

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Российской академии наук

На правах рукописи

Гаджиев Идрис Мирзебалович

**ПИКОСЕКУНДНЫЕ ГЕТЕРОЛАЗЕРЫ С ПОГЛОЩАЮЩИМИ И
ДИФРАКЦИОННЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ**

1.3.11 — Физика полупроводников

ДИССЕРТАЦИЯ
на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
д. ф.-м. н., зав. лаб. Соколовский Г.С.

Санкт-Петербург
2023

Оглавление

Введение.	4
Глава 1. Физические принципы работы и конструкции полупроводниковых лазеров для генерации коротких оптических импульсов (обзор литературы).....	12
Глава 2. Лазеры с дифракционным выводом.....	37
2.1 Введение.	37
2.2 Технологические приемы изготовления экспериментальных образцов ЛДВ.	39
2.3 Теоретические оценки параметров ЛДВ на основе структуры с одиночной КЯ.	48
2.3.1 Модель лазера с сильно просветленным зеркалом.....	49
2.3.2 Оценка коэффициента отражения нерезонансной дифракционной решетки	53
2.4 ЛДВ: Экспериментальные результаты	64
2.4.1 Коэффициент отражения: оценка по изменению эффективного показателя преломления и по соотношению мощности.....	65
2.4.2 Режим длинных импульсов и непрерывное излучение.....	69
2.4.3 Перестраиваемый ЛДВ.....	72
2.4.4 Пикосекундный перестраиваемый лазер.....	75
2.4.5 Режим генерации двух длин волн ЛДВ во внешнем резонаторе.....	77
2.4.6 Просветление пассивной секции лазерным излучением.....	79
Глава 3. Генерация пикосекундных импульсов лазерами с неоднородной накачкой	81
3.1 Введение	81
3.2 Режим МД в лазерах с имплантационным НП	83
3.3 Режим МД и СМ в двухсекционном лазере с тремя КЯ.....	90
3.4 Излучения пикосекундных импульсов в 2х-секционных лазерах диапазона 1,06 мкм с квантовыми точками.....	98
Глава 4. Режим СМ в лазерах с КТ и КЯ	104
4.1 Введение	104
4.2 Синхронизация мод в лазерах с КЯ диапазона 1.55 мкм.....	108
4.3 Синхронизация мод в лазерах с КЯ в широком волноводе.....	114
4.5 Синхронизация мод в лазерах с туннельно-связанными КЯ	118
4.6 Синхронизация мод в лазерах с КТ	123
Глава 5. Генерация пикосекундных импульсов с узким спектром и увеличенной мощностью при субнаносекундной накачке.	128

5.1 Введение	128
5.2 Режим модуляции усиления в РОС –лазерах.....	132
5.3 Пикосекундные оптические импульсы в волоконном кольцевом резонаторе с полупроводниковым усилителем	137
Заключение.....	141
Сокращения.....	143
Список литературы.....	144

Введение.

Полупроводниковые излучатели сверхкоротких оптических импульсов находят применение в научных исследованиях и многочисленных приложениях, в частности, при исследовании процессов пикосекундного временного масштаба, в быстродействующих оптоэлектронных интегральных схемах, линиях связи, при генерации гармоник. Прошло уже более полувека [1] со времени создания первых инжекционных лазеров и пикосекундных излучателей на их основе [2], а количество публикаций, посвященное им не уменьшается. Связано это прежде всего с постоянно расширяющимися областями применения гетеролазеров. Происходит постепенное совершенствование и, одновременно, усложнение инжекционных лазеров. Например, современный излучатель для передачи информации фактически представляет собой не один отдельный лазер, а интегрально-оптическую схему, включающую в себя усилитель на квантовой яме, распределенный брэгговский отражатель, модулятор на эффекте Штарка, многослойные диэлектрические зеркала, а наногетероструктура, объединяющая эти элементы, может рассматриваться как существенное научно-инженерное достижение.

Пикосекундные полупроводниковые излучатели прошли путь от лазера на ДГС-гетероструктуре, часть которого подвергнута имплантации [3], к многосекционному устройству на основе структур с квантовыми ямами и квантовыми точками [4][5][6][7]. Такие лазеры с монокристаллической интегральной конструкцией излучают пикосекундные импульсы в режимах синхронизации мод и модуляции добротности при приложении постоянного электрического смещения и не требуют сложной высокочастотной модуляции. Эти режимы работы лазеров используются в лидарах, при тестировании детекторов ядерных частиц, а также в быстро развивающейся в последнее время терагерцовой фотонике. Для создания такого многосекционного излучателя требуется исчерпывающее знание и учет физических свойств полупроводниковой структуры, в частности спектра усиления, конфигурации оптического поля, сдвига края поглощения, динамики неравновесных носителей. При изготовлении подобных лазеров необходимо, например, обеспечить электрическую изоляцию секций, реализовать высокую эффективность дифракционного отражателя, что требует предварительного проведения численных расчетов на основе экспериментально полученных физических параметров.

В традиционных излучателях с выводом света через грани лазерного кристалла встроенная дифракционная решетка выполняет роль только спектрально-селективного элемента, в то время как она может быть использована и в качестве выводящего зеркала. При этом следует подчеркнуть, что для большинства полупроводниковых излучателей существует проблема интеграции полупроводникового усилителя и брэгговской решетки. Еще со времен первых лазеров с дифракционным [8][9] выводом света (ЛДВ), созданных в 1974г. в группе Ж. И. Алферова, прилагаются значительные усилия для создания эффективного дифракционного излучателя. Тем не менее, до сих пор эффективность ЛДВ составляет 40-50% [10], что заметно ниже чем у Фабри-Перо лазеров, у которых этот параметр иногда превышает 75 % [11]. В то же время, расходимость излучения ЛДВ может быть на 2 порядка меньше, чем в традиционных лазерах с выводом через сколотую кристаллическую грань, и такая узкая диаграмма направленности излучения необходима во многих приложениях. Еще одним преимуществом таких лазеров является значительная площадь выводящей дифракционной решетки, что значительно уменьшает проблему катастрофической деградации зеркал.

Следует отметить, что многосекционные лазеры с дифракционными и поглощающими элементами находят все большее применение при решении многих практических задач, что обуславливает необходимость их изучения с целью усовершенствования конструкции и улучшения параметров излучения

Целью данного исследования являлось изготовление и изучение физических принципов работы пикосекундных лазеров на основе многосекционных структур с дифракционными и поглощающими элементами. Т.к. такие различные части многосекционного лазера, как усилитель и модулятор, выполняют принципиально отличающиеся функции, то понятно, что совместить их в рамках одной интегрально-оптической платформы представляется сложной научной-технической задачей. Например, секция насыщающегося поглотителя лазера с синхронизацией мод может иметь, и, как правило, имеет не совпадающий со спектром генерации край поглощения. Однако, используя определенную конфигурацию активной лазерной среды [12][13], можно добиться совпадения максимумов поглощения и усиления, тем самым улучшая эффективность лазера.

В процессе работы решались следующие **задачи**:

1. Расчет и экспериментальная оценка спектральной зависимости эффективности дифракции назад и вверх в лазере с нерезонансным дифракционным выводом излучения.
2. Изучение возможности использования эффекта малого коэффициента отражения нерезонансной дифракционной решетки для генерации пикосекундных импульсов в схеме с внешним резонатором с широким диапазоном перестройки длины волны излучения.
3. Исследование особенностей генерации пикосекундных импульсов в двухсекционных лазерах с наиболее распространенными типами активной области: односторонняя гетероструктура (ОГС), двойная гетероструктура (ДГС), квантовые ямы (КЯ), квантовые точки (КТ).
4. Расчет сдвига основных уровней при приложении электрического напряжения и экспериментальное исследование поглощения в лазерной структуре с туннельно-связанными КЯ.
5. Создание экспериментальных образцов лазерных излучателей для проведения вышеуказанных исследований, в т.ч.: разработка геометрии и химического состава гетероструктур, дизайн комплектов литографических фотошаблонов, отбор образцов, измерение параметров чипов и смонтированных на теплоотвод лазеров, а также разработка и изготовление стендов для измерения спектров, дальнего поля, ватт-, вольт-амперных и динамических характеристик.

Научная новизна

1. Экспериментально продемонстрирована возможность получения малого коэффициента отражения менее 10^{-4} в лазерах с нерезонансной дифракционной решеткой, в результате чего впервые в компактной и простой схеме с одним внешним зеркалом реализован режим генерации пикосекундных импульсов со спектральной перестройкой 100 нм.

2. Изучен режим модуляции добротности в лазерах с ОГС, ДГС и КЯ в условиях накачки наносекундными импульсами тока. Обнаружено, что выходная мощность возрастает с увеличением эффективной толщины активного слоя. Таким образом, наибольшая мощность излучалась лазерами с ОГС и составила около 40 Вт в режиме одномодовой генерации и 380 Вт при ширине полоска 150 мкм, что соответствует лучшим мировым достижениям.

3. Предложен и реализован новый способ создания распределенного насыщающегося поглотителя (НП), полученного имплантацией тяжелых ионов через маску на эпитаксиальной поверхности лазерной структуры. В этом случае расширяется диапазон существования модуляции добротности и увеличивается мощность импульсов по сравнению с лазерами с НП, сосредоточенным в одной секции.

4. В лазерах с КТ достигнута минимальная частота следования импульсов в режиме синхронизации мод (СМ) 5 ГГц, не наблюдавшаяся ранее в лазерах с КЯ, что свидетельствует о том, что присущее КТ насыщение усиления увеличивает диапазон СМ. В двух- и многосекционных лазерах с КТ установлен диапазон существования СМ в зависимости от размера секции насыщающегося поглотителя по отношению к длине лазера и величины приложенного к ней электрического поля. Показано, что наименьшая длительность импульсов СМ наблюдается вблизи порога генерации.

5. Экспериментально показано, что использование КЯ в расширенном волноводе снижает коэффициент оптического ограничения подобно лазерам с КТ, что обеспечивает возможность демонстрировать режим СМ в лазерах с длинным резонатором и снижать уровень шумов. Данный результат был получен на основе асимметричной лазерной структуры с подавленной первой модой, чего ранее не было реализовано.

6. Экспериментально продемонстрировано, что асимметричная структура с туннельно-связанными квантовыми ямами имеет пик поглощения при напряженности приложенного электрического поля, обеспечивающего сближение квантовых уровней соседних ям, существенно меньшей напряженности, при которой достигается такое же поглощение в структурах с несвязанными ямами. Впервые в лазерах с туннельно-связанными квантовыми ямами реализованы режимы генерации пикосекундных импульсов при пониженном напряжении на секции насыщающегося поглотителя.

Практическая значимость

1. Реализован непрерывный режим генерации в лазерах с дифракционным выводом излучения с нерезонансной выводящей решеткой, с необходимой для практических применений малой расходимостью $0.6^0 \times 0.35^0$ излучения и возможностью спектральной перестройки.

2. Рассчитаны скачки эффективного показателя преломления при изменении профиля волновода из-за формирования дифракционной решетки, а также эффективность дифракции в зависимости от профиля штриха решетки и получены оценки постоянной связи. На основе построенной модели могут быть оценены параметры лазеров с дифракционной решеткой до изготовления.
3. В компактной оптической схеме внешнего резонатора размером около 5 мм с одним зеркалом и без линз продемонстрирована перестройка длины волны генерации в диапазоне 897-1017 нм в лазерах с центральной длиной волны 0.98 мкм и 1480-1540 нм в лазерах S/C-диапазона, что может быть использовано в лазерной спектроскопии.
4. В лазерах с распределенным брэгговским отражателем за счет температурного совмещения максимума усиления с брэгговской линией получены спектрально-ограниченные импульсы длительностью 35 пс в режиме модуляции усиления для использования в регенеративных усилителях диапазона 1064 нм.
5. На основе структур с туннельно-связанными квантовыми ямами созданы двухсекционные лазеры, излучающие импульсы длительностью менее 4 пс при пониженном по сравнению со структурами с несвязанными ямами напряжении на поглощающей секции.
6. В различных типах полупроводниковых лазеров, излучающих на длинах волн от 0.8 до 1.55 мкм, реализованы режимы модуляции усиления и модуляции добротности при длительности оптических импульсов 20-40 пс. Такие лазеры могут использоваться для исследования различных быстропротекающих процессов.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Для генерации коротких импульсов в двухсекционных лазерах с КЯ сужение запрещенной зоны усиливающей секции необходимо компенсировать сдвигом фундаментального края поглощения за счет эффекта Штарка при приложении большого обратного смещения к секции насыщающегося поглотителя.

2. В лазерах с дифракционным выводом излучения и в лазерах с распределенной обратной связью в режиме модуляции усиления при совмещении брэгговской линии генерации с максимумом спектра усиления возможна генерация пикосекундных импульсов с длительностью, обусловленной шириной спектра излучения.
3. Для достижения частот повторения субпикосекундных импульсов более 70 ГГц в режиме синхронизации мод в двухсекционных лазерах с несколькими квантовыми ямами компенсация фотоиндуцированного поля неравновесных носителей требует приложения обратного смещения более 100 кВ/см к секции насыщающегося поглотителя.
4. В лазерных структурах с туннельно-связанными квантовыми ямами существует локальный максимум зависимости поглощения от приложенного напряжения при величине, соответствующей сближению уровней соседних ям. Двухсекционные лазеры на основе таких гетероструктур излучают пикосекундные импульсы при пониженном напряжении на поглощающей секции, что увеличивает их эффективность.

Достоверность полученных результатов подтверждается их надежной воспроизводимостью, согласованностью результатов с экспериментальными данными, полученными в других лабораториях, использованием современных методов исследования и современного оборудования для проведения экспериментов. Также имеет место внутренняя согласованность результатов, полученных при использовании различных типов экспериментальных образцов, двух- и трехсекционных лазеров с одной или несколькими квантовыми ямами, а также с различными вариантами исполнения квантовых точек.

Апробация работы.

Основные результаты работы были представлены на отечественных и международных конференциях:

- 15th IEEE International Semiconductor Laser Conference, 1997, vol. 3, no. 2, pp. 157–158.
- ISLC 1998 NARA. 1998 IEEE 16th International Semiconductor Laser Conference (Cat. No. 98CH361130), 1998, pp. 253–254.

- 4th International Conference on Transparent Optical Networks (IEEE Cat. No.02EX551), 2002, vol. 2, pp. 81–83.
- The International Society for Optical Engineering, 2002, vol. 4913, no. 2002, p. 145.
- 11th Int Symp. “Nanostructure: Physics and Technology, 2003, pp. 25–26.
- Proceedings of SPIE, 2004, vol. 5349, p. 31.
- 2004 IEEE 19th International Semiconductor Laser Conference, 2004. Conference Digest., 2004, pp. 51–52.
- 13th Int. Symp. “Nanostructures: Physics and Technology,” 2005, pp. 108–109.
- 13th Int. Symp. “Nanostructures: Physics and Technology,” 2005, pp. 112–113.
- 13th Int. Symp. “Nanostructures: Physics and Technology,” 2005, pp. 83–84.
- 21th Int. Symp. Nanostructures: Physics and Technology”., 2013, pp. 25–26.
- AIP Conference Proceedings, 2013, vol. 1566, pp. 512–513.
- International Conference Laser Optics (LO), 2016, vol. 147, pp. R3-7-R3-7.
- 24th Int Symp. Nanostructure: Physics and Technology, 2016, pp. 28–29.
- AIP Conference Proceedings, 2017, vol. 1874, p. 040019.
- Biomed. Opt. Imaging Proc. SPIE, 2017, p. 104170F.
- Ioffe Institute, St. Petersburg, “Frontiers of 21st Centure Physics and Ioffe Institute,” 2018.
- 21-я всероссийская молодежная конференция по физике полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто- и наноэлектронике, Санкт-Петербург, 25-29 ноября, 2019
- Международная Конференция «Физика.СПБ», Санкт-Петербург, 22-24 октября 2019 года, 2019.
- Semiconductor Lasers and Laser Dynamics IX, 2020, p. 10.

