

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук
Центр физики наногетероструктур
Лаборатория полупроводниковой люминесценции и инжекционных
излучателей

Кириченко (Бобрецова) Юлия Константиновна

Внутренние оптические потери
в мощных полупроводниковых лазерах на основе AlGaAs/InGaAs/GaAs
гетероструктур

Научный доклад

Направление подготовки: 1.3 Физические науки
Специальность: 1.3.11 Физика полупроводников

Санкт-Петербург
2022

Содержание

Введение.....	3
Глава 1. Обзор литературы. Полупроводниковые лазеры ближнего ИК диапазона.....	4
Глава 2. Изготовление и исследование характеристик полупроводниковых лазеров на основе различных гетероструктур.....	6
Глава 3. Исследования внутренних оптических потерь.....	11
Глава 4. Теоретический расчет характеристик мощных полупроводниковых лазеров.....	20
Заключение	25
Список литературы	28

Введение

Мощные полупроводниковые лазеры находят множество различных применений, включая оптическую связь, накачку твердотельных лазеров и усилителей, обрабатывающую промышленность, метрологию и спектроскопию, оптические дальномеры и лидары и т. д. [1,2]. Достижение высокой выходной мощности и высокой эффективности имеет первостепенное значение для многих из этих применений. Это требует оптимизации структуры лазера, что, в свою очередь, требует детального понимания физических явлений, влияющих на характеристики лазера при работе с высокой мощностью.

Поскольку мощные диодные лазеры обычно работают при уровнях накачки намного выше порога генерации, наиболее важными параметрами для достижения высокой выходной мощности являются наклон ватт-амперной характеристики и эффективность инжекции (внешняя дифференциальная квантовая эффективность), которые необходимо максимизировать. В свою очередь, высокая внешняя дифференциальная квантовая эффективность требует низких внутренних оптических потерь. В работах [3-6] было показано, что с ростом тока накачки внутренние оптические потери растут. Причины и особенности роста оптических потерь в гетероструктурах различных конструкций слабо изучены. Поэтому основная цель работы заключалась в исследовании процесса роста оптических потерь в полупроводниковых лазерах различных конструкций экспериментальным путем, и численное определение вклада различных физических механизмов. Объектом исследований являются мощные торцевые полупроводниковые лазеры на основе AlGaAs/InGaAs/GaAs гетероструктур.

Глава 1. Обзор литературы. Полупроводниковые лазеры ближнего ИК диапазона

Полупроводниковые лазеры перекрывают широкий диапазон длин волн благодаря разнообразию полупроводниковых твёрдых растворов, подходящих для роста различных решеточно-согласованных гетеропереходов. Большую группу полупроводниковых лазеров составляют лазеры на основе GaAs, обеспечивающие лазерную генерацию в диапазоне 640-1100 нм. На данный момент наиболее мощными являются лазеры с длиной волны излучения вблизи 1000 нм.

Проблемой всех полупроводниковых лазеров является насыщение ватт-амперной характеристики, приводящее к ограничению максимально достижимой мощности в непрерывном и импульсном режимах работы [7]. Ограничение мощности при увеличении тока накачки связано с ростом внутренних оптических потерь и снижением внутреннего квантового выхода. В непрерывном режиме генерации эти процессы возникают ввиду саморазогрева лазера. В импульсном режиме (100 нс/1 кГц) эффекты саморазогрева лазера отсутствуют, рост оптических потерь и снижение квантового выхода вызваны внутренними физическими механизмами, имеющими нетемпературный характер.

Как показали исследования [3,4], с ростом плотности тока накачки в слоях лазера возрастает концентрация носителей заряда. Накопление носителей заряда различные авторы описывают разными физическими механизмами и теоретическими моделями. Среди них можно выделить основные: диффузионный механизм протекания тока в волноводе [8,9], двухфотонное поглощение в волноводе [10,11], вторичный эффект двухфотонного поглощения в волноводе [10,12], делокализация носителей из активной области [13,14]. Свободные носители заряда в волноводе рекомбинируют излучательно и безызлучательно, снижая внутренний квантовый выход лазера, а также поглощают лазерное излучение, увеличивая

внутренние оптические потери. Именно поглощение света на свободных носителях заряда вносит наибольший вклад в падение мощности и эффективности лазера с ростом тока [15,16]. С фундаментальной точки зрения механизм поглощения хорошо изучен, однако подходит только для общего описания процессов с точностью до порядка величины. Для математического анализа работы современных мощных полупроводниковых лазеров требуются более точные значения коэффициента поглощения. Поэтому сейчас особенно актуально экспериментальное исследование процессов накопления носителей заряда в слоях гетероструктуры и роста поглощения на свободных носителях в мощных полупроводниковых лазерах. Таким образом, основная цель работы заключалась в исследовании процесса роста потерь экспериментальным путем, и численное определение вклада различных физических механизмов в падение эффективности лазера.

Глава 2. Изготовление и исследование характеристик полупроводниковых лазеров на основе различных гетероструктур

Наиболее фундаментальные электрооптические характеристики современных полупроводниковых лазеров в основном определяются конструкцией гетероструктуры. В гетероструктурах с различными параметрами слоёв внутренние физические процессы протекают по-разному. Чтобы проследить взаимосвязь параметров лазерной гетероструктуры с её характеристиками, был разработан ряд гетероструктур, отличающихся друг от друга одним-двумя параметрами. Гетероструктуры были рассчитаны для генерации излучения на длине волны 1060 нм.

Методом МОС-гидридной эпитаксии были выращены 6 двойных гетероструктур раздельного ограничения с квантово-размерными активными областями в системе твердых растворов AlGaAs/GaAs/InGaAs. Основные особенности конструкций для всех выращенных гетероструктур приведены в таблице 1. Гетероструктуры №1-3 можно объединить в группу лазеров с широкими волноводами. Гетероструктура №1 имеет нелегированный волновод из Al₁₀Ga₉₀As толщиной 1.7 мкм и одну КЯ InGaAs толщиной 90 Å. Гетероструктура №2 имеет расширенный волновод Al₁₀Ga₉₀As толщиной 3 мкм и две КЯ InGaAs толщиной 90 Å для сохранения высокого Г-фактора в активной области. Гетероструктура №3 имеет аналогичную конструкцию, как и в гетероструктуре №2, однако волновод изготовлен из подлегированного GaAs. Гетероструктуры №4-6 представляют собой конструкции со сверхузкими волноводами (доли микрона). В таких гетероструктурах лазерное излучение распространяется в материале эмиттеров, где концентрация носителей изменяется слабо. Уровень легирования эмиттеров вблизи волновода (в области распространения лазерного излучения) был понижен для того, чтобы минимизировать внутренние оптические потери и сохранить транспортные свойства эмиттеров. Волновод и активная область были нелегированы.

Гетероструктура №4 имеет GaAs волновод толщиной 200 нм и одну КЯ InGaAs толщиной 90 Å. Гетероструктура №5 отличается от предыдущей конструкции еще меньшей толщиной волновода – 100 нм. Гетероструктура №6 также имеет GaAs волновод толщиной 100 нм, но отличается наличием в её конструкции искусственных энергетических барьерных слоёв на границах волновод-эмиттер [17].

