Максимов, А.Ф. Цапульников, П.С. Копьев. ФТП, **33**, 215 (1999).
- [19] 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).
- [20] 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).
- [21] Е.Г. Голикова, В.А. Курешов, А.Ю. Лешко, Д.А. Лившиц, А.В. Лютецкий, Д.Н. Николаев, Н.А. Пихтин, Ю.А. Рябоштан, С.О. Слипченко, И.С. Тарасов, Н.В. Фетисова. Письма ЖТФ, **26** (20), 40 (2000).
- [22] 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** (7), 57 (2000).
- [23] Е.Г. Голикова, В.А. Курешов, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, Ю.А. Рябоштан, Г.А. Скрынников, И.С. Тарасов, Ж.И. Алфёров. ФТП, **34**, 886 (2000).
- [24] А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, Г.А. Скрынников, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов, Н.В. Фетисова. ФТП, **34**, 1457 (2000).
- [25] S. Adachi. *Physical Properties of III–V Semiconductor Compounds* (John Wiley & Sons Inc., 1992).
- [26] Д.З. Гарбузов, А.В. Овчинников, Н.А. Пихтин, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов, В.Б. Халфин. ФТП, **25**, 929 (1991).
- [27] V. Broberg, S. Lingren. J. Appl. Phys., **55**, 3376 (1984).
- [28] Д.З. Гарбузов, В.В. Агаев, З.Н. Соколова, В.Б. Халфин, В.П. Чалый. ФТП, **18**, 1069 (1984).
- [29] M.C. Wang, K. Kash, C.E. Zah, R. Bhat, S.L. Chuang. Appl. Phys. Lett., **62**, 166 (1993).
- [30] Y. Zou, J.S. Osinski, P. Grodzinski, P.D. Dapkus, W. Rudeout, W.F. Sharfin, F.D. Grawford. Appl. Phys. Lett., **62**, 175 (1993).
- [31] L. Davis, Y. Lam, D. Nichols, J. Singh, P.K. Bhattacharya. IEEE Photon. Technol. Lett., **5**, 120 (1993).
- [32] M.R. Gokhale, J.C. Dries, P.V. Studenkov, S.R. Forrest, D.Z. Garbuzov. IEEE J. Quant. Electron., **QE-33**, 2266 (1997).
- [33] З.Н. Соколова, В.Б. Халфин. ФТП, **23**, 1806 (1989).
- [34] Г.Г. Зегря, Н.А. Пихтин, Г.В. Скрынников, С.О. Слипченко, И.С. Тарасов. ФТП, **35**, 1001 (2001).
- [35] P.J.A. Thijs, L.F. Tiemeijer, J.J.M. Binsma, T. Van Dongen. IEEE J. Quant. Electron., **30**, 477 (1994).

Редактор Л.В. Шаронова

Analysis of threshold current density and optical gain in quantum-well lasers based on InGaAsP solid solutions

N.A. Pikhtin, S.O. Slipchenko, Z.N. Sokolova,
I.S. Tarasov

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

Abstract Singlemode and multimode quantum well laser diodes based on MOCVD-grown separate confinement heterostructures and emitting at 1.0 and 1.58 μm wavelengths have been studied. The analysis of the threshold current density and optical gain has been made using the experimental threshold current and differential quantum efficiency as a function of the cavity length. Threshold current expansion in terms of principal components has been made with employing simulation. The calculation approximations taking into account Auger recombination, the electron escape from the quantum well into the waveguide and the lateral current spreading in passive regions of the mesa-stripe laser have been used.