Основное содержание диссертации опубликовано в 29 публикациях, из них 29 научных статей в рецензируемых журналах, в т.ч. 20 опубликовано в изданиях, индексируемых в базе данных Web of Science.

Личный вклад автора состоит в проектировании и моделировании работы многосекционных лазеров, проведении электрических и оптических измерений, обработке экспериментальных результатов, написании научных статей и отчетов. В частности, автором были проведены численные расчеты эффективности вывода дифракционных решеток на поверхности волновода, коэффициента отражения от

нерезонансной решетки, распределения волновой функции в структуре со связанными квантовыми ямами в электрическом поле. В процессе работы были изготовлены и автоматизированы установки для измерения спектров, ватт- и вольт-амперных характеристик, дальних и ближних полей полупроводниковых лазеров. Автором лично были представлены устные доклады на русском и английском языках на научных конференциях. Также автором были разработаны, изготовлены и реализованы коммерческие приборы на основе пикосекундных лазеров.

Глава 1. Физические принципы работы и конструкции полупроводниковых лазеров для генерации коротких оптических импульсов (обзор литературы).

Многосекционные полупроводниковые лазеры на основе монолитно-интегральных конструкций являются притягательными объектами исследований научных и промышленных сообществ [14]. Комбинация излучающего элемента вместе с дифракционной решеткой или поглощающей секцией позволят управлять временными, пространственными и спектральными характеристиками лазера. Реализация такого сочетания на одной полупроводниковой гетероструктуре является естественной, поскольку все элементы могут быть связаны единым волноводом. Также несомненным плюсом использования полупроводниковой технологии являются простота управления за счет электрического смещения и малые габариты приборов.

Источники сверхкоротких оптических импульсов находят широкое применение в таких современных высокотехнологичных областях, как оптическая связь, микроволновая фотоника, томографии биологических сред, лидары, фотонные АЦП. Одним из наиболее перспективных объектов получения субпикосекундных импульсов в ближнем инфракрасном диапазоне являются полупроводниковые лазеры с синхронизацией мод (СМ) [15]. Режим СМ в таких лазерах реализуется в монолитно-интегрированной полосковой конструкции, когда усиливающие, поглощающие и модулирующие секции изготавливаются на одном кристалле в процессе групповых технологических операций. В этом случае естественным образом решается вопрос связи между такими оптическими компонентами, как усиливающая часть и НП. Также нет необходимости выполнять высокочастотную токовую модуляцию, за счет того, что внутренние особенности лазерной структуры приводят к генерации оптического излучения, модулированного на сверхвысоких частотах.

Классическое описание режима СМ состоит в представлении излучения как суммы гармоник $\sum_0^{N-1} E_n \cos(\omega_0 t + n \cdot \omega \cdot t)$, которая обладает бесконечным временем когерентности, $\omega = 2\pi/T$ – частота СМ. Нетрудно показать, что при постоянных амплитудах эта сумма равна $E \frac{\cos(\omega_0 t + \omega \frac{N+1}{2} t) \cdot \sin(\omega \frac{Nt}{2})}{\sin(\frac{\omega t}{2})}$, а при значениях

времени, кратном периоду T , мощность, пропорциональная квадрату амплитуды равна $(EN)^2$. Эта формула хорошо известна, и обычно ширину огибающей принято характеризовать первым узлом (пересечением с осью абсцисс). В лазерной технике ширину спектра принято измерять по уровню 0.5, и величину $t_{1/2}$ можно получить из решения $\frac{\sin^2(\frac{\omega Nt}{2})}{\sin^2(\frac{\omega t}{2})} = \frac{N^2}{2}$. Это трансцендентное уравнение приближенно можно решить, оставляя в разложении функции синуса два слагаемых, откуда получается $\frac{\omega N}{2} t_{1/2} = \sqrt{6 - 3\sqrt{2}}$, или связь между произведением ширин спектра и длительности на полувысоте $\Delta f \cdot \tau \approx 0.43$.

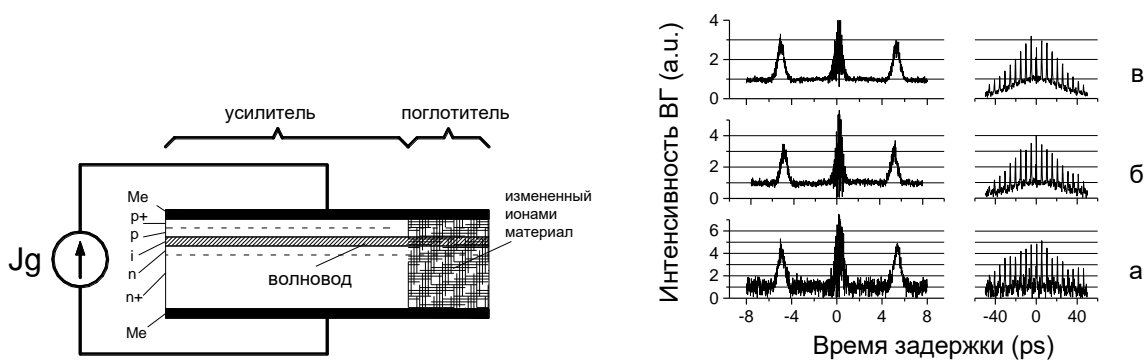


Рис 1.1 Лазер с насыщающимся поглотителем, сформированным ионной имплантацией и автокорреляционная функция соответствующая режиму СМ при различных энергиях оптического импульса (а) 5 пДж, (б) 10 пДж, (в) 15 пДж. Доза имплантированных ионов $N^{4+} 1.2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, энергия ионов 16 МэВ[16].

Пассивная синхронизации мод (ПСМ) в лазах реализуется при внесении в резонатор секции с насыщающимся поглотителем, время восстановления τ_a которого меньше или сопоставимо с периодом обхода светом лазерного резонатора τ_{ph} . Если $\tau_a > \tau_{ph}$ то вместо режима СМ наблюдается режим модуляции добротности (МД). Иллюстрирует этот эффект цикл работ сотрудников ФТИ им. А. Ф. Иоффе [3][17][18][19], где в первоначальной работе 1986г. [3] авторов Алферова Ж. И. и др. сообщается о лазере на основе AlGaAs структуры, излучающем в режиме МД импульсы длительностью ≈ 10 пс. При этом насыщающийся поглотитель был сформирован за счет имплантации ионов кислорода в активную область InGaAsP/InP лазеров и $\tau_a > \tau_{ph}$ т.к. доза имплантации была небольшая. В последующих работах этих же авторов условие $\tau_a < \tau_{ph}$ было выполнено за счет увеличения дозы имплантирующихся ионов, вследствие чего увеличилось количество центров

рекомбинации и уменьшилось время жизни неравновесных носителей. В работе [19] лазерный диод с активной областью на основе InGaAsP/InP выращенной методом MOCVD был облучен ионами O^{3+} , после чего при накачке постоянным током излучал в режиме ПСМ последовательность импульсов длительностью 0.65 ps с частотой 110 GHz. С увеличением дозы имплантации τ_a уменьшалась, но в то же время увеличивался пороговый ток, что негативно сказывалось на выходной мощности лазеров в режиме СМ. Доза имплантации подбиралась из условия компромисса между величиной накачки и токовым диапазоном существования режима СМ. С ростом накачки увеличивается мощность, а также ширина спектра и появляются составляющие излучения на краю фундаментального поглощения. В этой области НП не может синхронизовать моды из-за недостаточной величины поглощения, и поэтому при высокой выходной мощности наблюдается режим частичной СМ (Рис 1.1).

Оценить время жизни неравновесных носителей в имплантированном материале можно на основе следующих предположений: 1) нити аморфизированного полупроводника в виде цилиндров диаметром a вдоль треков ионов являются ловушками с высокой скоростью захвата; 2) расстояние между треками $1/\sqrt{\varphi}$, где φ - доза имплантации; 3) скорость носителей определяется более медленными дырками с $v_h \approx \sqrt{3kT/m_h}$ и средняя скорость которых в заданном направлении $\approx v_h/2$. В этих предположениях линейный коэффициент заполнения одного слоя треков $2a\sqrt{\varphi}$, за время пробега τ частица проходит число слоев $(\frac{v_h}{2}\tau) \cdot \sqrt{\varphi}$. Для захвата носитель должен встретить около половины трека, поэтому произведение заполнения на число слоев $\approx 1/2$, откуда можно оценить время жизни $\tau \approx 1/(4a \cdot v_h \cdot \varphi)$. Более точная формула для вычисления времени жизни неравновесных носителей в имплантированном материале получена в [20]:

$$\tau = \frac{2}{\pi a v_h \varphi \cdot f(\frac{v_e}{v_h})}, \text{ где функция } f \approx 1 \div 2, \text{ представлена и вычислена в [20].}$$

Для типичных параметров лазерных структур $\tau \approx 3 \cdot 10^{-12} \cdot (10^{-7} \text{ см}/a) \cdot (10^{11} \text{ см}^{-2}/\varphi)$ [с]. Поперечный размер треков торможения ионов составляет несколько постоянных решетки и оценивается величиной 4 нм [21], поэтому при дозе 10^{11} ион/см², по формуле можно оценить время жизни ННЗ $\tau = 1.5$ пс. При этом не учитывается то,

что рекомбинация носителей после захвата на глубокие центры вдоль треков, может происходить медленнее чем непосредственно захват. Поэтому формула для времени жизни носителей дает нижнюю оценку.

Очевидно, что достоинством метода формирования насыщающегося поглотителя (НП) за счет имплантации является то, что можно на готовом лазере или лазерной структуре провести имплантацию и получить лазер, излучающий пикосекундные импульсы. Конструкция лазера при этом не меняется, с точки зрения накачки лазер остается диодом с двумя выводами, и это удобно для практических приложений.

Однако недостатком метода имплантации является то, что свойства облученного материала фиксированы, и ими нельзя управлять. В работе [22] в качестве насыщающегося поглотителя предложено использовать секцию лазера, изолированную от усиливающей части, к которой приложено обратное смещение. Даже с учетом того, что со времени ее публикации прошло более 30 лет, и сейчас можно считать что данная работа выполнена на хорошем технологическом уровне, и в ней использованы основные приемы изготовления лазеров с разделенным контактом. В ней отмечается, что с увеличением обратного смещения время выноса фотоиндуцированных носителей уменьшается, выполняется условие $\tau_a < \tau_{ph}$, и лазер из непрерывного режима переходит в режим СМ. Авторами работы [22] был изготовлен GRIN-SCH лазер с зарощенным волноводом и активным слоем на основе пяти напряженных InGaAsP квантовых ям (КЯ) толщиной 5 нм, выращенных методом OMVPE. Изоляция между секциями обеспечивалась зазором величиной 10 μm , сопротивление изоляции составило 1 К Ω , процентное соотношение длины поглощающей секции к общей длине лазера находилось в диапазоне от 4 до 10%.

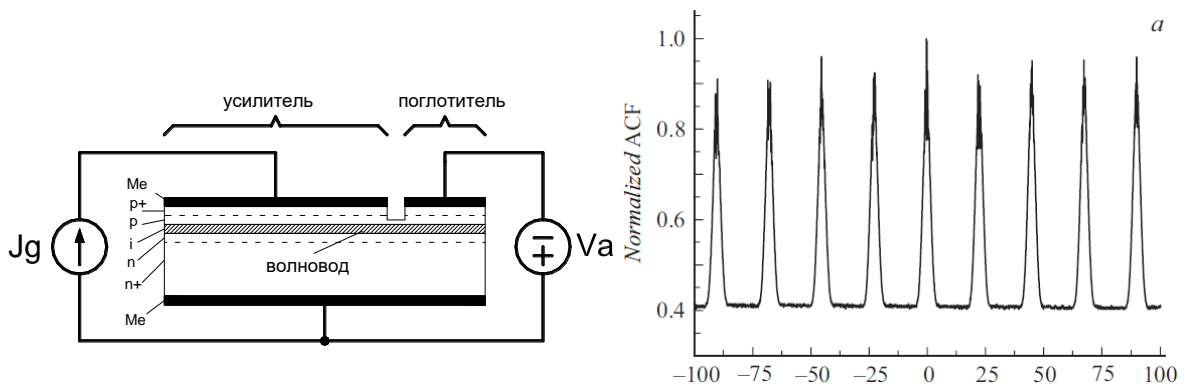


Рис 1.2 Лазер с обратсмещенной секцией насыщающегося поглотителя и автокорреляционная функция соответствующая режиму СМ [5].

На Рис 1.2 представлена схема включения двухсекционного лазера, состоящего из усиливающей части, включенной в прямом направлении, и поглощающей секции, к которой приложено обратное смещение. За счет изменения величины обратного напряжения изменяется напряженность электрического поля, в котором находится поглощающая область лазера. В ранних работах, посвященных 2-секционным лазерам, уделялось недостаточное внимание тому факту, что поглощение может значительно меняться под действием электрического поля. Действительно, усиливающая и поглощающая секции состоят из одного материала, а так как излучение лазера обычно соответствует ширине запрещенной зоны активной среды, то длина волны генерации попадает на край поглощения. В то же время электрическое поле сильно влияет на спектр края фундаментального поглощения из-за эффекта Штарка. На Рис 1.3 представлено влияние эффекта Штарка на поглощение лазерной структуры с КЯ. Отчетливо видно, что экситонный пик существует при всех смещениях. Оценить энергию экситона можно на основе приближения водородоподобной связи между дыркой и электроном. В то же время, носители заряда в полупроводниковом кристалле являются квазичастицами и характеризуются квазиимпульсом и эффективной массой, во многом схожими с аналогичными величинами свободных частиц. Поскольку эффективная масса электрона на порядок меньше собственной, а кулоновское взаимодействие ослаблено экранирующим полем ближайших атомов примерно в $\varepsilon \approx 10$ раз, то радиус экситона примерно на 2 порядка больше боровского радиуса. Такой экситон, локализация которого существенно больше межатомного расстояния носит названия Ванье-Мотта (1937г.). Как известно, радиус n -ой орбиты водородоподного атома

равен величине $a_{ex} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 n^2 h^2}{\pi m e^2}$, а энергия $E_{ex} = -\frac{e^2}{8\pi\varepsilon\varepsilon_0 a_{ex}} = -\frac{1}{n^2} \frac{m e^4}{8(\varepsilon\varepsilon_0 h)^2} = \frac{(m/m_0)}{\varepsilon^2} E_n$.