Таблица 1 – Основные особенности конструкций гетероструктур №1-6

	1	2	3	4	5	6
п-эмиттер	Al ₂₅ Ga ₇₅ As 2 мкм	Al ₃₀ Ga ₆₀ As 1.5 мкм	Al ₁₀ Ga ₉₀ As 1.5 мкм	Al ₃₀ Ga ₆₀ As 3 мкм	Al ₃₀ Ga ₆₀ As 3 мкм	Al ₃₀ Ga ₆₀ As 3 мкм
Барьер	-	-	-	-	-	Al ₄₀ Ga ₆₀ As 70 нм
Волновод	Al ₁₀ Ga ₉₀ As 1 мкм	Al ₁₀ Ga ₉₀ As 1.7 мкм	GaAs 1.7 мкм	GaAs 100 нм	GaAs 50 нм	GaAs 50 нм
Активная область	1 КЯ InGaAs 90 Å.	2 КЯ InGaAs 90 Å.	2 КЯ InGaAs 90 Å.	1 КЯ InGaAs 90 Å.	1 КЯ InGaAs 90 Å.	1 КЯ InGaAs 90 Å.
Волновод	Al ₁₀ Ga ₉₀ As 0.7 мкм	Al ₁₀ Ga ₉₀ As 1.3 мкм	GaAs 1.3 мкм	GaAs 100 нм	GaAs 50 нм	GaAs 50 нм
Барьер	-	-	-	-	-	Al ₄₀ Ga ₆₀ As 70 нм
р-эмиттер	Al ₂₅ Ga ₇₅ As 1.5 мкм	Al ₆₀ Ga ₄₀ As 1.5 мкм	Al ₃₀ Ga ₇₀ As 1 мкм	Al ₃₀ Ga ₆₀ As 3 мкм	Al ₃₀ Ga ₆₀ As 3 мкм	Al ₃₀ Ga ₆₀ As 3 мкм

На основе выращенных гетероструктур были изготовлены одиночные полупроводниковые лазеры с конструкцией активного элемента «глубокая меза» и апертурой излучения 100 мкм. Длина резонатора, наличие и значения коэффициентов отражения диэлектрических покрытий зеркал выбирались исходя из поставленных экспериментальных задач.

Для всех лазеров были проведены измерения в непрерывном режиме работы ватт-амперных и вольт-амперных характеристик, расходимости излучения, спектров генерации, а также измерения ватт-амперных характеристик в импульсном режиме работы (100 нс/1 кГц). На основе ватт-амперных характеристик в непрерывном режиме работы были определены значения внутренних оптических потерь α_{int} , внутреннего квантового выхода

η_i и характеристической пороговой плотности тока J_{th} ($1/L=0$). В таблице 2 приведены основные характеристики гетероструктур №1-№6.

Таблица 2 – Основные характеристики лазеров ($L=3000$ мкм, $R_1=R_2=30\%$) на основе гетероструктур №1-№6

Номер гетероструктуры	1	2	3	4	5	6
P_{opt} CW ($I=5$ А), Вт	4	4	4	3.6	3.6	3.6
P_{opt} CW max, Вт	10.6	12.2	11	3.8	4.6	5.5
U_{cut} , В	1.26	1.29	1.18	1.4	1.26	1.4
R_s (3000 мкм), МОм	49	53	30	135	212	238
η_i , %	96	98	98	91	83	97
α_{int} , см ⁻¹	0.58	0.4	0.7	0.9	0.76	1.43
J_{th} ($1/L=0$), А/см ²	102	150	121	51	41	38
Расходимость излучения вдоль быстрой оси, °	29.5	20.6	18.8	40.1	23	19.5
Длина волны, нм	1050	1040	1050	1064	1057	1062
P_{opt} Pulse ($I=30$ А), Вт	24.4	27.8	24.4	16.1	18.8	21.2
P_{opt} Pulse max, Вт	42.5	57.2	51.9	21.3	28.5	37.7

Среди лазеров с широкими волноводами наибольшей максимальной мощностью в непрерывном режиме обладает гетероструктура №2, хотя при небольших токах накачки (до 5 А) все гетероструктуры с широкими волноводами №1-№3 имеют близкие значения мощности. Аналогичная ситуация наблюдается и в импульсном режиме работы. Лазеры со сверхузкими волноводами несколько уступают им по мощности даже на начальных токах накачки. Среди лазеров со сверхузкими волноводами максимальную оптическую мощность продемонстрировали лазеры на основе гетероструктуры №6.

Наилучшие электрические свойства продемонстрировала гетероструктура №3 благодаря подлегированному GaAs волноводу. Она имеет наименьшее напряжение отсечки и последовательное сопротивление.

Наихудшими электрическими характеристиками обладает гетероструктура №6 со сверхузким волноводом и барьерными слоями, так как барьерные слои препятствуют транспорту носителей заряда.

Для всех гетероструктур с широкими волноводами №1-3 внутренний квантовый выход на пороге генерации близок к 100%. Наименьшее значение внутреннего квантового выхода было получено в гетероструктуре №5, однако введение барьерных слоев (гетероструктура №6) позволило поднять его значение на пороге генерации до 97%.

Наименьшими внутренними оптическими потерями на пороге генерации обладает гетероструктура №2 благодаря расширенному волноводу и низким оптическим потерям в эмиттерах. Гетероструктура №3 имеет потери на пороге несколько выше, что связано с легированием волновода. Внутренние оптические потери в гетероструктурах №4-6 выше, чем в гетероструктурах №1-3. Это связано с тем, что большая часть лазерного излучения распространяется в легированных эмиттерах. Наибольшие внутренние оптические потери имеет гетероструктура №6, так как барьерные слои вносят дополнительные потери.

Для гетероструктур со сверхузкими волноводами достигнуты рекордно низкие значения характеристической пороговой плотности тока около 40-50 А/см².

Все лазеры работают на фундаментальной моде в поперечном направлении, и имеют многомодовое излучения в латеральном направлении. Расходимость излучения на полувывоте по медленной оси для всех гетероструктур составила около 10-20°. Наименьшей расходимостью излучения на полувывоте по быстрой оси обладают гетероструктуры либо с расширенным до 3 мкм волноводом, либо с волноводом толщиной менее 200 нм. Из-за малой эффективной ширины моды расходимость в гетероструктуре №4 составила 40°, это наибольшее значение среди шести гетероструктур.

Лазеры на основе всех этих гетероструктур излучают в диапазоне длин волн волн 1040-1060 нм.

Как видно из таблицы 2, различия конструкций лазерных структур привели к заметным различиям электрооптических характеристик лазеров на их основе, поэтому такой выбор дизайнов гетероструктур будет показательным с точки зрения исследования внутренних физических механизмов.

Глава 3. Исследования внутренних оптических потерь

Стандартная методика измерения внутренних оптических потерь применима только для определения потерь на пороге генерации [18]. Ее использование при токах накачки превышающих 2-4 порога генерации некорректно. Поэтому появилась необходимость создания методики, позволяющей исследовать поглощение на свободных носителях в работающем полупроводниковом лазере при любых токах и температурах.

Для исследования внутренних оптических потерь была разработана методика ввода зондирующего излучения. Эта методика позволяет измерять изменение коэффициента поглощения в гетероструктуре работающего в импульсном режиме лазера. На рисунке 1 представлена экспериментальная установка.

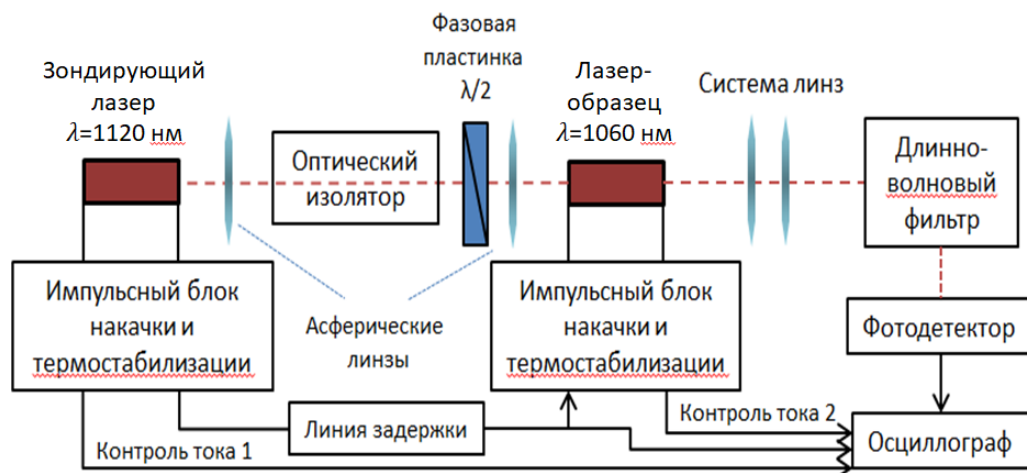


Рисунок 1 – Экспериментальная установка для исследования изменения коэффициента поглощения

Основная идея методики заключается в том, что более длинноволновое излучение зондирующего лазера вводится в торец исследуемого образца. В момент прохождения через образец зондирующее излучение испытывает только поглощение на свободных носителях, так как за счет большей длины волны фундаментальное поглощение отсекается. При протекании тока через исследуемый образец, ток вызывает рост концентрации носителей заряда и,

следовательно, увеличение поглощения. На выходе из образца собственное излучение образца отрезается длинноволновыми фильтрами и в результате регистрируется оптический сигнал, замодулированный образцом (рисунок 2).