Эти соотношения могут быть получены в модели Бора приравниваем кулоновской силы к центростремительной и при условии того, что на длине орбиты укладывается целое число волн де Бройля. В этой модели радиус экситона и его энергия могут быть оценены как

$$a_{ex} = \frac{\varepsilon}{(m/m_0)} a_B \approx \frac{12}{0.06} 5.3 \cdot 10^{-11} m \approx 10 nm, E_{ex}^{3D} \approx \frac{0.06}{12^2} 13.6 eV \approx 5.7 meV.$$

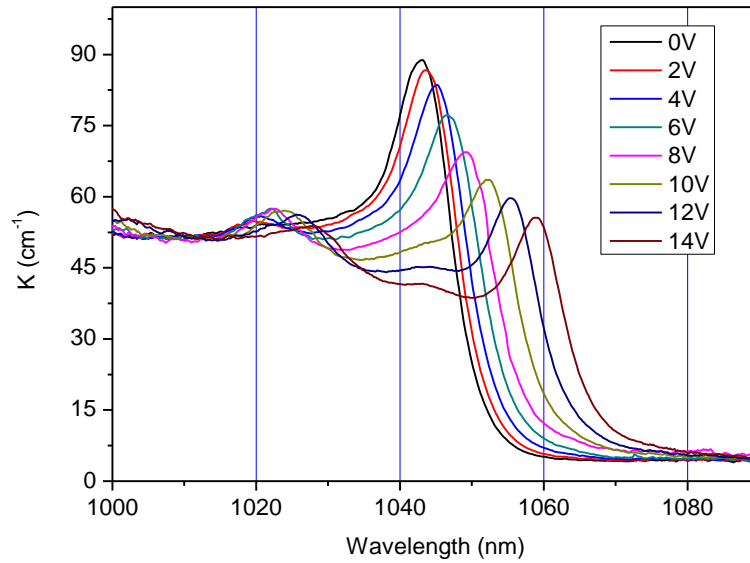


Рис 1.3 Изменение края поглощения во внешнем электрическом поле (эффект Штарка) обратносмещенной части двухсекционного лазера [23].

В КЯ степень локализации экситона зависит от ее толщины и высоты барьера. Для предельного случая 2D-экситона энергия связи определяется формулой $E_{ex}^{2D} = -R_y / (n + 1/2)^2$ [24] и в основном состоянии в 4 раза больше чем для трехмерного случая. Спектр поглощения, представленный на Рис 1.3, измерен для КЯ толщиной 8.5 нм, что примерно соответствует 0.85 от радиуса 3D-экситона. Энергия связи для такой толщины оценивается величиной $2.2 \cdot E_{ex}^{3D} \approx 12.5$ мэВ на основе представленных в [25] расчетов параметров экситона в зависимости от толщины КЯ на основе GaAs/AlGaAs гетероструктур. Тот факт, что экситонный пик отчетливо виден при высоких обратных напряжениях, связан с тем, что электронный уровень располагается значительно ниже высоты барьера при достаточной толщине КЯ. В GaAs/AlGaAs - структурах величина энергетического разрыва составляет около 300

мэВ, поэтому экситон локализуется в КЯ. С увеличением электрического поля экситонный уровень смещается на 12 meV и это хорошо согласуется с теоретическими результатами, представленными в [25].

С ростом напряженности электрического поле положение экситонного пика смещается в область меньших энергий, это так называемое красное смещение обусловленное квантоворазмерным эффектом Штарка [26]. Получить грубую оценку величины сдвига можно используя модель КЯ с бесконечными стенками. В этой модели энергия уровней определяется как $E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2 n^2}{2mL^2}$, что при $m=0.067m_0$ и $L=8.5$ нм дает $77 \cdot n^2$ мэВ для электронов и $11 \cdot n^2$ и $62 \cdot n^2$ мэВ для подзоны тяжелых и легких дырок соответственно. В реальности высота барьеров оценивается величинами 170 мэВ для зоны проводимости и 110 мэВ для валентной, хотя различные источники дают соотношение между зонами от 70:30 до 40:60% от величины энергетического зазора. Поэтому величина проникновения за барьер отлична от нуля, и может быть оценена для КЯ конечной величины по формуле $1/(\frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(U-E)}) \approx 0.7$ нм. Таким образом, при толщине ямы более 5 нм, носители можно считать локализованными в ее пределах. В условиях внешнего электрического поля уровни бесконечной ямы смещаются и оценить этот эффект можно методами теории приближений. В этом случае возмущение к гамильтониану можно записать в виде $H' = eEx$. Первая поправка к энергии $E_n^1 = \int \Psi_n^* H' \Psi_n dx = H'_{nn} = 0$ из-за симметрии задачи относительно центра ямы. Поправка второго порядка $E_n^2 = \sum_{m \neq n} \frac{|H_{nm}|^2}{E_n - E_m}$ для основного состояния всегда неположительна и, в данном случае, пропорциональна E^2 . Поскольку слагаемые убывают как $\sim n^{-2}$, можно оставить только первое слагаемое [27]

$$\Delta E_0^2 \approx \frac{4}{L^2} \frac{|\int \cos(\frac{\pi x}{L}) \cdot eEx \cdot \sin(\frac{2\pi x}{L}) dx|^2}{E_1 - E_2} = -\left(\frac{4}{3\pi}\right)^4 \frac{(eEL)^2}{3E_1} = -2.1 \cdot 10^{-3} \frac{me^2 E^2 L^4}{\hbar^2}.$$

Отсюда видно, что основную часть в штарковский сдвиг вносят тяжелые дырки, у которых энергия основного состояния значительно меньше, по сравнению с электронами. Подставляя данные для КЯ толщиной 8.5 нм получаем сдвиг - $0.07 \cdot \left(\frac{E}{10^4 \text{V/cm}}\right)^2$ мэВ для $\hbar\hbar$, что в ~ 3 раза меньше, чем наблюдаемая в эксперименте величина. Это отличие объясняется тем, что в КЯ конечной высоты сдвиг уровней

значительно больше, чем в яме с бесконечными стенками. В [28] теоретически продемонстрировано, что чем уже конечная яма, тем меньше степень локализации частицы и тем больший эффект Штарка должен наблюдаться, из-за большей длины взаимодействия поля электрического поля и частицы. Также необходимо учитывать тот факт, что в электрическом поле смещение уровней электронов и дырок направлены навстречу друг к другу, что усиливает наблюдаемый в эксперименте эффект сдвига края межзонного поглощения в электрическом поле. Поэтому в формуле для поправки следовало бы поставить вместо массы $m \leftarrow (m_{hh} + m_e)$, но в действительности это величина существенно меньше, чем сдвиг энергии из-за учета конечности барьеров.

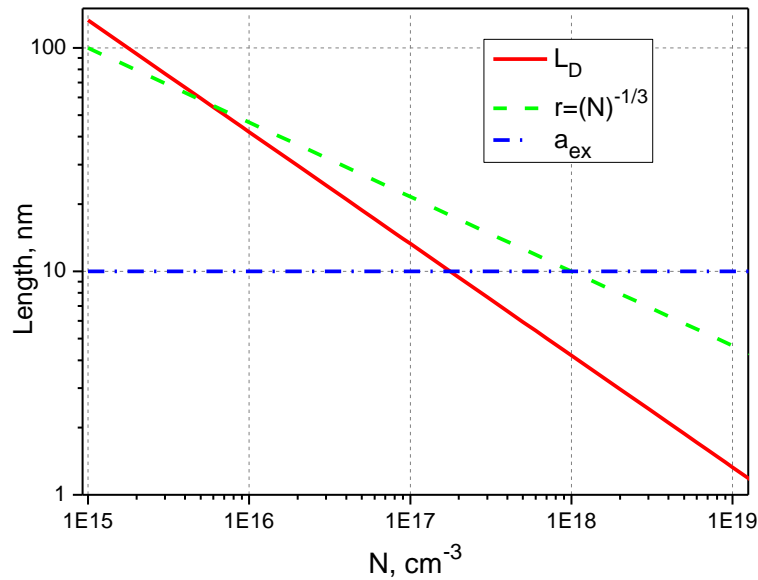


Рис 1.4 Зависимость длины экранирования Дебая и расстояние между ННЗ от концентрации.

С увеличением интенсивности лазерного излучения растет концентрация фотоиндуцированной электронно-дырочной плазмы в области НП. В случае возникновения флуктуаций заряда в плазме возникает напряженность электрического поля с самосогласованным потенциалом φ , которое в сферически-симметричном малосигнальном приближении удовлетворяет уравнению Пуассона:

$$\nabla^2 \varphi = \frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial r^2} (r\varphi) = -\frac{e}{\varepsilon\varepsilon_0} n_{e,h0} \left(\exp\left(-\frac{e\varphi}{kT}\right) - \exp\left(\frac{e\varphi}{kT}\right) \right) \approx \frac{2e^2 n\varphi}{\varepsilon\varepsilon_0 kT} \rightarrow \varphi \approx \frac{\varphi_0}{r} \exp\left(-\frac{\sqrt{2}r}{L_D}\right)$$

где $L_D = \left(\frac{\varepsilon\varepsilon_0}{en} \cdot \frac{kT}{e}\right)^{1/2} \approx 4.2 \text{ нм} \cdot \left(\frac{10^{18} \text{ см}^{-3}}{n}\right)^{1/2}$ - длина экранирования Дебая в условиях комнатной температуры и $\varepsilon=12.9$. При решении предполагалось $|e\phi/kT| \ll 1$, а множитель $\sqrt{2}$ в показателе обусловлен двумя видами экранирующей носителей. Очевидно, что экранирование влияет на экситон, который образуется вследствие кулоновского взаимодействия. Поэтому экситонная связь в КЯ ослабевает при $L_D \approx a_{ex}$, т.е. при $n \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$, или в случае КЯ толщиной 10 нм при $N^{2D}=10^{11} \text{ см}^{-2}$, что подтверждается экспериментальными данными работы [29], где при концентрации такой величины экситонный пик поглощения значительно снижается. Расстояние между зарядами пропорционально $r \approx n^{-1/3}$, поэтому отношение $L_D/r = 0.42 \left(\frac{10^{18} \text{ см}^{-3}}{n}\right)^{1/6}$ при изменении концентрации на 3 порядка $10^{16-19} \text{ см}^{-3}$ меняется в ≈ 3 раза от 0.9 до 0.29 (Рис 1.4).

В [23] отмечается что с увеличением обратного смещения необходимо увеличивать накачку лазеров, и обусловлено это тем, что эффект Штарка приводит к увеличению поглощения. В то же время положение максимума спектра смещается в длинноволновую область на 12 нм [23], что означает наличие усиления в диапазоне, сдвинутом относительно экситонного пика на 24 мэВ в красную область с 1045 до 1067 нм. Сдвиг длины волны генерации лазеров с КЯ обусловлен двумя противоположно направленными факторами: 1) коротковолновый сдвиг, связанный с большей плотностью состояний и 2) длинноволновое смещение из-за сужения запрещенной зоны. Коротковолновый сдвиг в КЯ похож на аналогичный эффект в объемном материале, а также на обнаруженное в 1954г. [30] коротковолновое смещение поглощения в условиях большой концентрации, которое по имени автора работы [30] называется мосс-бурштейновским сдвигом. Но этот эффект в чистом виде обычно не наблюдается в лазерах с СМ, поскольку он подавляется штарковским смещением края поглощения. Поэтому сдвиг максимума лазерного излучения обусловлен сужением запрещенной зоны – band gap renormalization [31]. Качественно этот эффект можно объяснить влиянием кулоновского взаимодействия между электроном и дыркой. Энергия электростатических сил двух одинаковых по величине зарядов составляет $\frac{e^2 n^{1/3}}{\varepsilon\varepsilon_0} \exp\left(-\frac{r}{L_D}\right)$, где $r=n^{-1/3}$ расстояние. При характерных концентрациях $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ энергию по этой формуле можно оценить $\approx 2 \cdot 10^{-8} \cdot n^{1/3} \text{ эВ}\cdot\text{см}$. Это взаимодействие не носит экситонный характер поскольку при

высоких концентрациях, присущих лазерному режиму, экситоны не наблюдается, по крайней мере при комнатной температуре. Также следует учитывать, что при высоких концентрациях носителей дебаевская длина имеет более слабую зависимость от концентрации чем $\sim n^{-1/2}$, поскольку для ее вычисления необходимо подставлять в уравнение формулу распределения Ферми. В литературе приводятся следующие формулы для сужения запрещенной зоны КЯ:

$$\Delta E_g = -3.2 \cdot 10^{-8} \cdot (n [cm^{-3}])^{1/3} ev \cdot cm [31],$$

$$\Delta E_g = -3.1 \cdot 10^{-3} \cdot (n [cm^{-2}])^{1/3} mev \cdot cm^{2/3} [29] - \text{для КЯ толщиной 10 нм.}$$

Последняя формула получена теоретически методом вариации и хорошо согласуется с экспериментальными данными. При концентрации $4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ оценка сдвига дает величину 50 мэв, и это объясняет необходимость прикладывать высокое напряжение к секции поглотителя для того, чтобы получить поглощение достаточной величины для режима СМ. Естественно, что длина волны генерации определяется самосогласованным механизмом компенсации потерь усилением.

Усиление в полупроводниковых лазерах обычно описывается в приближении нестационарной теории возмущений ([32], с.256) под действием гармонического электрического поля $E = E_0 \cdot \exp[i(\omega t - kz)]$. В этом случае в уравнении Шредингера вместо оператора импульса вводится оператор $(p - qA)$, где $p = -i\hbar \cdot \nabla$, а векторный потенциал связан с напряженностью электрического поля соотношением $E = -\partial A / \partial t$, или $A = (iE_0 / \omega) \exp[i(\omega t - kz)]$. Поэтому уравнение Шредингера будет иметь вид:

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = \left(-\frac{\hbar^2}{2m} + V(r) - \frac{q}{m} \mathbf{A} \cdot \mathbf{p} \right) \psi = (H_0 + H^I) \psi, \text{ где отброшены члены с } A^2 \text{ и предполагается } \nabla \cdot \mathbf{A} = 0 \text{ (кулоновская калибровка) или } \mathbf{A} \cdot \mathbf{p} = \mathbf{p} \cdot \mathbf{A}. \text{ В первом порядке теории возмущений в предположении, что система находилась в состоянии } i, \text{ коэффициент разложения по состояниям невозмущенного гамильтониана в состоянии } f \text{ определяется выражением } c_f(t) = \frac{1}{i\hbar} \int_{-\infty}^t H_{fi}^I(\tau) e^{i\omega_{fi}\tau} d\tau, \text{ где } \omega_{fi} = (E_f - E_i) / \hbar. \text{ В случае гармонического возмущения временная часть оператора имеет вид } (e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}), \text{ а если до времени } t=0 \text{ система находилась в состоянии } i, \text{ то нижний предел интегрирования } 0.$$

Поэтому вероятность нахождения в конечном состоянии $|c_f(t)|^2 = \frac{|H_{fi}^I|^2}{\hbar^2} \left| \frac{\sin[(\omega_{fi}-\omega)t/2]}{(\omega_{fi}-\omega)/2} \right|^2$. В полупроводниках физический смысл имеет вероятность перехода в конечное состояние, которое представляет набор уровней с плотностью ρ . Вероятность переходов в единицу времени в интервал энергий dE можно получить, проинтегрировав предыдущее выражение по dE с учетом медленного изменения ρ вблизи ω_{fi} и поделив на время t :

$$W = \frac{2\pi}{\hbar} |H_{fi}^I|^2 \rho(E) \delta(E_f - E_i - \hbar\omega)$$

это золотое правило Ферми, где δ -дельта функция. Т.к. размерность $[\rho] = Джс^{-1}$ или в удельном случае $Джс^{-1}м^{-3}$, то размерность этого выражения $с^{-1}$ или $с^{-1} м^{-3}$.

Плотность состояний может оцениваться на основе модели частицы, волновая функция которой определяется вектором k , с компонентой для x -координаты $(\pi \cdot n_x / L_x)$ и аналогичными компонентами для y и z координат. Такой функцией описывается частица в потенциальной яме шириной L , границами которой могут быть грани кристалла или достаточно высокие гетеропереходы. В 3D-пространстве объем равен L^3 , для 2D объем L^2d для КЯ толщиной d , и Ld^2 для нити сечением $d \times d$. В k -пространстве элементарная ячейка имеет объем $(\pi/L)^3$ в 3D-пространстве, $(\pi/L)^2$ в КЯ и (π/L) – в нити. Элементы объема соответственно равны $d^3k = (\frac{1}{8}) \cdot 4\pi k^2 \cdot dk$, $d^2k = (\frac{1}{4}) \cdot 2\pi k \cdot dk$, dk с учетом того, что надо учитывать только положительные k , поскольку волновые функции для отрицательных значений отличаются только знаком. Чтобы получить число состояний в единице объема в 3D-пространстве нужно d^3k поделить на объем элементарной ячейки $(\pi/L)^3$, затем поделить на объем L^3 и умножить на 2 спиновых состояния, что в результате даст $\rho_{3D}(k)dk = (k^2/\pi^2)dk$. Прodelывая аналогичные манипуляции для двухмерного и одномерного случая, получим $\rho_{2D}(k)dk = \frac{k}{\pi d} dk$ и $\rho_{1D}(k)dk = \frac{2}{\pi d^2} dk$.

Поскольку в прямозонных полупроводниках экстремумы валентной зоны и зоны проводимости лежат в одной точке зоны Бриллюэна, то это делает возможным межзонные переходы без изменения квазиимпульса, и это связано с тем, что импульс фотона примерно на два порядка меньше импульса носителей заряда. В соответствие с этим допустимы только переходы между электроном и дыркой с одинаковым k , т. е. парные переходы. Поэтому для плотности состояний в формуле для оптических

переходов должно выполняться $\rho_c(E_c)dE_c = \rho_h(E_h)dE_h = \rho(E)dE$ [33], где $E = E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_c} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_h} = E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_r}$. В соответствии с правилом Ферми, фактически энергия перехода $E = \hbar\omega$. Выражая $k(E)$ получим для плотности состояний выражения, которые имеют размерность Дж⁻¹м⁻³:

$$\rho_{3D}dE = \left(\frac{2m_r}{\hbar^2}\right)^{3/2} \frac{\sqrt{E-E_g}}{2\pi^2} dE, \quad \rho_{2D}dE = \frac{m_r}{\pi\hbar^2 d} dE, \quad \rho_{1D}dE = \frac{1}{\pi d^2} \left(\frac{2m_r}{\hbar^2}\right)^{1/2} \frac{dE}{\sqrt{E-E_g}}$$

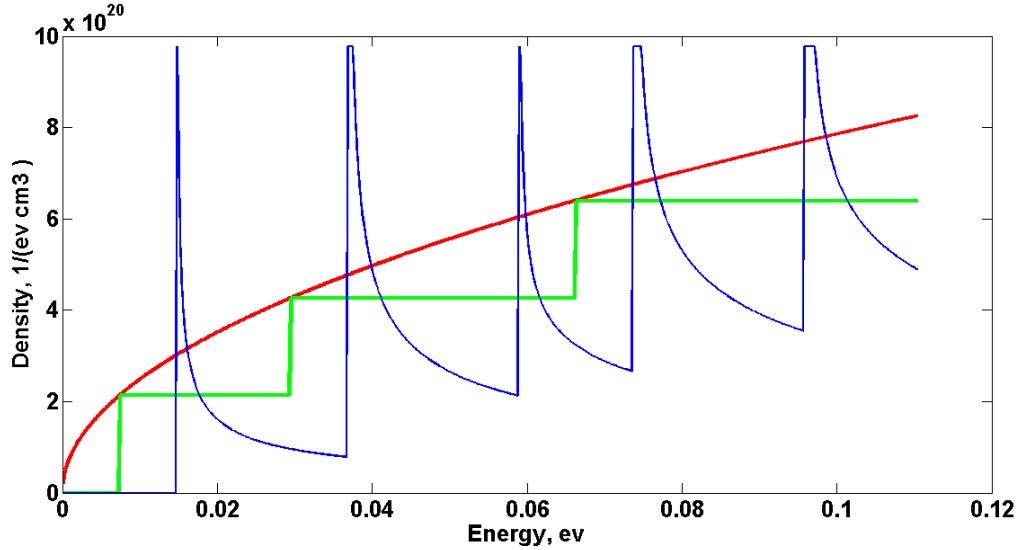


Рис 1.5 Плотность состояний на единицу объема и энергии для объемного материала, КЯ толщиной 10 нм и квантовой нити 10x10 нм при массе $m=0.51m_0$ и бесконечных барьерах.

В этих формулах не учтено то, что для КЯ для энергии выше 2-го уровня квантования возможны прямые переходы как для $n=1$, так и для $n=2,3,\dots$ что кратно увеличивает плотность состояний. Поэтому можно переписать эти выражения, введя обозначение $E_1 = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2md^2}$ -энергия основного состояния в бесконечной яме, заменяя $E - E_g \leftarrow E$ и используя функцию Хевисайда θ :

$$\frac{\pi}{2d^3} \cdot \frac{eV}{E_1} \sqrt{\frac{E}{E_1}} \cdot d \frac{E}{eV} \quad (3D); \quad \frac{\pi}{2d^3} \cdot \frac{eV}{E_1} \cdot d \frac{E}{eV} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \theta\left(\frac{E}{E_1} - n^2\right) \quad (2D);$$

$$\frac{1}{d^3} \cdot \frac{eV}{E_1} \cdot d \frac{E}{eV} \cdot \sum_{\substack{E \\ E_1 \geq n^2 + l^2}} \frac{1}{\sqrt{\frac{E}{E_1} - n^2 - l^2}} \quad (1D), \quad n, l=1,2,3,\dots$$

На Рис 1.5 представлены зависимости плотности состояний, вычисленные по этим формулам. Ступенчатый вид плотности состояний для КЯ связан с тем, что одному значению энергии соответствует два или больше состояния. При этом не

учитываются многие факторы, такие как кристаллическая анизотропия, тензорный вид эффективной массы, уширение уровней, конечность высоты барьеров. Поскольку плотность состояний пропорциональна \sqrt{m} , то для тяжелых дырок она выше, чем для электронов.

Поглощение энергии электромагнитной волны происходит за счет переходов электронов в зону проводимости, число W которых определяется золотым правилом Ферми. Поскольку в формуле оператора возмущения присутствует амплитуда векторного потенциала, а в квантовой механике энергия определяется числом квантов, то нужно выразить амплитуду векторов в уравнениях Максвелла с числом фотонов в электромагнитной волне. Поток энергии определяется с одной стороны вектором Пойнтинга $S = | \langle \mathbf{E} \times \mathbf{H} \rangle | = \frac{1}{2} E_0^2 \tilde{n} \varepsilon_0 c$, а с другой стороны потоком $S = \hbar \omega \cdot N \cdot (c/\tilde{n})$, где N -плотность фотонов. В операторе возмущения амплитуда векторного потенциала $A = \frac{1}{2} E_0/\omega$, где коэффициент $1/2$ связан с тем, что используется комплексная запись и $\sin(\omega t) = \frac{1}{2}(e^{i\omega t} + e^{-i\omega t})$. Поэтому оператор возмущения имеет вид $H^I = -\frac{q}{m} \mathbf{A} \cdot \mathbf{p} = -\frac{q}{m} \left(\frac{\hbar N}{2\varepsilon_0 \omega \tilde{n}^2} \right)^{\frac{1}{2}} (\mathbf{e}_x \cdot \mathbf{p}) e^{i(\omega t - \beta z)}$, а матричный элемент

$$|H_{fi}^I|^2 = \frac{q^2}{m^2} \frac{\hbar N}{2\varepsilon_0 \omega \tilde{n}^2} | \langle i | \mathbf{e}_x \cdot \mathbf{p} | f \rangle |^2$$

Вводя обозначение $M_{if} = \langle i | \mathbf{e}_x \cdot \mathbf{p} | f \rangle$ для матричного элемента начального и конечного состояний электрона, получим вероятность переходов в соответствие с золотым правилом Ферми:

$$W = \frac{\pi q^2 N}{m^2 \varepsilon_0 \omega \tilde{n}^2} |M_{if}|^2 \rho(E) \delta(E_f - E_i - \hbar \omega)$$

При прохождении волны расстояния dz происходит поглощение и вектор Пойнтинга уменьшается на $\frac{\partial S}{\partial z} dz$, происходит это за счет поглощения части фотонов, поэтому $\frac{\partial S}{\partial z} = \hbar \omega W$. Величина коэффициент поглощения по закону Бугера определяется $\alpha = \frac{1}{S} \frac{\partial S}{\partial z} = \frac{W}{N \cdot (c/\tilde{n})}$, поэтому

$$\alpha(\hbar \omega) = \frac{\pi q^2}{m^2 \varepsilon_0 c \omega \tilde{n}} |M_{if}|^2 \rho(E) \delta(E_f - E_i - \hbar \omega)$$

В случае объемного материала, после подстановки формулы для плотности состояний и вводя соотношение $E = \hbar\omega$, выражение для поглощения имеет вид ([34], с.109):

$$\alpha(\hbar\omega) = \frac{q^2 \hbar}{2\pi m^2 \varepsilon_0 c \tilde{n} \cdot E} \left(\frac{2m_r}{\hbar^2}\right)^{3/2} |M_b|^2 \sqrt{E - E_g}$$

Откуда ясно, что поглощение зависит от плотности состояний, а также от матричного элемента, который определяет интенсивность переходов (сила осциллятора) и правила их отбора. В этой формуле не учтено то, что часть состояний в зоне проводимости может быть занята, и особенно это важно при высоких уровнях инжекции, когда электронный уровень Ферми лежит вблизи дна зоны проводимости. В этом случае необходимо учитывать, то, что функция распределения для электронов отлична от нуля. Как известно, статистика электронов определяется функцией:

$$f_e(E_c) = \left(\exp\left(\frac{E_c - E_{fc}}{kT}\right) + 1\right)^{-1}; n = \int_{E_g}^{\infty} \left(\frac{2m_c}{\hbar^2}\right)^{3/2} \frac{\sqrt{E - E_g}}{2\pi^2} f_e(E) dE = N_c \Phi_{\frac{1}{2}}\left(\frac{E_{fc} - E_g}{kT}\right),$$

где $N_c = 2\left(\frac{2\pi m_c kT}{(2\pi\hbar)^2}\right)^{3/2} \approx 0.44 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ - эффективная плотность состояний электронов. Для дырок функция распределения имеет похожий вид $f_h(E_h) = \left(\exp\left(\frac{E_{fh} - E_h}{kT}\right) + 1\right)^{-1}$, где энергия дырок отсчитывается в противоположную сторону по отношению к электронам. В невырожденном полупроводнике $n = N_c \exp\left(-\frac{E_g - E_{fc}}{kT}\right)$, для валентной зоны аналогично $p = N_v \exp\left(\frac{E_v - E_{fv}}{kT}\right)$, а E_v -положение дна валентной зоны может быть принято за ноль.

Скорость вынужденного излучения пропорциональна числу электронов в зоне проводимости и свободных состояний в валентной зоне, т.е. числу дырок ([33], с.582) $R_e = B f_c f_h \rho(E)$, скорость поглощения наоборот, пропорциональна числу незанятых состояний $R_a = B(1 - f_c)(1 - f_h)\rho(E)$. Разница между этими процессами $R_e - R_a = B(f_c + f_h - 1)\rho(E)$ будет определять возможность получения стимулированного излучения. Когда $R_e - R_a = 0$, выполняется равенство $E_{fc} + E_{fh} = E_c + E_h$, и это есть необходимое пороговое условие Бернара-Дюрафура возникновения вынужденного излучения. Поскольку матричные элементы переходов с поглощением и испусканием фотонов одинаковы в соответствие с

соотношениями Эйнштейна [33], то можно получить коэффициент усиления аналогично поглощению, учтя коэффициенты заселенности уровней.

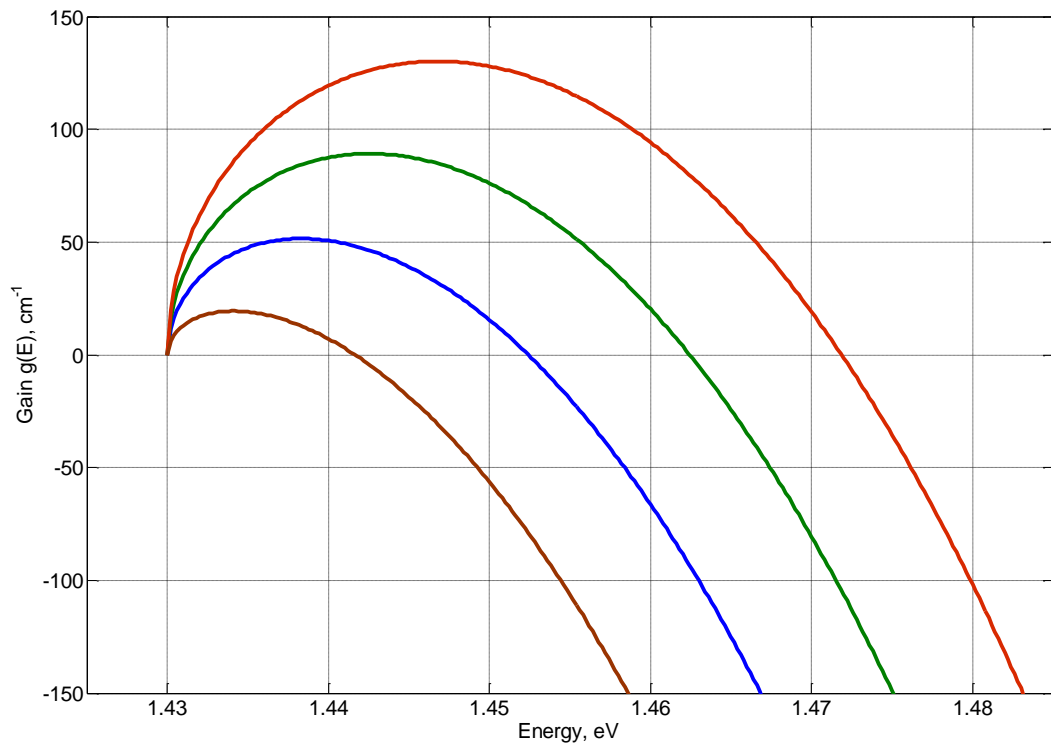


Рис 1.6 Рассчитанные спектры усиления при $n=p=1.4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $1.6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $1.8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $2.0 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (нижняя \rightarrow верхняя кривая), на зону проводимости приходится энергия $\frac{m_h}{m_c+m_h} (E - E_g)$, на валентную $\frac{m_c}{m_c+m_h} (E - E_g)$

Матричный элемент межзонного перехода, величине которого пропорционально поглощение, можно оценить [35] значением для GaAs $|M_b|^2 \approx \xi m_0 E_g$, где $\xi = 1.3$. Тогда для усиления в объемном материале получим:

$$g(E) = \frac{q^2 \hbar \xi E_g}{2\pi m \epsilon_0 c \tilde{n} \cdot E} \left(\frac{2m_r}{\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} E_g^{\frac{1}{2}} \sqrt{\frac{E}{E_g} - 1} (R_e - R_a) \sim 10^4 \text{ см}^{-1} \sqrt{\frac{E}{E_g} - 1} (f_c + f_h - 1)$$

На Рис 1.6 представлены спектры усиления, вычисленные по этой формуле при параметрах, характерных для GaAs. Каждый график соответствует определенной концентрации $n=p$. В формулу неявно входят уровни Ферми, различные для дырок и электронов, вычислить их в явном виде по известной концентрации можно только для статистики Больцмана. Однако в вырожденном полупроводнике необходимо использовать численные методы для нахождения E_f , один из которых применялся в данном случае, его описание дано в [33]. При получении $g(E)$ использовалась простая модель параболической зависимости плотности состояний от волнового

вектора, в то время как при высокой концентрации носителей появляются так называемые «хвосты» состояний в запрещенной зоне ([34] с.464). Поэтому вблизи фундаментального края спектры поглощения и усиления имеют экспоненциально затухающий вглубь запрещенной зоны вид. Другим фактором, влияющим на смещение края поглощения является упоминавшееся ранее сужение запрещенной зоны[29].