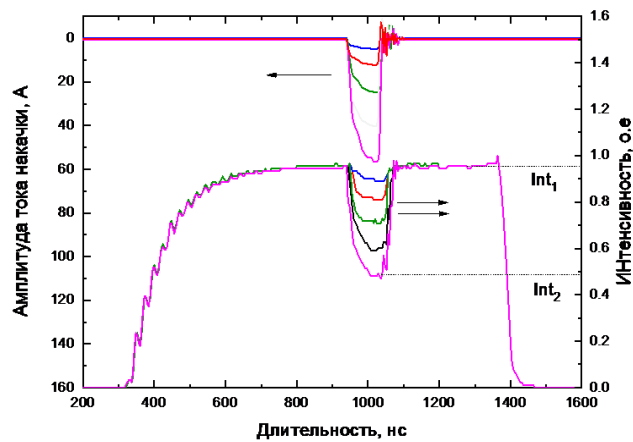


Рисунок 2 – Типичные осциллограммы импульса зондирующего излучения, выходящего из волновода образца, и соответствующие им импульсы тока лазерного образца

Величина модуляции по форме и положению соответствует импульсу тока накачки и зависит от его амплитуды (рисунок 2). Величину изменения поглощения, можно рассчитать по формуле:

$$\Delta\alpha_{int}(I) = \frac{1}{L} \ln \left(\frac{Int_1(I=0)}{Int_2(I)} \right), \quad (1)$$

где $\Delta\alpha_{int}(I)$ – изменение коэффициента поглощения, вызванное прокачкой тока I ; Int_1 – интенсивность непрерывного зондирующего излучения в отсутствие тока сквозь исследуемый лазер; Int_2 – интенсивность зондирующего излучения при прокачке тока I через исследуемый лазер.

От полных внутренних оптических потерь в лазере, $\Delta\alpha_{int}(I)$ отличается на некое постоянное слагаемое – встроенные потери, которые по определению не зависят от тока накачки и обусловлены рассеяниями на примесях и неоднородностях волновода. Разность внутренних оптических потерь на пороге и порогового значения изменения коэффициента поглощения будет определять встроенные потери. В таблице 3 представлены значения изменения поглощения на пороге генерации и встроенных потерь

для всех гетероструктур. Гетероструктуры №1 и №2 имеют близкие значения встроенных потерь, так как у обеих нелегированный AlGaAs волновод. Гетероструктуры №4 и №5 также имеют близкие значения встроенных потерь за счет поглощения в слаболегированной части эмиттеров. Наибольшие встроенные потери наблюдаются в гетероструктуре №6, судя по всему, барьерные слои вносят большой вклад во встроенные потери. Значения изменения коэффициента поглощения на пороге генерации близки для гетероструктур с близкими конструкциями (гетероструктуры №2 и №3, и №5 и №6). Они имеют одинаковые активные области, одинаковые коэффициенты оптического ограничения и близкие пороговые концентрации носителей заряда.

Сумма встроенных потерь и измеренных значений $\Delta\alpha_{int}(I)$ определяет полную зависимость внутренних оптических потерь от тока накачки. Чтобы рассчитать зависимость внутреннего квантового выхода по формуле 2 необходимо также иметь ватт-амперную характеристику для того же лазера [19]:

$$\eta_i(I) = \frac{P_{out}(I)}{(I-I_{th})} \frac{e}{h\nu} \frac{(\alpha_{out} + \alpha_i(I))}{\alpha_{out}}, \quad (2)$$

где I – ток накачки, P_{out} – выходная мощность, I_{th} – пороговый ток, e – заряд электрона, $h\nu$ – энергия фотона, α_{out} – внешние и α_i – внутренние оптические потери.

Таблица 3 – Значения оптических потерь для гетероструктур №1-№6

	1	2	3	4	5	6
Изменение коэффициента поглощения $\Delta\alpha_{int}$, см ⁻¹	0.41	0.25	0.3	0.6	0.38	0.43
Встроенные потери, см ⁻¹	0.17	0.15	0.4	0.3	0.38	1

Для измерений были подготовлены лазеры на основе всех гетероструктур с длиной резонатора около 5100 мкм и коэффициентами

отражения зеркал 5% ($L=5100$ мкм, $R_1=R_2=5\%$). Измерения изменения коэффициента поглощения с ростом тока накачки и измерения ватт-амперной характеристики проводились при различных температурах в диапазоне 25-85⁰С с шагом 15-20⁰С.

Зависимости внутренних оптических потерь и внутреннего квантового выхода для всех гетероструктур №1-№6 представлены на рисунках 3-8, соответственно. Как видно, ниже порога генерации внутренние оптические потери сильно зависят от плотности тока, что обусловлено накоплением носителей заряда в активной области. На пороге генерации концентрация в активной области достигает своего порогового значения и далее с ростом тока остается почти постоянной. Дальнейший рост потерь преимущественно связан с накоплением носителей заряда в волноводе. Такая зависимость наблюдается для всех образцов.

С ростом температуры увеличивается пороговый ток и соответствующее ему значение внутренних оптических потерь, а также увеличивается градиент зависимости ниже порога, что также характерно для всех образцов. Выше порога генерации зависимость внутренних оптических потерь от температуры для лазеров на основе разных типов гетероструктур заметно отличаются.

Для лазеров с широкими волноводами наблюдается увеличение градиента зависимости потерь при увеличении температуры. У лазеров с GaAs волноводом наблюдается сверхлинейная зависимость поглощения при высоких токах и температурах. Такое поведение можно объяснить относительно плохой локализацией носителей заряда в квантовых ямах. В лазерах с AlGaAs волноводами даже при температуре 85⁰С нелинейных эффектов не было обнаружено.

Для лазеров с волноводом толщиной 200 нм температурная зависимость изменения коэффициента поглощения выше порога генерации выражена слабо. В целом она аналогична результатам, полученным для лазеров с широкими волноводами. Для лазеров на основе гетероструктур №5

и №6 с волноводами 100 нм наблюдается аномальная температурная зависимость поглощения. С ростом температуры снижается градиент зависимости внутренних оптических потерь от тока накачки. Надёжного объяснения такого поведения пока что не существует. Этот эффект ещё ни разу не наблюдался в эксперименте в полной мере, и не был предсказан в теории.

Зависимости внутреннего квантового выхода от тока и температуры также отличаются для разных гетероструктур. В лазерах на основе гетероструктур №3-№6 (со слабой локализацией носителей заряда в активной области) наблюдается заметное падение внутреннего квантового выхода с ростом тока и температуры.

Далее сравним полученные результаты между собой отдельно для лазеров с широкими и сверхузкими волноводами, чтобы выявить взаимосвязи между конструктивными особенностями и полученными зависимостями.

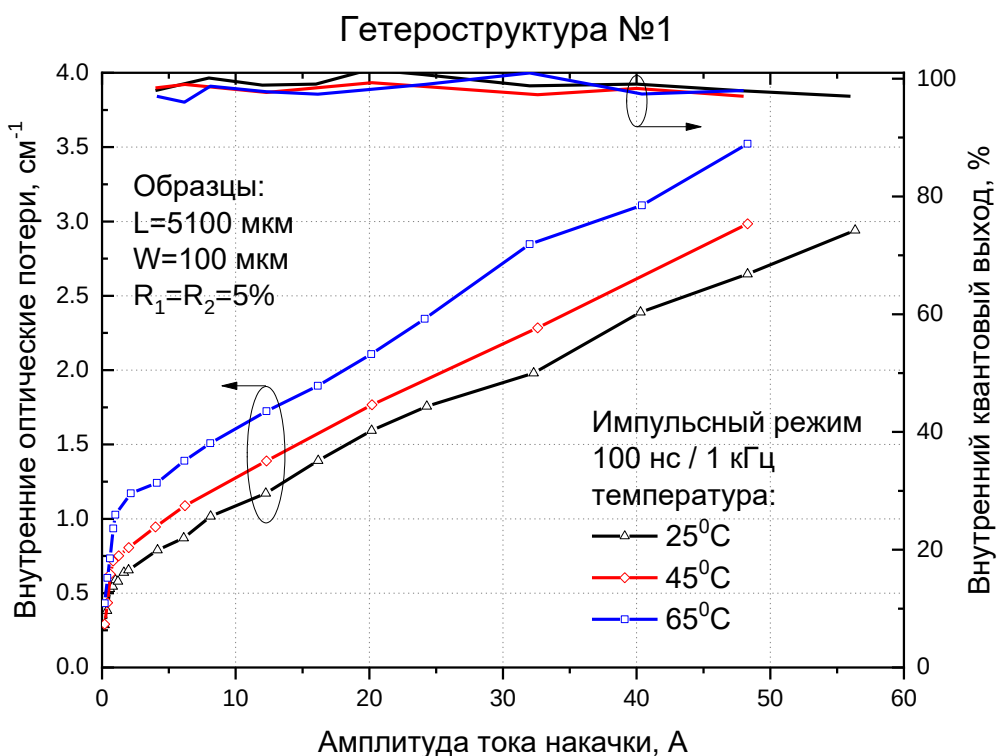


Рисунок 3 – Зависимость внутренних оптических потерь и внутреннего квантового выхода от тока накачки при различных температурах для лазеров на основе гетероструктуры №1

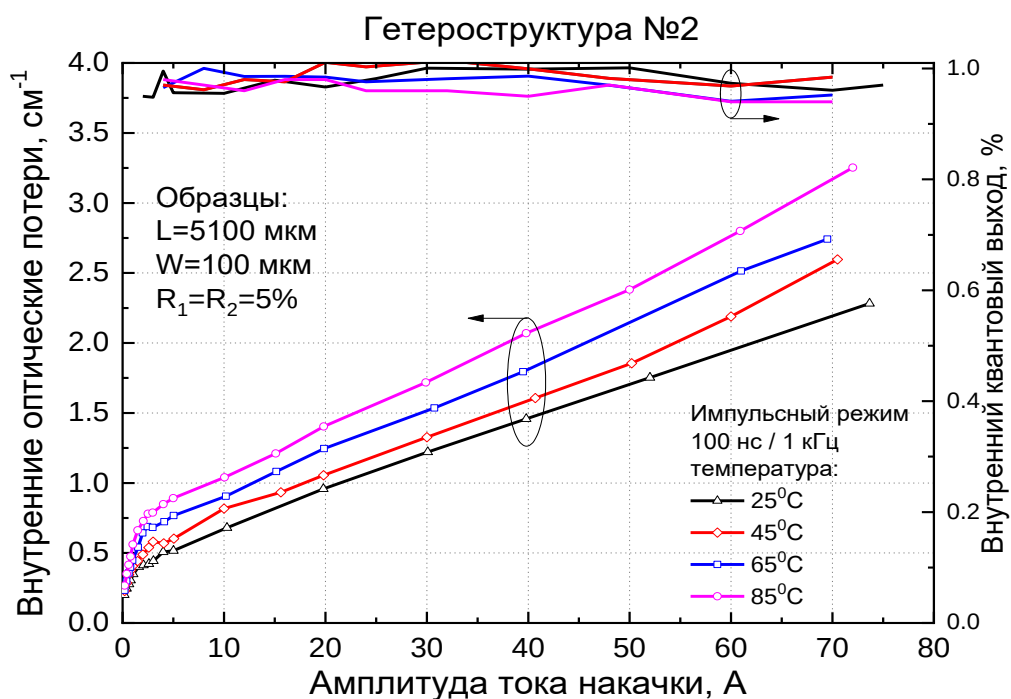


Рисунок 4 – Зависимость внутренних оптических потерь и внутреннего квантового выхода от тока накачки при различных температурах для лазеров на основе гетероструктуры №2

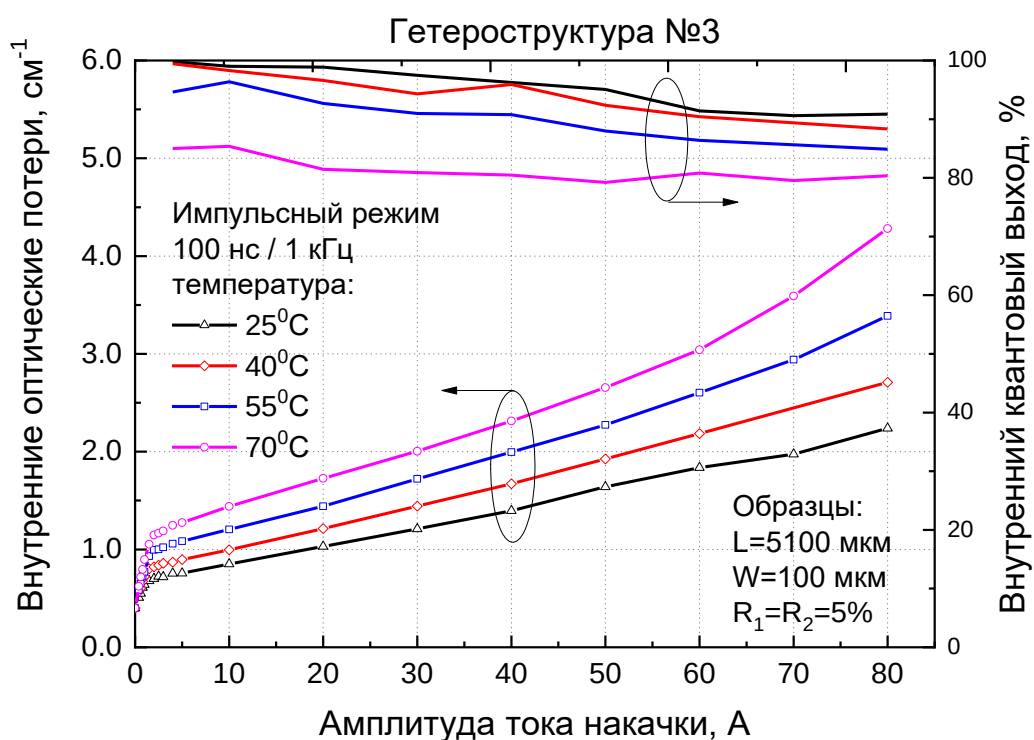


Рисунок 5 – Зависимость внутренних оптических потерь и внутреннего квантового выхода от тока накачки при различных температурах для лазеров на основе гетероструктуры №3