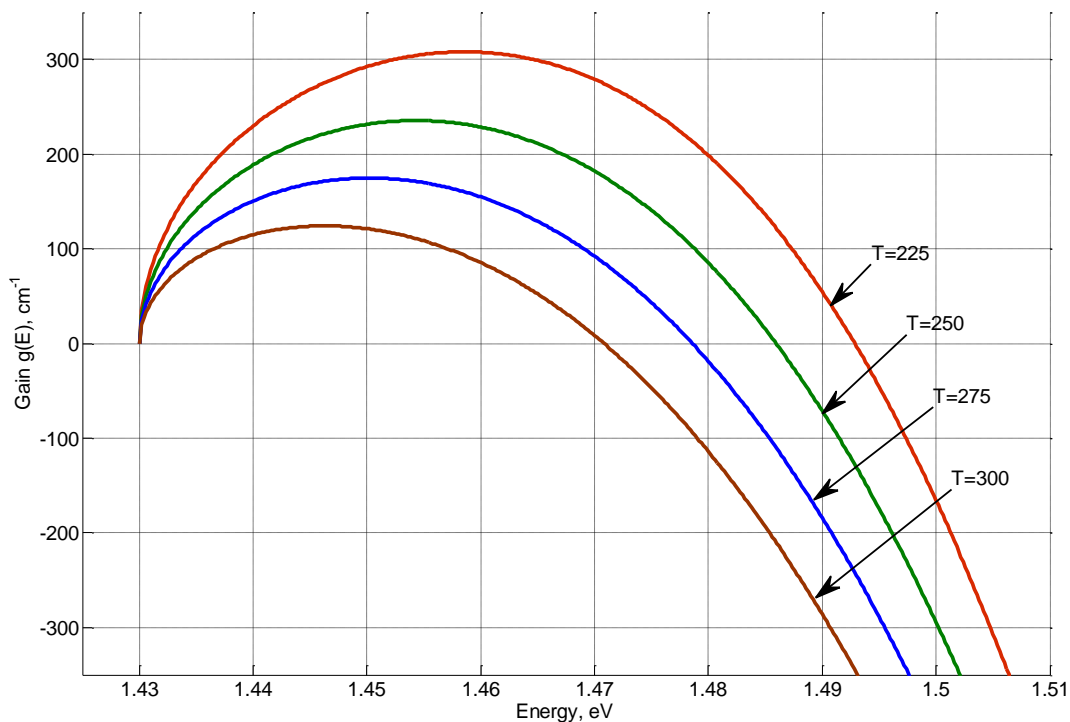


Рис 1.7 Спектр усиления при различных температурах и $n=p=2.0 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Помимо уровня накачки, на усиление оказывает температура полупроводникового кристалла. Рис 1.7 демонстрирует, что с ростом температуры максимум усиления уменьшается.

Для получения формы спонтанного излучения, надо в золотом правиле Ферми учесть плотность фотонов на единицу энергии. Аналогично плотности состояний для частицы в трехмерном ящике, для электромагнитного поля, ограниченного замкнутым кубом со стороной L , можно получить на единицу объема $\rho_{ph}(k)dk = (k^2/\pi^2)dk$. Для фотонов в среде с показателем преломления \tilde{n}

$$E = |\mathbf{p}|c/\tilde{n} = \hbar kc/\tilde{n} \rightarrow \rho_{ph}(E)dE = \frac{\tilde{n}^3 E^2}{\pi^2 \hbar^3 c^3}$$

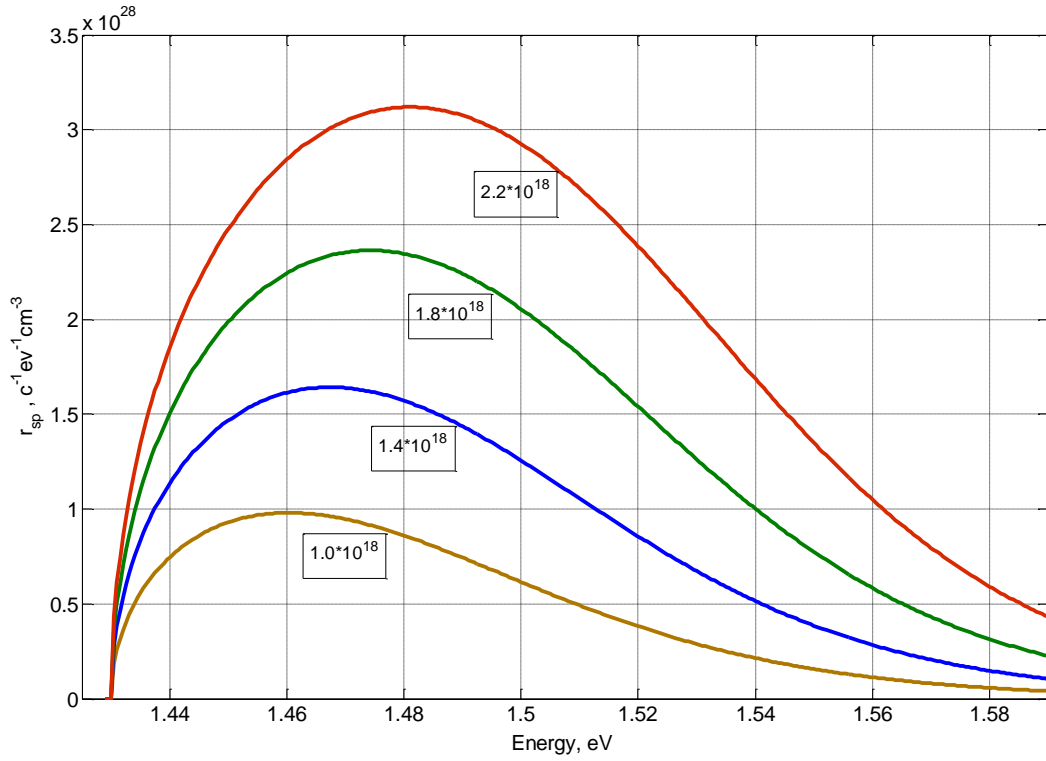


Рис 1.8 Рассчитанный профиль спонтанного излучения при $n=p=1.0 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $1.4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $1.8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $2.2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$

Скорость процесса спонтанного излучения пропорциональна числу состояний, занятых электроном на верхнем уровне и числу свободных состояний на нижнем согласно соотношениям Эйнштейна, т.е. $\sim f_c f_h \rho_{3D}(E)$. Поэтому число фотонов в спонтанном излучении будет произведением частоты спонтанных переходов и числа занятых и свободных электронных состояний:

$$r_{sp}(E) = W \cdot \rho_{3D}(E) f_c f_h = \frac{2\pi}{\hbar} |H_{fi}^I|^2 \rho_{ph} \delta(E_f - E_i - \hbar\omega) \cdot \rho_{3D}(E) f_c f_h$$

$$= \frac{q^2 \tilde{n} E}{2\pi^3 m^2 \varepsilon_0 c^3 \cdot \hbar^2} \left(\frac{2m_r}{\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} |M_b|^2 \sqrt{E - E_g} f_c(E_c) f_h(E_h)$$

где плотность фотонов в матричном элементе $|H_{fi}^I|^2$ была приравнена единице $N=1$, поскольку спонтанный переход не вызван внешним фактором, в отличие от вынужденного излучения. Поскольку размерности W и ρ_{3D} равны с^{-1} и $\text{Дж}^{-1}\text{м}^{-3}$ то размерность $[r_{sp}] = \text{с}^{-1} \cdot \text{Дж}^{-1}\text{м}^{-3}$. На Рис 1.8 представлены спектры спонтанного испускания, из которых видно, что с ростом накачки максимум смещается в область больших энергий. При концентрации $n=10^{18}\text{см}^{-3}$ скорость спонтанной рекомбинации пропорциональна $R=r_{sp} \cdot \Delta E \approx 10^{28}\text{с}^{-1} \text{ эВ}^{-1}\text{см}^{-3} \cdot 0.05\text{эВ} \approx 0.5 \cdot 10^{27}\text{с}^{-1}\text{см}^{-3}$, где ΔE -ширина профиля спонтанного излучения. Поскольку $R \sim np = n^2$ из-за множителя $f_c f_h$, то

$R = B \cdot n^2 = r_{sp} \cdot \Delta E$, откуда можно оценить коэффициент бимолекулярной рекомбинации $B \approx 0.5 \cdot 10^{27} \text{ c}^{-1} \text{ cm}^{-3} / (10^{18.2} \text{ cm}^{-6}) = 5 \cdot 10^{10} \text{ c}^{-1} \text{ cm}^3$. С уменьшением температуры этот коэффициент увеличивается из-за увеличения произведения $f_c f_h$ чисел заполнения. Экспериментальные данные дают меньшее значение, что связано с тем, что использованная параболическая модель для плотности состояний является недостаточно точной.

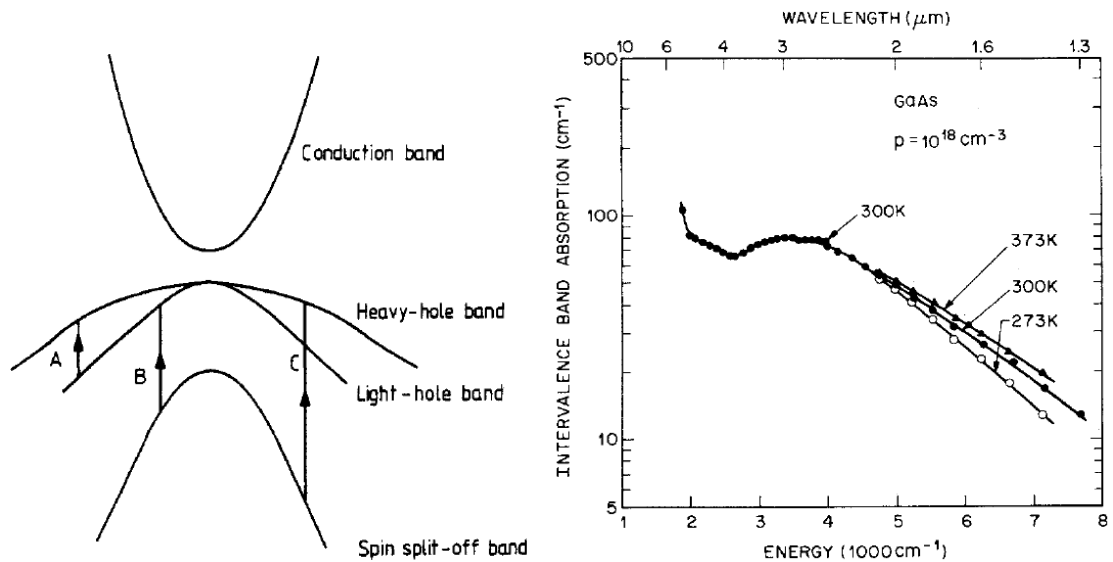


Рис 1.9 Поглощение между валентными зонами в p-GaAs [36], [37].

При расчете коэффициента поглощения до сих пор учитывался только межзонный механизм поглощения, связанный с прямозонным переходом из зоны проводимости в валентную зону. В полупроводниковых лазерах, помимо этого необходимо учитывать поглощение на свободных носителях, которое связано с электронами, которые после поглощения кванта света остаются в зоне проводимости и аналогично с дырками, остающимися в валентной зоне. Поскольку валентная зона полупроводниковых соединений АЗВ5 фактически состоит из трех: из зон тяжелых и легких дырок, а также отщепленной подзоны, то при поглощении фотонов между этими зонами также возможны вертикальные переходы с сохранением импульса (intervalence band absorption [36]). Для полупроводниковых лазеров наиболее важным в этом случае является переход тяжелой дырки в отщепленную зону под действием лазерного излучения с длиной волны менее 1.6 мкм, т.е. переход С на Рис 1.9. Переход lh-hh А лежит в области длинноволнового инфракрасного излучения, а переход В имеет слабую интенсивность из-за малой населенности f_{lh} . Из экспериментальной зависимости поглощения p-GaAs (Рис 1.9) с уровнем легирования 10^{18} cm^{-3} видно, что поглощение уменьшается с ростом энергии кванта,

что обусловлено уменьшением населенности f_{hh} в области больших значениях квазиимпульса k , при которых возможны вертикальные переходы в диапазоне длин волн 1-1.6 мкм. Рост поглощения от 13 до 26 см⁻¹ с увеличением длины волны от 1.3 до 1.6 мкм обусловлен ростом числа заполнения f_{hh} , эта же причина объясняет повышение поглощения при увеличении температуры. Действительно, т.к. вероятность поглощения пропорциональна $f_{hh} \cdot (1 - f_{so})$, а обратного процесса $(1 - f_{hh}) \cdot f_{so}$, то поглощение

$$\alpha_{iv}(\hbar\omega) \sim \frac{|M|^2}{\hbar\omega} \cdot \sqrt{\hbar\omega - \Delta} \cdot (f_{hh} - f_{so}),$$

где энергия спин-орбитального расщепления для GaAs $\Delta=0.34$ эВ ([34] с.52).

Поглощение на свободных носителях возможно при непрямозонных механизмах. В таком процессе электрон получает энергию от фотона, и в соответствие с дисперсионной зависимостью $E(k)$ у него должен измениться импульс $\sim \hbar\Delta k$. Поскольку импульса фотона недостаточно для выполнения закона сохранения, то для его выполнения необходимо участие еще одной частицы, например фонона или другого электрона. Как известно, вероятность такого процесса значительно ниже, чем для прямозонного поглощения, поэтому коэффициент поглощения на свободных носителях значительно меньше, чем у межзонного поглощения, связанного с переходом электрона из валентной зоны в зону проводимости. Описать поглощение света свободными электронами можно основываясь на модели Друде ([34] с.202). В этой модели поведение электронов описывается уравнением $m_c \left(\ddot{x} + \frac{\dot{x}}{\tau} \right) = -eE = -e \cdot E_0 \exp(i\omega t) \rightarrow x = \frac{e \cdot E_0 \exp(i\omega t)}{m_c(\omega^2 - i\omega/\tau)}$.

Поляризация среды $P=N(-e)x$, где N - концентрация, потому вектор электрического

смещения $D = \varepsilon_0 E + P = \varepsilon_0 \left(1 - \frac{e^2 \cdot n}{\varepsilon_0 m_c (\omega^2 - \frac{i\omega}{\tau})} \right) E = \varepsilon_0 \varepsilon E$. Тогда мнимая часть

диэлектрической проницаемости $Im(\varepsilon) = \frac{-\omega_p^2 \cdot \tau^{-1}}{\omega(\omega^2 + \tau^{-2})}$, где $\omega_p = \sqrt{e^2 N / \varepsilon_0 m_c}$ -

плазменная частота. Пренебрегая током проводимости в уравнениях Максвелла, поскольку реакция среды учтена в ее поляризации, можно получить решение в виде

плоских волн $E = E_0 \exp(i\omega t - i\beta z)$, где $\beta = k_0 \tilde{n} = k_0(n - ik)$, $(n - ik)^2 = \varepsilon$, и $k = \frac{1}{2n} \cdot$

$(-Im(\varepsilon))$. Поскольку коэффициент поглощения $\alpha = 2k_0 k = \frac{-Im(\varepsilon) \cdot \omega}{n \cdot c} = \frac{-\omega_p^2 \cdot \tau^{-1}}{nc(\omega^2 + \tau^{-2})}$ то при

частотах $\omega \gg 1/\tau$ поглощение $\alpha \propto N \cdot \lambda^2$. В экспериментальных данных показатель степени длины волны находится в диапазоне 1.5-3 [34]. При приближении энергии

кванта к фундаментальному краю поглощения, поглощение увеличивается за счет влияния “хвостов” состояний в запрещенной зоне, которые создают легирующие примеси.