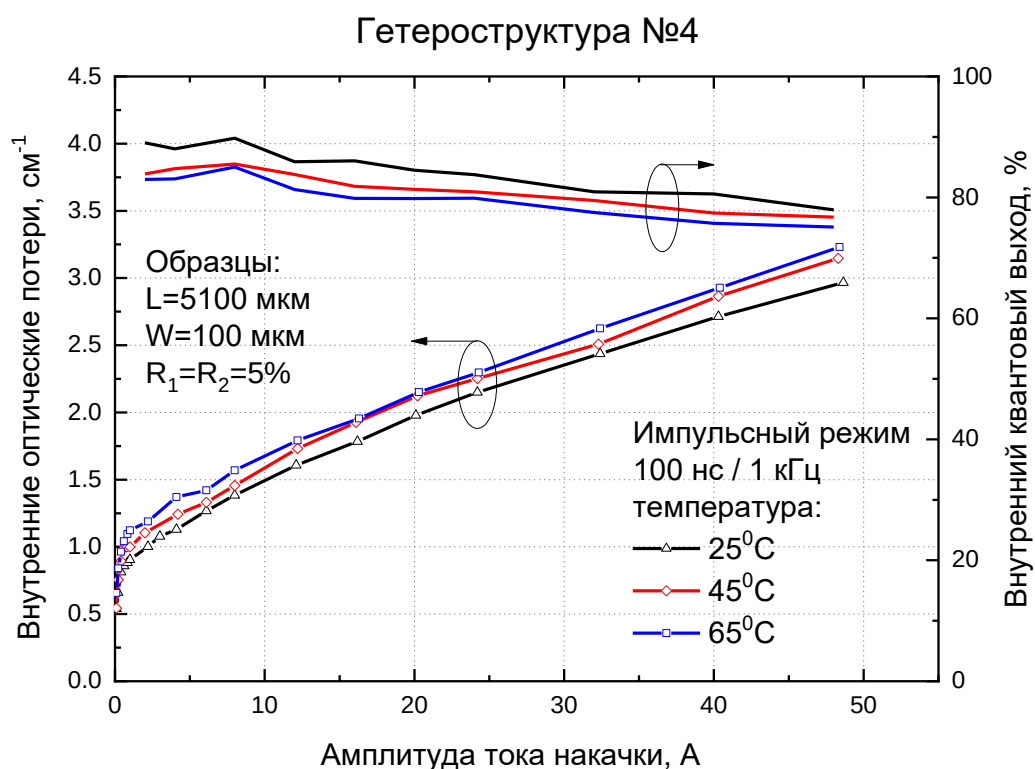


Рисунок 6 – Зависимость внутренних оптических потерь и внутреннего квантового выхода от тока накачки при различных температурах для лазеров на основе гетероструктуры №4

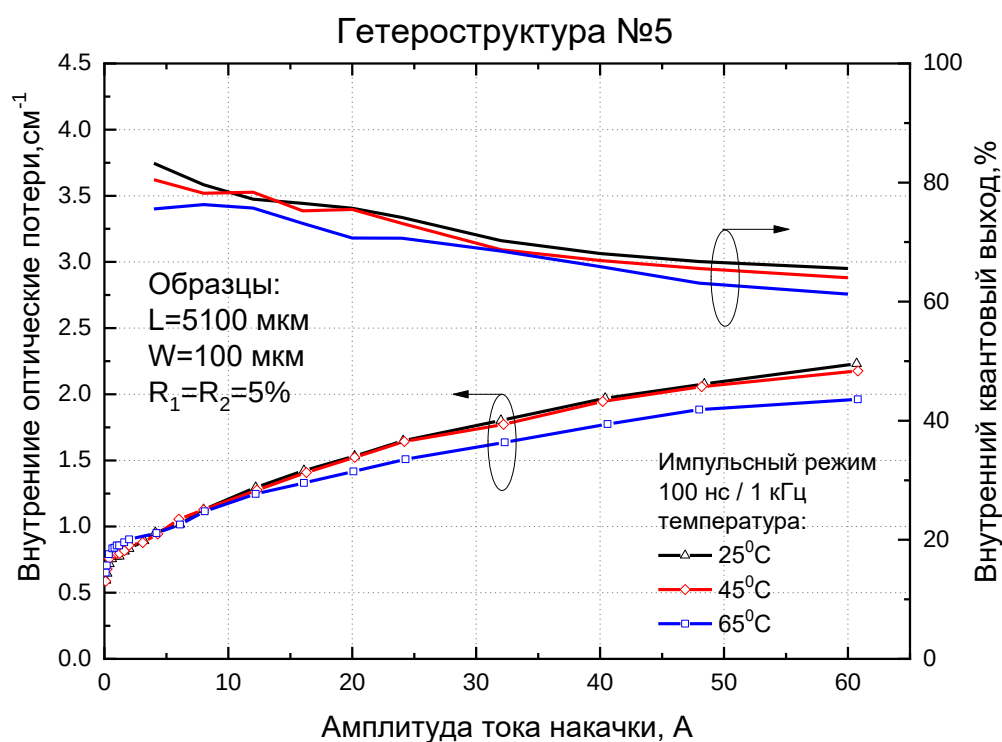


Рисунок 7 – Зависимость внутренних оптических потерь и внутреннего квантового выхода от тока накачки при различных температурах для лазеров на основе гетероструктуры №5

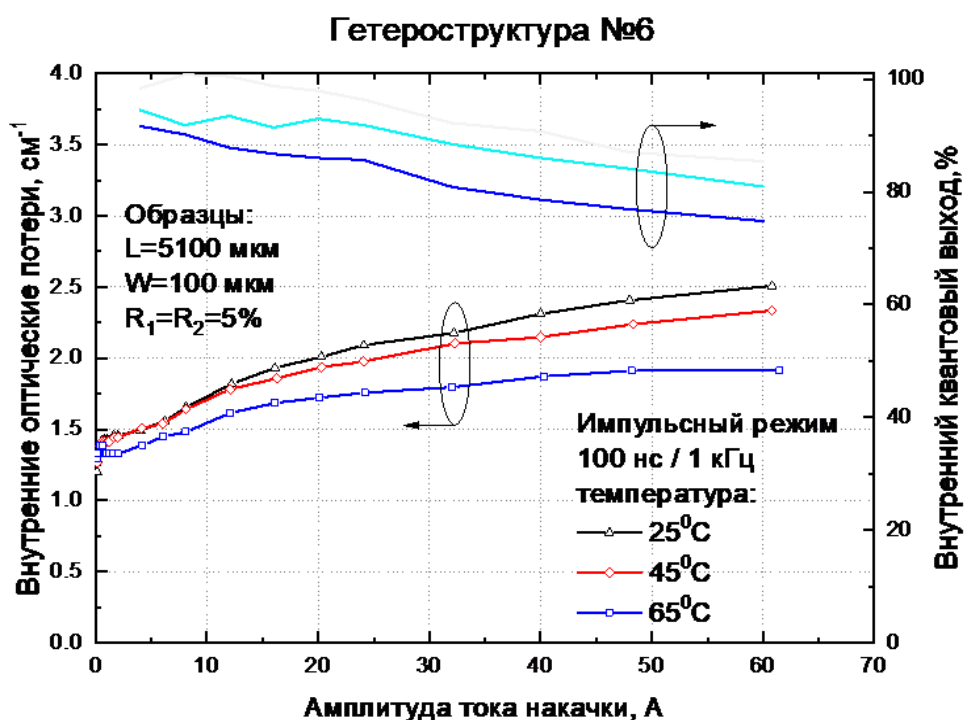


Рисунок 8 – Зависимость внутренних оптических потерь и внутреннего квантового выхода от тока накачки при различных температурах для лазеров на основе гетероструктуры №6

Наибольшим градиентом зависимости потерь от тока для лазеров с широкими волноводами обладает гетероструктура №1, при этом внутренний квантовый выход практически не зависит от тока накачки. Поэтому можно сказать, что ограничение мощности в этой гетероструктуре вызвано именно быстрым ростом внутренних оптических потерь. Меньший градиент потерь, чем гетероструктура №1, имеет гетероструктура №2. Внутренний квантовый выход для нее также остается высоким во всем диапазоне токов накачки. Гетероструктура №3 имеет наименьшую зависимость внутренних оптических потерь от тока, но внутренний квантовый выход снижается до 88 % при 15 кА/см^2 . Это объясняется составом ее волновода - GaAs волновод обладает хорошими транспортными свойствами, но при этом не обеспечивает достаточную локализацию носителей заряда в квантовых ямах. Снижение внутреннего квантового выхода в лазерах на основе гетероструктуры №3 привело к меньшей выходной оптической мощности, чем в лазерах на основе гетероструктуры №2, даже несмотря на меньший градиент потерь.

Среди лазеров со сверхузкими волноводами наибольший градиент внутренних оптических потерь имеют лазеры на основе гетероструктуры №4 с волноводом толщиной 200 нм. С учетом падения внутреннего квантового выхода с ростом тока накачки эти лазеры имеют наименьшую выходную мощность. В гетероструктуре №5 рост внутренних оптических потерь несколько ниже, чем в гетероструктуре №4, однако квантовый выход сильнее падает. Снижение зависимости потерь от тока для лазеров на основе гетероструктуры №5 позволило несколько повысить выходную мощность. Гетероструктура №6 имеет близкий градиент зависимости потерь от тока к градиенту гетероструктуры №5, однако барьерные слои в ее конструкции предотвратили утечку носителей заряда, тем самым подняв внутренний квантовый выход. Как было указано выше, барьерные слои вносят дополнительные встроенные потери, что приводит к увеличению внутренних оптических потерь на пороге. Однако именно повышение внутреннего квантового выхода позволило получить более линейную ВТАХ и большую оптическую мощность, так что выходная оптическая мощность для лазеров на основе гетероструктуры №6 оказалась сопоставимой с мощностью лазеров на основе гетероструктуры №1 .

Глава 4. Теоретический расчет характеристик мощных полупроводниковых лазеров

Моделирование характеристик лазеров позволяет подробно рассмотреть каждый физический механизм, протекающий внутри лазера, и оценить их вклад в снижение эффективности лазера. Так как в работающем полупроводниковом лазере все физические процессы взаимосвязаны, необходимо рассматривать самосогласованную задачу. Была построена самосогласованная задача, учитывающая рост концентрации носителей заряда в волноводе, рост внутренних оптических потерь, токи рекомбинации в волноводе и активной области. Также были учтены процессы первичного и вторичного влияния двухфотонного поглощения. Первичный эффект от двухфотонного поглощения – нелинейный оптический эффект, который позволяет поглощать два фотона с энергиями меньше ширины запрещённой зоны. Рождённые в результате этого поглощения «лишние» носители заряда участвуют уже в поглощении на свободных носителях, в этом и состоит вторичный эффект.

Система уравнений для расчета характеристик полупроводникового лазера имеет следующий вид:

$$\begin{cases} P_{opt}(I) = \eta_{int} \frac{h\nu}{e} \frac{\alpha_{out}}{\alpha_{out} + \alpha_{int}(I, P_z(z, I))} (I - I^{wg}(I) - I^{qw}(I) - I_{TPA}^{wg}(P_z(I))) \\ \alpha_{int}(I, P_z(z, I)) = \alpha_{qw}(I) + \alpha_{FCA}^{wg}(I) + \alpha_{cl} + \alpha_{TPA}^{FCA}(P_z(z, I)) + \alpha_{TPA}^{mod}(P_z(z, I)) \\ \alpha_{out} + \alpha_{int}(I, P_z(z, I)) = \Gamma_{qw} g_0 \ln \frac{n_{qw}(I) + n_s}{n_s + n_{tr}} \\ P_z(z, I) = f(P_{opt}(I), z) \end{cases} \quad (3)$$

где I – ток накачки, P_{out} – выходная мощность, η_{int} – внутренняя квантовая эффективность, e – заряд электрона, $h\nu$ – энергия фотона, α_{out} – внешние и α_{int} – внутренние оптические потери, I^{wg} – ток рекомбинации в волноводе, I^{qw} – ток рекомбинации в активной области, I_{TPA}^{wg} – ток рекомбинации в волноводе носителей заряда, сгенерированных двухфотонным поглощением, α_{qw} – поглощение на свободных носителях в активной области, α_{FCA}^{wg} –

поглощение на свободных носителях в волноводе, α_{cl} – поглощение на свободных носителях в эмиттерах, α_{TPA}^{mod} – первичный эффект двухфотонного поглощения, α_{TPA}^{FCA} – вторичный эффект двухфотонного поглощения, $\Gamma_{qw} g_0 \ln \frac{n_{qw}(I) + n_s}{n_s + n_{tr}}$ – аппроксимация зависимости модального усиления от концентрации носителей заряда в квантовой яме, Γ_{qw} – фактор оптического ограничения в активной области, n_{qw} – концентрация носителей заряда в квантовой яме, n_s – параметр линейности, n_{tr} – концентрация прозрачности, $P_z(z, I)$ – распределение мощности по оси лазерного резонатора.

Расчет системы проводится относительно 4 неизвестных: $P_{opt}(I), \alpha_{int}(I, P_z(z, I)), n_{qw}(I), P_z(z, I)$. Данная модель позволяет проводить моделирование характеристик для полупроводниковых лазеров с широким волноводом, работающих в импульсном режиме работы.

Расчет был проведен для гетероструктур №2 и №3. На рисунках 9 и 10 представлены результаты моделирования ватт-амперной характеристики и зависимости внутренних оптических потерь от тока накачки и их сравнение с экспериментальными данными. Экспериментальные значения внутренних оптических потерь корректно сравнивать только с потерями, вызванными поглощением на свободных носителях заряда. Первичный эффект двухфотонного поглощения к ним не относится, поэтому результаты расчета первичного эффекта приведены отдельно (внизу). Разработанная модель позволяет с высокой точностью теоретически описать полученные экспериментальные данные (внутренние оптические потери, выходную оптическую мощность для лазеров с различными параметрами резонатора).

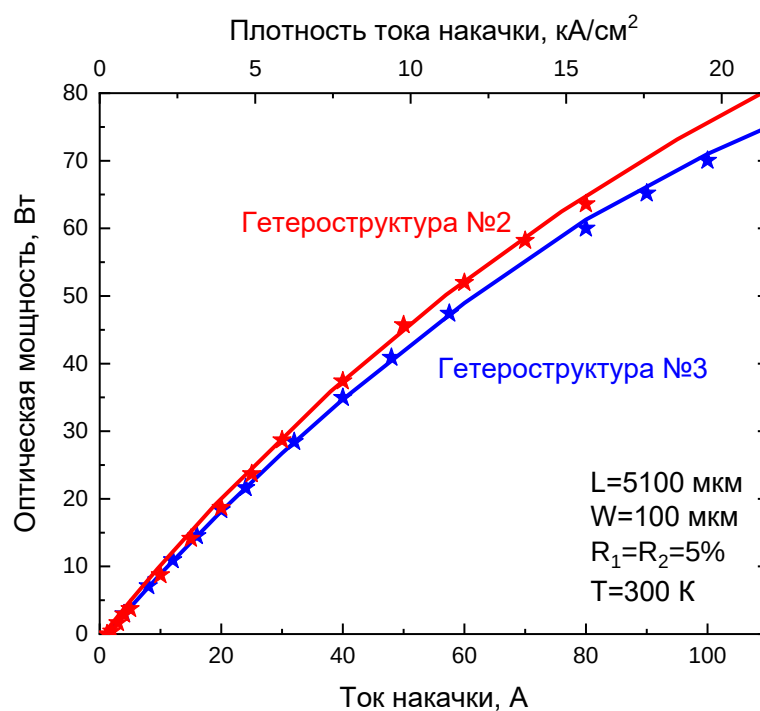


Рисунок 9 – Сравнение экспериментальных (звездочки) и расчетных (линии) ВтАХ для гетероструктур №2 и №3 в импульсном режиме работы

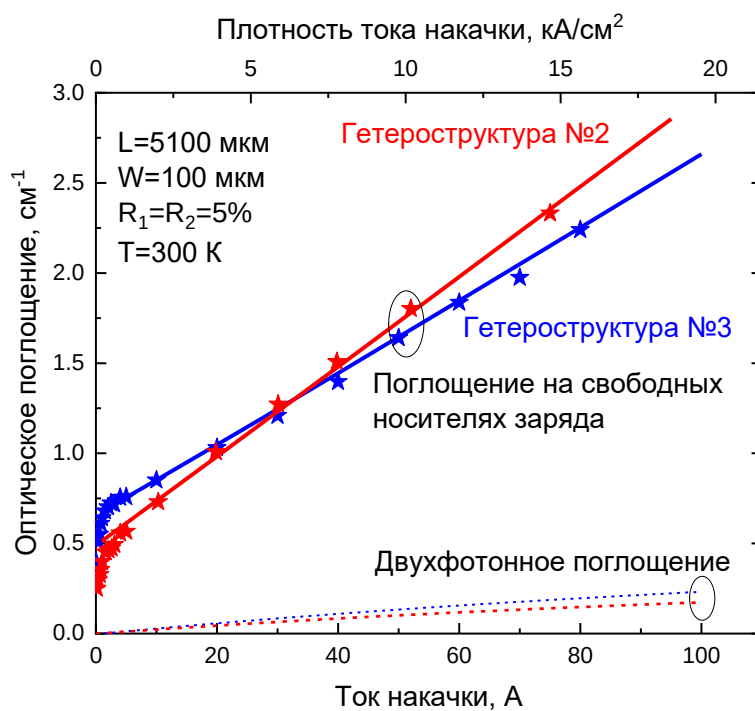


Рисунок 10 – Сравнение экспериментальных (звездочки) и расчетных (линии сплошные) значений оптического поглощения для гетероструктур №2 и №3 в импульсном режиме, результаты расчета первичного эффекта двухфотонного поглощения (линии пунктирные)

На рисунке 11 отдельно рассмотрены механизмы, зависящие от тока накачки и вносящие вклад в поглощение на свободных носителях для гетероструктур №2 и №3. Поглощение в активной области для обеих гетероструктур на пороге генерации имеет величину около 0.3 см^{-1} , но практически не зависит от тока накачки. Вторичный эффект двухфотонного поглощения выше в гетероструктуре №3 за счет большего первичного эффекта, но также слабо зависит от тока накачки. Как видно, поглощение на свободных носителях в волноводе является основным механизмом роста внутренних оптических потерь с ростом тока накачки.