Зная коэффициенты поглощения и усиления, а также распределение электромагнитного поля можно описать поведение лазера. Для этого необходимо решить уравнения Максвелла, а также учесть процессы генерации квантов света. Поскольку акты спонтанного излучения вследствие электронно-дырочной рекомбинации не описываются в классической электродинамике, то эти эффекты будут учтены эмпирически. Как известно, в полупроводнике волновое уравнение может быть записано в виде $\Delta \mathbf{E} - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0$, при этом полагается, что относительная магнитная проницаемость $\mu=1$, проводимость $\sigma=0$, а зависимостью диэлектрической проницаемости от времени можно пренебречь. Если полупроводниковый лазер представляет собой диэлектрический волновод с помещенной в него активной средой, и ось x ей перпендикулярна, то решение волнового уравнения для ТЕ-мод можно искать в виде бегущих волн вдоль оси z , направленной вдоль волновода:

$$E_y = X(x) \cdot [E^+(z, t) \cdot \exp(i\omega t - i\beta_z z) + E^-(z, t) \cdot \exp(i\omega t + i\beta_z z)]$$

Пренебрежение зависимостью от y -координаты оправданно, поскольку распределение поля в полосковых полупроводниковых лазерах обладает сильной выраженной эллиптичностью, с длинной осью вдоль оси y . Растекание тока вдоль оси y оказывает влияние на динамические характеристики лазеров и полосу токовой модуляции при высоком уровне выходной мощности из-за эффекта «выжигания дыры» в профиле усиления [38]. Этот эффект может быть впоследствии учтен введением поправки в коэффициент подавления усиления. Поэтому пренебрегая зависимостью от y , и рассматривая только волну $E^+(z, t)$, поскольку для $E^-(z, t)$ вычисления аналогичны, получим после подстановки в волновое уравнение с учетом соотношения для проницаемости $(n(x) - i \frac{\alpha - g}{2k_0}) = \sqrt{\varepsilon}$:

$$\frac{d^2 X}{dx^2} E^+ - \beta_z^2 X E^+ - 2i\beta_z X \frac{\partial E^+}{\partial z} - \frac{1}{c^2} \left(n^2 - i \cdot n \frac{\alpha - g}{k_0} \right) \left(-\omega^2 X E^+ + 2i\omega X \frac{\partial E^+}{\partial t} \right) = 0$$

Здесь были отброшены вторые производные от E^+ , из-за предположения о медленном изменении амплитуд, и учтено, что $n \gg (\alpha - g)/k_0$. Поскольку $\beta_z = k_0 n_e$ и $k_0 = \frac{\omega}{c}$, а $\frac{\partial E^+}{\partial t} \approx (\alpha - g) \cdot c/n$, то пренебрегая малыми величинами и приравнявая

нулю действительную часть равенства, можно получить уравнение для волноводных мод:

$$\frac{d^2 X(x)}{dx^2} + k_0^2(n^2(x) - n_e^2)X(x) \approx 0$$

Из условия ограниченности и непрерывности функции $X(x)$, а также непрерывности ее первой производной получится система однородных уравнений, имеющая нетривиальное решение только при равенстве нулю ее детерминанта, откуда получатся набор значений эффективных показателей преломления n_e для направляемых мод волновода. Коэффициент нормировки для $X(x)$ выбирается из условия $\int X^2 dx = 1$

Приравнивая нулю мнимую часть волнового уравнения, получим:

$$2X \frac{\partial E^+}{\partial t} + 2X \frac{c \cdot n_e}{n^2(x)} \frac{\partial E^+}{\partial z} + X \frac{c(\alpha - g)}{n(x)} E^+ = 0$$

Умножая полученное уравнение на $X E^+$, интегрируя по x , и вводя обозначения $\int X^2(x) \frac{c \cdot n_e}{n^2(x)} dx = v_g$, $\int X^2 \frac{c(\alpha - g)}{n(x)} dx = v_g \cdot (\alpha_{int} - \Gamma \cdot g)$, получим уравнения для плотности фотонов N^+ , соответствующей распространяющейся вперед мощности с учетом того, что $N^+ \sim (E^+)^2$:

$$\frac{\partial N^+}{\partial t} = v_g \cdot \left(-\frac{\partial N^+}{\partial z} + (\Gamma g - \alpha_{int}) \cdot N^+ \right) + R_{sp} \quad (1a)$$

Аналогичное уравнение получается для обратной волны:

$$\frac{\partial N^-}{\partial t} = v_g \cdot \left(\frac{\partial N^-}{\partial z} + (\Gamma g - \alpha_{int}) \cdot N^- \right) + R_{sp} \quad (1b)$$

Добавленное слагаемое R_{sp} связано со спонтанным излучением, соответствующим внутрирезонаторной моде. Этот член является необходимым для корректного описания поведения лазеров, в частности вклада спонтанных шумов в лазерное излучения. Феноменологически его вклад может быть учтен в уравнениях Максвелла путем введения тока, соответствующего спонтанному излучению [39]. Его величина должна быть пропорциональна мощности спонтанного излучения: $R_{sp} = \Gamma \cdot \beta \cdot V n^2$. Происхождение фактора оптического ограничения в этой формуле обусловлено тем, что спонтанное излучение происходит только в активной области толщиной d , а коэффициент β качественно можно оценить как мощность

спонтанного излучения в телесном угле Ω и спектральном диапазоне, соответствующего лазерной моде [40]:

$$\beta \approx \frac{\Omega}{4\pi} \cdot \frac{\int r_{sp}(E) d\lambda_{Laser}}{\int r_{sp}(E) d\lambda_{sp}} \approx \frac{\lambda^2}{n_e^2 \cdot (d/\Gamma) \cdot w \cdot 4\pi} \cdot \frac{\Delta\lambda_{Laser}}{\Delta\lambda_{sp}} \approx 3 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{\Delta\lambda_{Laser}}{\Delta\lambda_{sp}}$$

Поскольку отношение $\Delta\lambda_{Laser}/\Delta\lambda_{sp}$ зависит от конструкции лазеров, и составляет ≈ 1 для суперлюминесцентных диодов, $0.1-10^{-2}$ для ФП-лазеров, 10^{-2} и менее у РОС-лазеров. Можно заметить, что выше порога с ростом мощности спектр лазера может сужаться и β будет уменьшаться, однако это не имеет большого значения, из-за того, что доля спонтанного излучения на фоне лазерного в этом случае незначительна. Также следует отметить, что часто приводят другое определение β для усредненных по z уравнений, включая в него Γ , но это конечно же не влияет на уравнения, поскольку окончательный коэффициент перед Bn^2 одинаков.

Чтобы учесть динамику носителей заряда, к уравнениям амплитуд волн необходимо добавить скоростные уравнения для электронов [41], а концентрация дырок при этом учитывается неявно из условия электронейтральности:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{J}{e \cdot d} - R(n) - v_g \cdot g(n) \cdot (N^+ + N^-), R(n) = An + Bn^2 + Cn^3, n=p. \quad (1c)$$

Здесь следует отметить, что в отличие от предыдущих уравнений, в слагаемое, отвечающее за стимулированную рекомбинацию, не входит коэффициент оптического ограничения ([41] с.78), поскольку распределение носителей n не зависит от перпендикулярной к плоскости активного слоя координаты x , а зависимость от x распределения поля уже учтено в Γ , т. е. неявно зависимость от профиля показателя преломления присутствует в уравнении для носителей. Коэффициент A связан с безизлучательной рекомбинацией на дефектах, B – коэффициент излучательной рекомбинации, C отвечает за Оже- процессы. Примером Оже-рекомбинации может являться СССН механизм, при котором электрон из зоны проводимости рекомбинирует с дыркой в валентной зоне, а высвободившаяся энергия передается другому электрону, который переходит в возбужденное состояние с высокой энергией в зоне проводимости, а затем вследствие потери энергии за счет ее передачи фононам, релаксирует в состояние теплового равновесия.

Решение скоростных уравнений (1) для $N(t, z)$, возможно только численно, более того, к ним могут быть добавлены уравнения для растекания носителей вдоль координаты y , а также соотношения для вольт-амперных характеристик, поскольку

напряжение на диоде зависит от концентрации инжектированных носителей. Даже для стационарного случая, когда $\partial N/\partial t = 0$, система (1) может быть сведена к трансцендентным уравнениям для $n(z)$ и $N(z)$ [41] только в предположении $g(n) = g_0(n - n_t)$ и $R(n) = (A + \widetilde{B})n$, т.е. линейной зависимости параметров от концентрации. Однако там же [41] показано, что в случае когда коэффициенты отражения зеркал более 0.1, можно приближенно считать, что концентрация n меняется слабо и ее оправданно заменить на усредненную по координате z величину, а при мощности выше порога можно положить $\beta=0$, что приведет к незначительной погрешности ([41], рис.4). Физически первое приближение означает что лазерное излучение выравнивает концентрацию вдоль резонатора, а второе - что мощность вынужденного излучения значительно превосходит спонтанное. Поэтому полагая $g(z) = g$ и учитывая граничные условия $N^+(z=0) = R_1 N^-(0)$ и $N^-(z=L) = R_2 N^+(L)$ получим:

$$N^+(z) = N_0 \exp [(\Gamma g - \alpha_{int}) z], N^-(z) = \frac{N_0}{R_1} \exp [-(\Gamma g - \alpha_{int}) z],$$

$$\exp(2(\Gamma g - \alpha_{int})L) = \frac{1}{R_1 R_2} \rightarrow g = \frac{1}{\Gamma} \left[\frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) + \alpha_{int} \right],$$

$$\frac{J - J_0}{e \cdot d} = v_g \cdot g(n) \cdot (N^+(z) + N^-(z)), \text{ где } J_0 = e \cdot d \cdot R(n)$$

Интегрируя по длине резонатора по координате z от 0 до L , и по ширине полоска по координате y от 0 до w , и вводя обозначение $\alpha_{rad} = \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right)$, получим:

$$\frac{J - J_0}{e} Lw = v_g \cdot \frac{d}{\Gamma} (\alpha_{rad} + \alpha_{int}) \frac{N_0}{\alpha_{rad}} \left(\frac{1 - R_1}{R_1} + \frac{1 - R_2}{\sqrt{R_1 \cdot R_2}} \right) \cdot w$$

Поскольку эффективная площадь моды $\frac{d}{\Gamma} \cdot w$, то число фотонов, излучаемое лазером в единицу времени есть $P = \frac{d}{\Gamma} \cdot w \cdot v_g \cdot N_{out}$, где

$$N_{out} = (1 - R_1)N^-(0) + (1 - R_2)N^+(L) = N_0 \left(\frac{1 - R_1}{R_1} + \frac{1 - R_2}{\sqrt{R_1 \cdot R_2}} \right)$$

Поэтому введя обозначение $I_0 = J_0 Lw$ и учтя, что полный ток $I = J Lw$, получим:

$$P = \frac{\alpha_{rad}}{\alpha_{rad} + \alpha_{int}} \cdot \frac{I - I_0}{e}$$

Чтобы перейти от потока фотонов к мощности нужно P умножить на $\hbar\omega$. Также на практике часто вводят коэффициент внутренней квантовой эффективности, который учитывает, что часть носителей может рекомбинировать, например на гетерограницах, до попадания в активную область, или выбрасываться из нее

вследствие тепловой генерации и последующей диффузии. Эта формула имеет простое объяснение: ток, за вычетом порогового, переходит в излучение, часть которого поглощается внутри резонатора. Из нее, казалось бы, следует что нужно увеличивать α_{rad} , т.е. уменьшать R. Однако в общем случае это не верно, поскольку эта формула приближенная, при ее выводе предполагалась, что отражение не очень мало [41], что необходимо для малого изменения n вдоль лазера. Поэтому, в условиях малых R, или длинных лазеров следует численно получать точное решение системы (1a,b,c).

Используя усреднение по продольной координате z , систему (1) можно свести к задаче Коши, где производная по времени берется от усредненных величин, что существенно упрощает задачу, т.к. изначально эта система нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных. Сложим 1a с 1b, проведем операцию усреднения $\frac{1}{L} \int_0^L dz$, обозначим чертой сверху $\bar{\quad}$ усреднение $\bar{P} = \frac{1}{L} \int_0^L (N^+ + N^-) dz$:

$$\frac{\partial \bar{P}}{\partial t} = -\frac{v_g}{L} \cdot N_{out} + v_g \cdot (\Gamma g(\bar{n}) - \alpha_{int}) \cdot \bar{P} + 2\Gamma \cdot \beta \cdot B \bar{n}^2$$

При выводе этого уравнения предполагалось, что можно усреднение от произведения заменить на произведение средних ([41], рис.2). Неизвестную величину N_{out} , точное значение которой можно получить в результате решения (1), можно заменить приближенным значением, воспользовавшись тем, что в стационарном случае:

$$\frac{1}{L} \int_0^L (N^+ + N^-) dz = \frac{N_{out}}{\frac{1}{2} \ln \left(\frac{1}{R_1 \cdot R_2} \right)} = \bar{P}$$

В общем случае заменять нестационарную функцию ее стационарным значением некорректно, однако если изменение оптической мощности лазера невелико за время обхода резонатора, то данная операция допустима. Введем время жизни фотонов в резонаторе $\tau_p = \frac{1}{v_g \cdot (\alpha_{rad} + \alpha_{int})}$, которое при малых потерях α_{int} и $R_{1,2}=0.33$ достаточно точно совпадает с временем обхода резонатора, и обозначим $\tilde{\beta} = 2\Gamma \cdot \beta$, тогда уравнение для усредненной плотности фотонов запишется в виде:

$$\frac{\partial \bar{P}}{\partial t} = -\frac{\bar{P}}{\tau_p} + v_g \cdot \Gamma g(\bar{n}) \cdot \bar{P} + \tilde{\beta} \cdot B \bar{n}^2$$

Для носителей усреднение уравнения (1c) дает:

$$\frac{\partial \bar{n}}{\partial t} = \frac{J}{e \cdot d} - (A\bar{n} + B\bar{n}^2 + C\bar{n}^3) - v_g \cdot g(n) \cdot \bar{P}$$

Излучаемая мощность связана с \bar{P} соотношением:

$$P_{out} = \hbar\omega \cdot \frac{d}{\Gamma} \cdot w \cdot v_g \cdot N_{out} = \hbar\omega \frac{d}{\Gamma} w v_g \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) \bar{P}$$

Коэффициент усиления для КЯ [42] эмпирически и довольно точно аппроксимируется выражением: $g(n) = \frac{g_0 \ln(n/n_t)}{1 + \varepsilon P}$, где n_t – концентрация прозрачности, а ε – коэффициент, ответственный за насыщения при высокой мощности излучения.

Таким образом, зная спектры поглощения и усиления, а также используя динамическую модель поведения, можно оптимизировать конструкцию лазеров для работы в условиях непрерывной работы, а также в режимах генерации пикосекундных импульсов.

Глава 2. Лазеры с дифракционным выводом.

2.1 Введение.

Идея использовать дифракционную решетку, нанесенную на поверхности волновода полупроводникового лазера для вывода излучения, была высказана и реализована коллективом сотрудников ФТИ им.Иоффе ([9],1973; [43], 1974г.). Примечательно, что авторы той работы полувековой давности изготовили решетку с периодом 0.22 мкм методом фотохимического травления без использования фоторезиста. Там же было указано, что существенным преимуществом лазеров с дифракционным выводом(ЛДВ, Grating-Coupled Surface-Emitting semiconductor Lasers - GCSEL) по сравнению с ФП- лазерами является малая расходимость излучения. В более поздней работе [44] была реализована довольно сложная конструкция ЛДВ, где дифракционная решетка служила для вывода излучения и обеспечения обратной связи (Рис.2.1), ее период составлял 250 нм, а длина волны генерации 805 нм.