На рисунке 12 представлены суммы всех токов рекомбинации в волноводе и активной области. Как видно из рисунка, ток рекомбинации в активной области слабо зависит от тока накачки, ток рекомбинации в волноводе сильно возрастает с ростом тока накачки и имеет квадратичную зависимость. Исследование вклада различных типов рекомбинации в токи рекомбинации показало, что наибольший вклад в токи рекомбинации вносит именно излучательная рекомбинация.

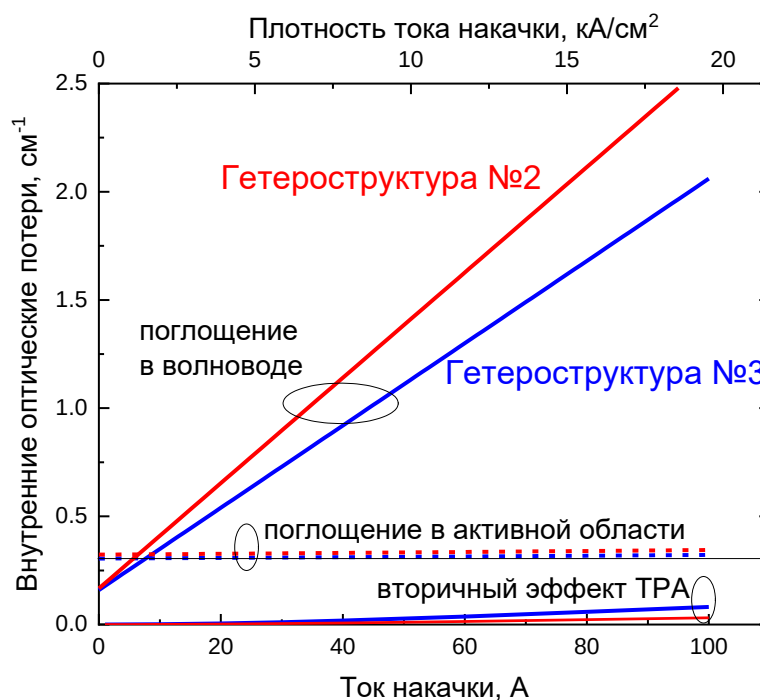


Рисунок 11 – Расчётное поглощение на свободных носителях в гетероструктурах №2-3

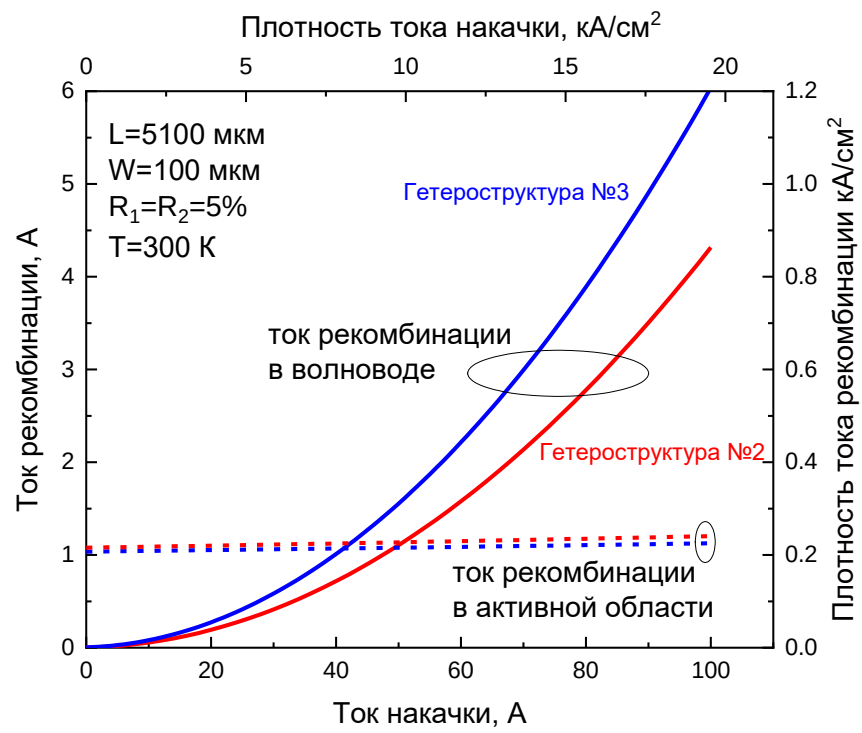


Рисунок 12 – Расчётные токи рекомбинации в гетероструктурах №2 и №3

Заключение

В ходе проведённого исследования была разработана методика измерения внутренних оптических потерь в работающем полупроводниковом лазере. Для AlGaAs/InGaAs/GaAs гетероструктур различных конструкций были получены температурные и токовые зависимости внутренних оптических потерь и внутреннего квантового выхода. Было показано, что конструкция гетероструктуры определяет вид зависимости внутренних оптических потерь от тока накачки. Для лазеров со сверхузкими волноводами (< 200 нм) была обнаружена аномальная зависимость внутренних оптических потерь от температуры. Было показано, что поднять внутренний квантовый выход на пороге генерации в лазерах со сверхузким волноводом (< 200 нм) можно благодаря применению искусственных энергетических барьеров на границе волновод-эмиттер. Для лазеров с волноводом толщиной 3 мкм и плохой локализацией носителей заряда в активной области была обнаружена сверхлинейная зависимость поглощения при высоких токах и температурах. Увеличение глубины активной области за счет использования AlGaAs волновода позволяет обеспечить квантовый выход близкий к 100% во всем диапазоне токов и температур.

Основные результаты исследований были изложены в работах:

1. Veselov D.A. Internal optical loss and internal quantum efficiency of a high-power GaAs laser operating in the CW mode / Veselov D.A., Bobretsova Y.K., Klimov A.A., Bakhvalov K.V., Slipchenko S.O., Pikhtin N.A. // Semicond. Sci. Technol. – 2021. – Vol. 36, №11. – P. 115005.
2. Бобрецова Ю.К. Экспериментальная методика исследования оптического поглощения в волноводных слоях полупроводниковых лазерных гетероструктур / Бобрецова Ю.К., Веселов Д.А., Подоскин А.А., Воронкова Н.В., Слипченко С.О., Ладугин М.А., Багаев Т.А., Мармалюк А.А., Пихтин Н.А. // Квантовая электроника. – 2021. – Т. 51, №2. – С.124.