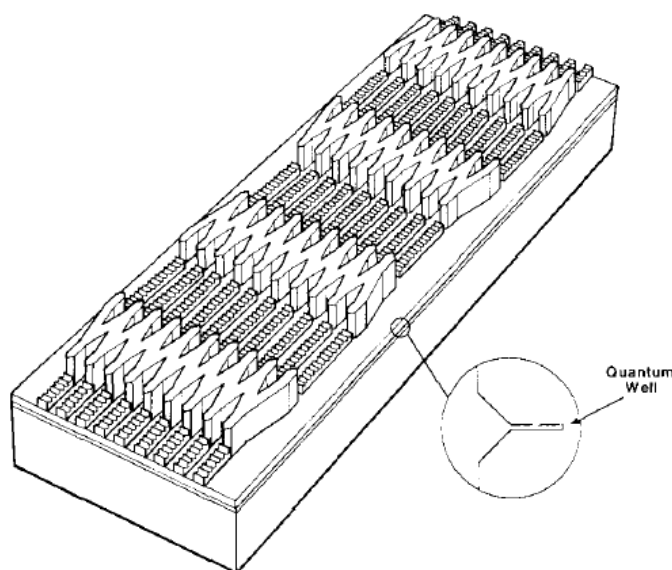


Рис.2.1 Схематическое изображение ЛДВ со связанными излучателями на основе Y-разветвителей [44].

Для повышения мощности лазерным кристаллам необходимо обеспечивать отвод тепла, поэтому в работе [10] была разработана технология ЛДВ с выводом излучения через подложку, а монтаж осуществлялся р-контактом на теплоотвод (Рис.2.2).

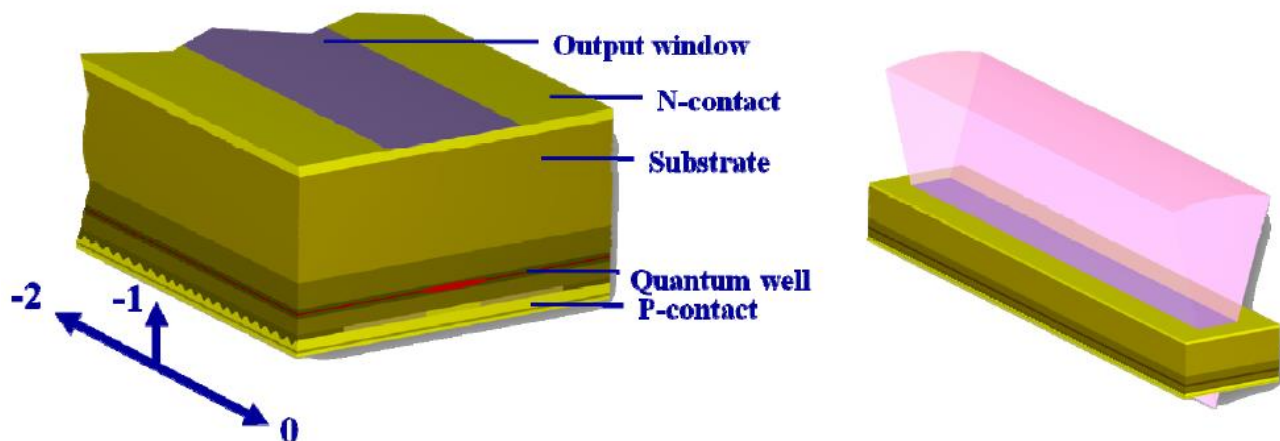


Рис.2.2 Схематическое изображение в разрезе и диаграмма излучения ЛДВ с непрерывной мощностью 73 Вт [10].

Мощность одного излучателя в непрерывном и импульсном (1 мкс) режимах составляла 73 и 312 Вт, соответственно, пороговый ток около 15 А, дифференциальная эффективность 0.96 Вт/А. Поскольку дифракционная решетка обеспечивала обратную связь, то температурная стабильность имела типичное для GaAs значение $0.07 \text{ нм}/^\circ\text{C}$, центральная длины волны излучения 975 нм. Ширина спектра излучения была менее 0.3 нм, что является хорошим результатом для полупроводникового лазера с мощностью несколько сотен Вт. Малая расходимость излучения позволила авторам [10] изготовить массив лазеров, каждый элемент которого представлял ЛДВ представленный на Рис.2.2, излучение которых собиралось в 600-микронное волокно и мощность в волокне превышала 1 кВт в непрерывном режиме.

На основе ЛДВ с нерезонансной решеткой могут быть созданы перестраиваемые лазеры с диапазоном перестройки более 100 нм [45], суперлюминесцентные диоды с мощностью более 2 Вт [46], источники пикосекундных импульсов со спектральной перестройкой в режиме модуляции усиления [47] и синхронизации мод [48]. ЛДВ со специально рассчитанными искривленными штрихами дифракционной решетки могут фокусировать излучение на определенной дистанции от лазера [49]. Дифракционная решетка с искривленными штрихами на поверхности лазера может служить для фокусировки излучения [50].

Спектральный диапазон излучения экспериментально изготовленных ЛДВ обычно лежит в диапазоне ближнего ИК: 800 нм [44], 970 нм [51], 1500 нм [52]. Отдельно следует отметить квантово-каскадный ЛДВ с длиной волны излучения 4.8

мкм с выходной мощностью 0.4 W изготовленный авторами работы [53], при этом ширина спектра составляла 0.4 нм, а расходимость по медленной оси 0.048°.

2.2 Технологические приемы изготовления экспериментальных образцов ЛДВ.

Для создания лазеров была специально выращена структура, имеющая над волноводом так называемый стоп - слой, у которого скорость травления на порядок меньшая, чем у n-эмиттера (Табл.2.1).

Слой	Материал	Молярная Доля. x	Толщина	Легирование	Тип проводимости	Примесь
8	GaAs		0.3	$>10^{19}$	P	Zn
7	Al(x)GaAs	0.5	0.5	$8 \cdot 10^{17}$	P	Zn
6	GaIn(x)P	0.49	0.3	$8 \cdot 10^{17}$	P	Zn
5	Al(x)GaAs	0->0.5	0.2		нелегированный	
4	GaIn(x)As	0.2	0.006		нелегированный	
3	Al(x)GaAs	0.5->0	0.2		нелегированный	
2	Al(x)GaAs	0.5	1.0	10^{18}	N	Si
1	GaAs		0.5	$1-4 \cdot 10^{18}$	N	Si
	GaAs		Подложка	$1-4 \cdot 10^{18}$	N	Si

Таблица 2.1 Спецификация структуры EPIQ1901198.

При этом этот слой должен иметь постоянную решетки такую же как у волновода, так как при толщине слоев больше квантоворазмерных ~10 нм возникающие на гетерогранице напряжения приводят к образованию дефектов. В используемой структуре материалом для стоп-слоя (N⁰ 6) является Ga_{0.51}In_{0.49}P имеющий согласованный с GaAs параметр кристаллической решетки.

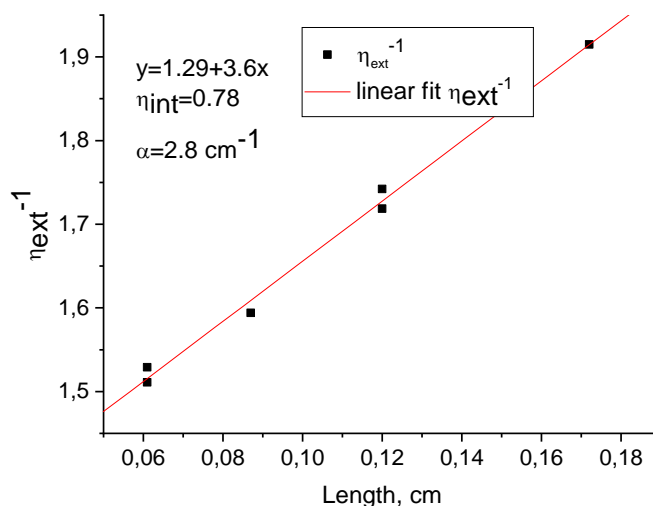


Рис.2.3 Квантовый выход и внутренние потери EPIQ1901198

Тем не менее, внутренняя квантовая эффективность -78 % - структуры с $\text{Ga}_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$ -слоем меньше, чем у структуры, имеющей в своем составе только $\text{GaAs-Al}(x)\text{GaAs}$, у которой квантовый выход составлял 93 %, хотя структура волновода и активной области была идентичной. Данные о потерях и эффективности были получены путем измерений стандартных характеристик. Фабри – Перо лазеров с шириной полоска 100 мкм (Рис.2.3).

Конструкция ЛДВ сложнее, чем у Фабри – Перо лазеров, и как следствие технология их изготовления значительно усложняется. На первом этапе создаются омические контакты над активной областью и открываются области над решеткой. Для этого сначала наносится фоторезист на всю поверхность над р-контактом и затем, используя фотошаблон, схематически изображенный на Рис.2.4, производится экспонирование, проявление и задубливание. После очистки поверхности ионным пучком (Ar) напыляется $\text{AuZn}(26\%)$ толщиной 100 Å для создания р-контакта. После удаления фоторезиста производится фотолитография для травления металла и контактного слоя по шаблону № 36 (Рис.2.5).

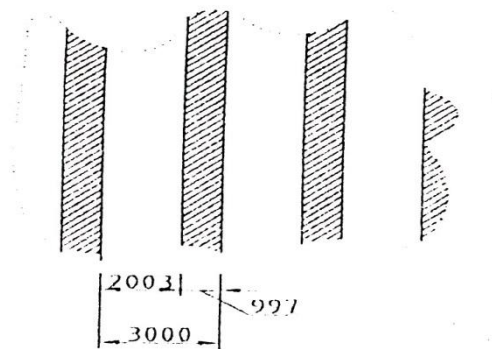


Рис.2.4 Фотошаблон № 24

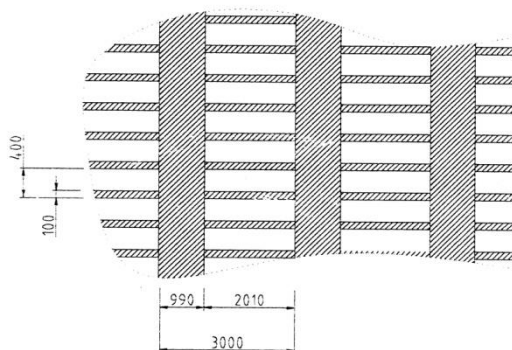


Рис.2.5 Фотошаблон № 36

Мезаполосковые контакты шириной 100 мкм формируются после травления ионным пучком на глубину 0.6 мкм с последующим напылением диэлектрика- Si_3N_4 толщиной 0.1 мкм. Тем самым устраняется растекание тока по высоколегированному слою № 8 (табл. 2.1). Для уменьшения последовательного сопротивления и увеличения надежности контакт вжигают при температуре 450 °С в течение 15 секунд и затем усиливают, напыляя CrAu используя шаблон № 24 для защиты области под решетку. Золото наносится из двух испарителей для того, чтобы не было геометрической тени и закрывались боковые стенки полосков. Затем наносят фоторезист, экспонируют по шаблону № 21 (аналогичному № 24, но с полосами 2020 мкм), проявляют и задубливают. Область под решетку формируется после травления GaAs- $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ в водном растворе перекиси водорода с серной кислотой, обладающим селективным травлением по отношению к $\text{Ga}_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$.

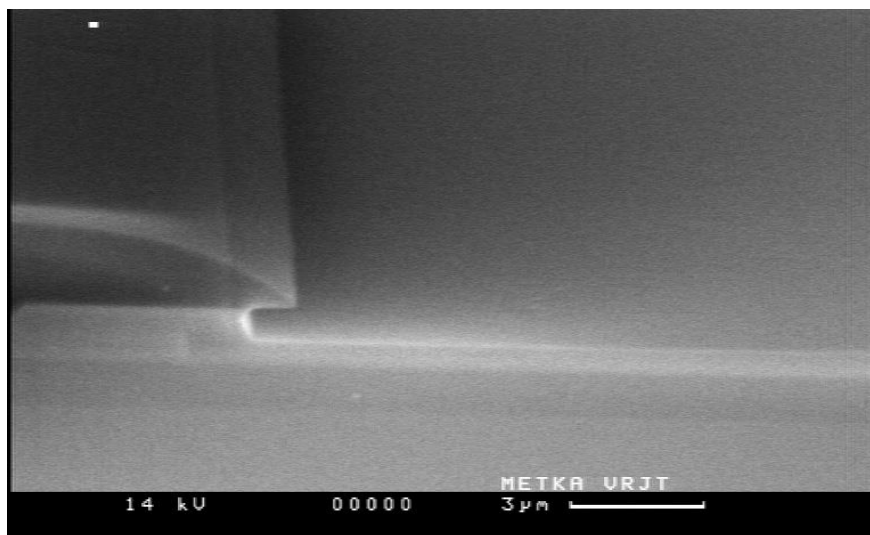


Рис.2.6 Селективное травление AlGaAs

Так как скорость травления $\text{Ga}_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$ на порядок меньше, то положение верхней части решетки контролируется с высокой точностью ± 20 нм (Рис.2.6). Затем наносится планаризирующий слой фоторезиста толщиной 0.24 мкм, который необходим для защиты контактной области при последующих операциях. В качестве фоточувствительного слоя для формирования выводящей дифракционной решетки используется халькогенидное стекло (ХС) As_2S_3 , маски из которого обладают хорошим пространственным разрешением (менее 100 нм). ХС толщиной 150 нм наносится методом вакуумного термического испарения при температуре 260 °С. Область над р-контактом засвечивается через шаблон 24, поскольку ХС является негативным фоторезистом. Дифракционная решетка формируется на установке интерференционного голографического экспонирования, основными компонентами которой является HeCd лазер, работающий на длине волны 441.6 нм, и голографический стол. Так как период дифракционной решетки должен контролироваться с высокой точностью ± 1 нм, то ее изготовление производится в два этапа. Сначала производят экспонирование на пробном образце, измеряют полученный период на высокоточном гониометре, с помощью прецизионной угловой подвижки делают коррекцию угла интерференции, и экспонируют рабочей образец. При мощности лазера после пространственного фильтра 15 мВт и диаметре рабочей площади 5 см время экспонирования составляет 5 минут. Все это время относительные смещения пространственного фильтра, отражающего зеркала и образца друг относительно друга должны быть много меньше периода решетки, то есть при величине последнего 300 нм диапазон смещений не должен превышать 30

нм, что предъявляет высокие требования к качеству оптической системы и защите от вибраций.

В процессе подбора оптимальных условий изготовления периодических масок эксперименты сочетались с компьютерным моделированием процесса проявления экспонированного фоторезиста. В данной работе ДР изготавливались методом интерференционной засветки. При этом из-за отражения от границы раздела фоторезист-полупроводник форма «зуба» значительно отличается от прямоугольной (Рис.2.7) и применение компьютерного моделирования позволяет значительно упростить поиск оптимальных параметров засветки и условий проявления фоторезиста. Интерференционная картина определяется скачком показателя преломления на границе сред и величиной потерь в оптических слоях. Зависимость скорости травления фоточувствительного слоя халькогенида от оптической энергии излучения He-Cd лазера в проявляющем растворителе была определена экспериментально. На основании этих данных в результате компьютерного моделирования строится профиль проявляемого фоторезиста для заданного момента времени.