3. Bobretsova Y.K. Experimental Research of Optical Absorption in Semiconductor Laser Waveguide Layers / Bobretsova Y.K., Veselov D.A., Rudova N.A., Voronkova N.V., Rastegaeva M.G., Slipchenko S.O., Pikhtin N.A. // IEEE Proc. of 27th International semiconductor laser conference ISLC. – 2021.
4. Бобрецова Ю.К. Оптическое поглощение в волноводе AlGaAs-гетероструктуры n-типа / Бобрецова Ю.К., Веселов Д.А., Климов А.А., Бахвалов К.В., Шамахов В.В., Слипченко С.О., Андрюшкин В.В., Пихтин Н.А. // Квантовая электроника. – 2021. – Т. 51, №11. – С.987.
5. Бобрецова Ю.К. Вытекание излучения из волновода мощных полупроводниковых AlGaAs/InGaAs/GaAs-лазеров / Бобрецова Ю.К., Веселов Д.А., Климов А.А., Крючков В.А., Шашкин И.С., Слипченко С.О., Пихтин Н.А. // Квантовая электроника. – 2020. – Т. 50, №8. – С. 722.
6. Veselov D.A. High-power laser diodes with ultra-narrow waveguides for pulse operation / Veselov D.A., Bobretsova Y.K., Golovin V.S., Nikolaev D.N., Slipchenko S.O., Pikhtin N.A., Kop`ev P.S. // Proc. SPIE LASE. – 2020. – Vol. 11301.
7. Slipchenko S.O. Energy balance model of high-power semiconductor lasers at high-pumping current / Slipchenko S.O., Soboleva O.S., Bobretsova Y.K., Gavrina P.S., Rudova N.A. // Proc. SPIE LASE. – 2020. – Vol. 11274.
8. Slipchenko S.O. Single-mode AlGaAs/InGaAs/GaAs lasers with a narrow waveguide / Slipchenko S.O., Shashkin I.S., Shamakhov V.V., Nikolaev D.N., Veselov D.A., Bobretsova Y.K., Lyutetskiy A.V., Pikhtin N.A., Kop`ev P.S. // Proc. SPIE LASE. – 2020. – Vol. 11274.
9. Bobretsova Y.K. Measurement of Free-Carrier Absorption Cross-Sections for Laser Diode Waveguide Materials / Bobretsova Y.K., Veselov D.A., Rudova N.A., Kapitonov V.A., Slipchenko S.O., Pikhtin N.A. // Proc. of International conference laser optics ICLO. – 2020. – P. 9285837.
10. Бобрецова Ю.К. AlGaAs/GaAs/InGaAs-лазеры со сверхузким волноводом / Бобрецова Ю.К., Веселов Д.А., Климов А.А., Вавилова Л.С.,

Шамахов В.В., Слипченко С.О., Пихтин Н.А. // Квантовая электроника. – 2019. – Т. 49, №7. – С.661.

11. Veselov D.A. Measurements of internal optical loss inside an operating laser diode / Veselov D.A., Bobretsova Y.K., Leshko A.Y., Shamakhov V.V., Slipchenko S.O., Pikhtin N.A. // J. Appl. Phys. – 2019. – Vol. 126, №21. – P.213107.

12. Veselov D.A. Current and temperature dependencies of internal optical loss in laser heterostructures / Veselov D.A., Bobretsova Y.K., Klimov A.A., Shamakhov V.V., Leshko A.Y., Sokolova Z.N., Slipchenko S.O., Pikhtin N.A. // Proc. of International conference laser optics ICLO. – 2018. – P. 147.

Список литературы

1. Tarasov I.S. High-power semiconductor separate confinement double heterostructure lasers / Tarasov I.S. // Quantum Electron. – 2010. – Vol. 40, №8. – P. 661.
2. Crump P. Efficient high-power laser diodes / Crump P., Erbert G., Wenzel H., Frevert C., Schultz Ch. M., Hasler K., Staske R., Sumpf B., Maaßdorf A., Bugge F., Knigge S., Trankle G. // IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron. – 2013. - Vol. 19, №4. – P. 1501211.
3. Ryvkin B. Non-uniform carrier accumulation in optical confinement layer as ultimate power limitation in ultra-high-power broad-waveguide pulsed InGaAs/GaAs/AlGaAs laser diodes / Ryvkin B., Avrutin E. // Electronics Letters. – 2006. – Vol. 42, № 22. – P. 1283.
4. Piprek J. What Causes the Pulse Power Saturation of GaAs-Based Broad-Area Lasers? / Piprek J., Li Z.M. // IEEE Photonics Technology Letters. – 2018. – Vol. 30, № 10. – P. 963.
5. Соколова З.Н. Рост внутренних оптических потерь с увеличением тока накачки и выходная мощность лазеров на квантовых ямах / Соколова З.Н., Веселов Д.А., Пихтин Н.А., Тарасов И.С., Асрян Л.В. // Физика и техника полупроводников. – 2017. – Т. 51, № 7. – P. 998.
6. Пихтин Н.А. Внутренние оптические потери в полупроводниковых лазерах / Пихтин Н.А., Слипченко С.О., Соколова З.Н., Тарасов И.С. // Физика и техника полупроводников. – 2004. – Т. 38, № 3. – P. 374.
7. Wang X. Root-Cause Analysis of Peak Power Saturation in Pulse-Pumped 1100 nm Broad Area Single Emitter Diode Lasers / Wang X., Crump P., Wenzel H., Liero A., Hoffmann T., Pietrzak A., Schultz C., Klehr A., Ginolas A., Einfeldt S., Bugge F., Erbert G., Trankle G. // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 2010. – Vol. 46, № 5. – P. 658.
8. Ryvkin B.S. Effect of carrier loss through waveguide layer recombination on the internal quantum efficiency in large-optical-cavity laser diodes / Ryvkin

- B.S., Avrutin E.A. // Journal of Applied Physics. – 2005. – Vol. 97, №11. – P. 113106.
9. Ryvkin B.S. Asymmetric, nonbroadened large optical cavity waveguide structures for high-power long-wavelength semiconductor lasers / Ryvkin B.S., Avrutin E.A. // Journal of Applied Physics. – 2005. – Vol. 97, №12. – P. 123103.
 10. Dogan M. Two photon absorption in high power broad area laser diodes / Dogan M., Michael C., Zheng Y., Zhu L., Jacob J. // High-Power Diode Laser Technology and Applications XII. – 2014. – Vol. 8965. – P. 89650P.
 11. Spector H. Two-photon absorption in semiconducting quantum-well structures / Spector H. // Phys. Rev. B. Condens. Matter. – 1987. – Vol. 35, №11. – P. 5876.
 12. Avrutin E.A. Theory of direct and indirect effect of two-photon absorption on nonlinear optical losses in high power semiconductor lasers / Avrutin E.A., Ryvkin B.S. // Semiconductor science and technology. – 2017. – Vol. 32, № 1. – P. 015004.
 13. Bour D.P. Strained $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}/(\text{AlGa})_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ heterostructures and quantum-well laser diodes / Bour D.P., Geels R.S., Treat D.W., Paoli T.L., Ponce F., Thornton R.L., Krusor B.S., Bringans R.D., Welch D.F. // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1994. – Vol. 30, №2. – P. 593.
 14. Слипченко С.О. Температурная делокализация носителей заряда в полупроводниковых лазерах / 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. // Физика и техника полупроводников. – 2010. – Т. 44, №5. – P. 688.
 15. Wenzel H. The analysis of factors limiting the maximum output power of broad-area laser diodes / Wenzel H., Crump P., Pietrzak A., Roder C., Wang X., Erbert G. // Optical and Quantum Electronics. – 2009. – Vol. 41, №9. – P. 645.

16. Piprek J. On the reliability of pulse power saturation models for broad-area GaAs-based lasers / Piprek J. // Optical and Quantum Electronics. – 2019. – Vol. 51, №2. – P. 1.
17. Zhukov A.E. Improvement of temperature-stability in a quantum well laser with asymmetric barrier layers / Zhukov A.E., Kryzhanovskaya N.V., Zubov F.I., Shernyakov Y.M., Maximov M.V., Semenova E.S., Yvind K., Asryan L.V. // Applied Physics Letters. – 2012. – Vol. 100, № 2. – P. 021107.
18. Erbert G. High-power high-efficiency 1150-nm quantum-well laser / Erbert G., Bugge F., Fricke J., Ressel P., Staske R., Sumpf B., Wenzel H., Weyers M., Trankle G. // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. – 2005. – Vol. 11, №5. – P. 1217.
19. Жуков А.Е. Основы физики и технологии полупроводниковых лазеров / Жуков А.Е. – СПб: Изд-во Академ. ун-та, 2016. – 364 с.