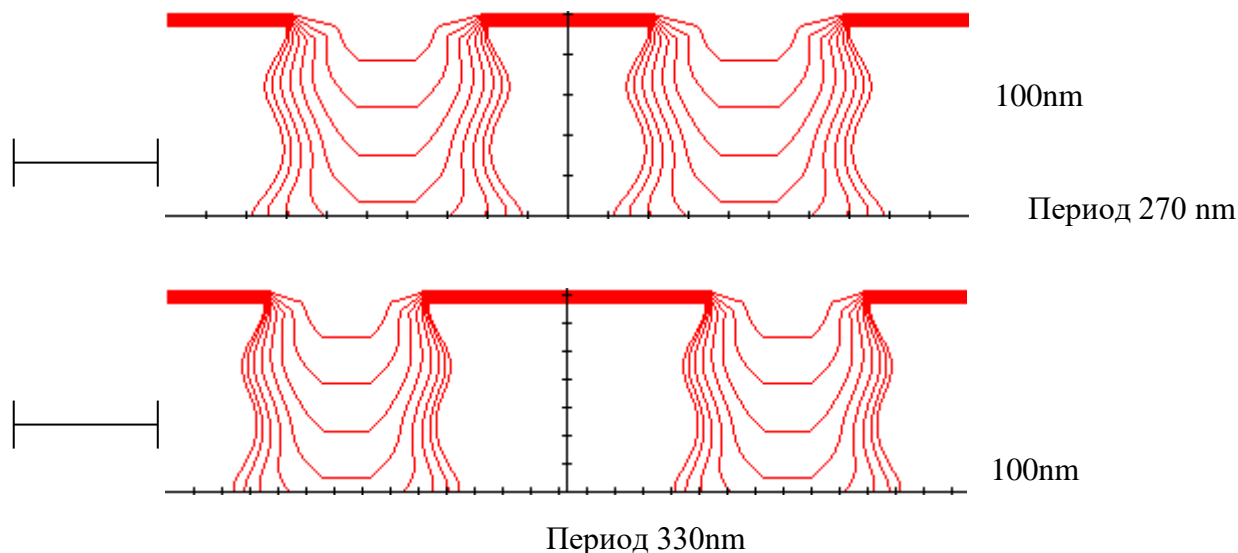


Рис.2.7 Профили поверхности фоторезиста в процессе проявления с интервалом 50 сек. для дифракционных решеток с периодами 270 и 330 нм.

Рассмотрение профилей фоторезиста в последовательные моменты времени позволяет представить динамику процесса проявления и выделить такие события

как вскрытие подложки, разрушение маски при перетравливании основания, достижение заданной толщины маски.

В результате моделирования было показано, что наиболее существенными факторами, определяющими минимальный размер элементов, являются длина волны экспонирующего лазера, оптическое поглощение фоторезиста и крутизна кривой зависимости скорости растворения фоторезиста от полученной дозы излучения. По результатам моделирования были определены оптимальные условия экспозиции и проявления для дифракционных решеток с периодами 270nm и 330nm (Рис.2.7). Профили решеток были исследованы на сканирующем электронном микроскопе. Сравнение экспериментально полученных профилей с рассчитанными при моделировании показало их хорошее соответствие, что подтвердило адекватность модели реальному процессу.

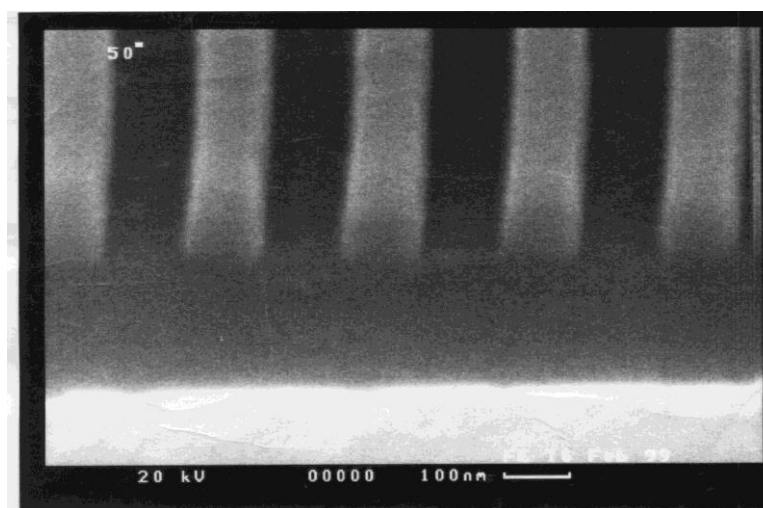


Рис.2.8 Маска из As_2S_3 .

Проявление фоточувствительного слоя производится в растворе органической щелочи в течение 5 минут, в результате чего ХС протравливается до слоя планаризирующего фоторезиста. и формируется периодическая маска (Рис.2.8) Следующим шагом является реактивно-ионное травление органического фоторезиста в установке Alcatel RDE-300 с планарным реактором, работающей на частоте 13.6 МГц и 9 каналами подачи газа при остаточном давлении 10^{-4} Па.

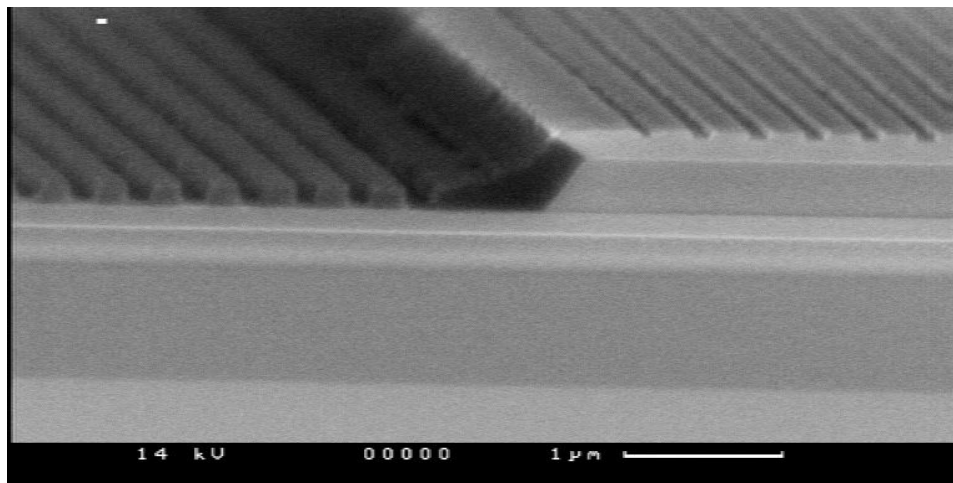


Рис.2.9 Травление фоторезиста.

Травление осуществляется в кислородной плазме, в которой скорость травления фоторезиста на порядок выше, чем у ХС, в результате чего маска из халькогенидного слоя переносится в органический фоторезист (Рис.2.9). Наличие дифракционной решетки над областью из AlGaAs объясняется тем, что у шаблона № 21 полосы шире, чем у № 24. Полученная маска используется при реактивно-ионном травлении полупроводникового слоя $\text{Ga}_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$ в плазме ClBCl_2Ar , при этом одновременно удаляется слой халькогенида, который в данном случае является самоудаляющимся фоторезистом. Именно тем, что ХС и полупроводниковый материал имеют общие травители и объясняется необходимость нанесения слоя планаризирующего фоторезиста.

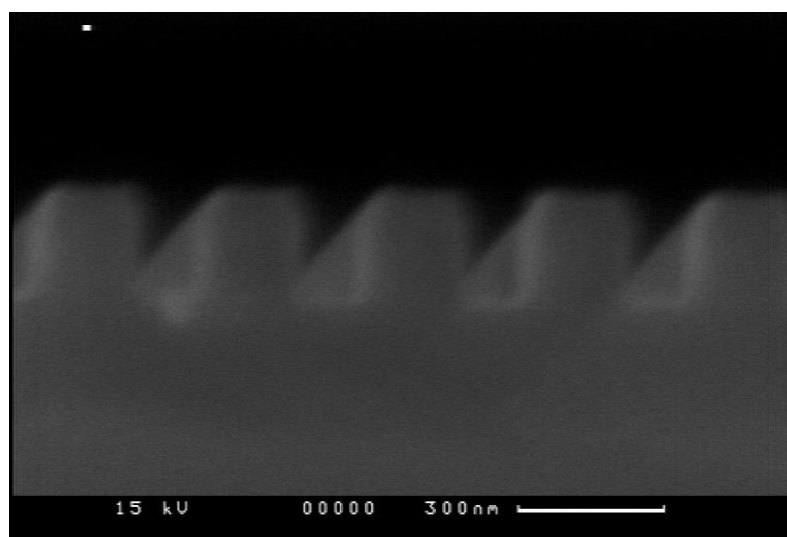


Рис.2.10 Прямоугольный профиль “зуба”.

Многофункциональность установки RDE-300 и возможность использования в ней различной комбинации активных компонентов и режимов травления позволяет получать различные профили дифракционных решеток - Рис.2.10 и Рис.2.11.

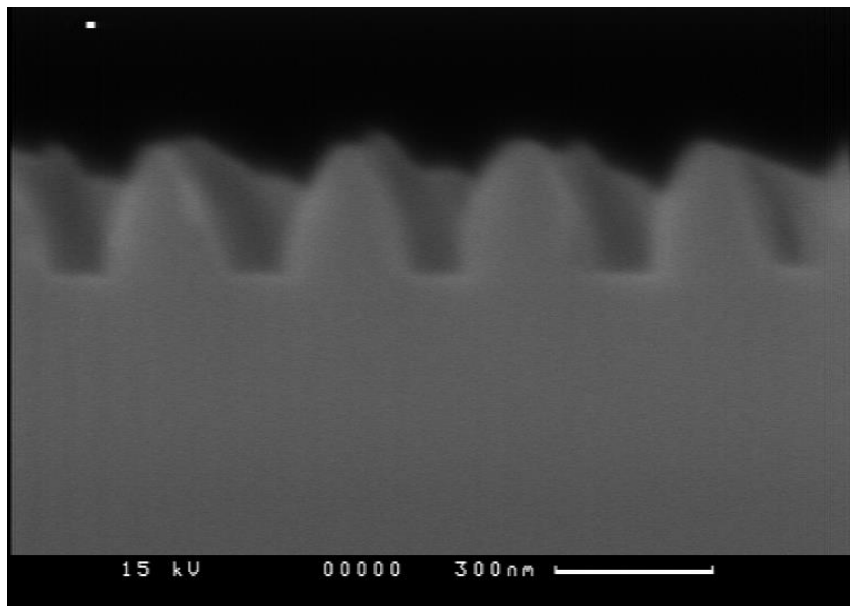


Рис.2.11 Профиль с треугольной вершиной.

Различные профили “зуба” решетки позволяют получать различные соотношения интенсивности между рабочими порядками решетки при фиксированном периоде и высоте решетки, что является очень важным с практической точки зрения, поскольку обычно желательно иметь максимальную эффективность для определенной длины волны в единственном порядке дифракции.

После формирования дифракционной решетки над волноводом удаляется фоторезист в той же установке ионно-реактивного травления в кислородной плазме, в которой не травится полупроводник. Следующей операцией является утоньшение подложки до 150 мкм, что необходимо для формирования сколотых зеркал. Сначала образец защищается с лицевой стороны фоторезистом, затем приклеивается воском на стекло. После предварительной шлифовки около 10 мкм на порошке с размером зерна 3 мкм производится травление в перекисно-аммиачном травителе до толщины 180 мкм с последующей очисткой от воска в CCl_4 и удалением фоторезиста в ацетоне.

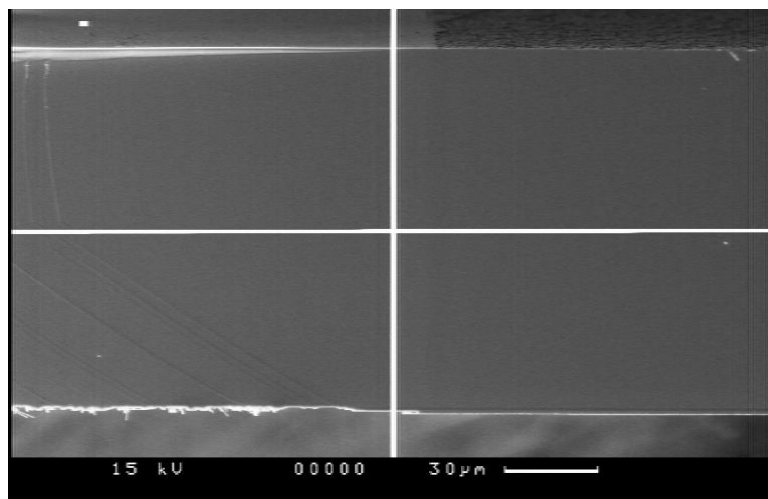


Рис.2.12 Двухстороннее совмещение.

Поскольку при дифракции света на фазовой дифракционной решетке кроме луча, выходящего в воздух, обязательно присутствует луч, направленный в оптически более плотную среду – то есть в подложку, то необходимо создать условия для его вывода или обратного отражения, чтобы не потерять мощность. Поэтому на обратной стороне подложки под выводящей частью формируется окно, через которое можно собрать излучение или нанести на него отражающие покрытие. При этом надо учитывать, что хотя чистый GaAs прозрачен для длины волны 0.98 мкм, то в легированном GaAs необходимо принимать во внимание потери на свободных носителях. Так как в спецификации подложки существует разброс в величине уровня легирования $-1 \div 4 \cdot 10^{18}$, то поглощение на свободных носителях было измерено отдельно, и была получена величина $16 \div 12.6 \text{ см}^{-1}$ в диапазоне 920-980 нм. Таким образом, через подложку толщиной 180 мкм проходит 79% света и выходит в воздух $79\% \cdot (1-R) = 55\%$, где $R=0.3$ коэффициент отражения на границе GaAs-воздух. Несмотря на то, что почти половина дифрагированного в подложку света теряется, выходящая в воздух со стороны n-контакта мощность может составить почти половину от общей, поэтому пренебрегать ею нельзя. Для этого n-контакт делается в виде полос, располагающимися под полосами p-контакта. Фотолитография производится на установке двухстороннего совмещения с инфракрасной подсветкой, в которой прозрачен GaAs, с точностью совмещения ± 5 мкм (Рис.2.12). Так как угол дифракции в подложке менее 7 градусов то потери за счет перекрытия луча n-контактом будут 10% в худшем случае дифракционной решетки первого порядка, при длине вывода 200 мкм^{-1} . После нанесения фоторезиста, экспонирования через шаблон 24, проявления и задубливания,

производится очистка поверхности ионным пучком с последующим напылением эвтектического состава AuGe(12%), барьерного слоя Ni и Au. Затем фоторезист удаляется и p-контакт подвергается процессу вжигания при 450С в течение 1 минуты.

Готовая пластина с сформированными контактами и выводящей дифракционной решеткой разделялась на отдельные лазеры, которые припаивались на медные теплоотводы. В случае, когда пайка кристаллов производилась р-контактом вверх, на теплоотвод напылялся увеличенный слой индия, что упрощало и улучшало качество пайки лазеров длиной более 2 мм.

Применяемые методы изготовления контактов и травления полупроводниковых слоев аналогичны тем, которые описаны в литературе [44][49][54] с учетом применяемого технологического оборудования. Отличие заключается в способе изготовления дифракционной решетки. В случае изготовления небольшого количества экспериментальных образцов применяется способ двухлучевой интерференции, где для экспозиции применяется He-Cd [45] или Ar [44] лазеры. Решетка с гиперболической формой штрихов изготавливается методом электронно-лучевой литографии [49]. Большое количество образцов изготавливается с использованием фазовой маски [10], что значительно повышает скорость и повторяемость технологического процесса, но при этом период и форма дифракционной решетки не могут быть изменены.

2.3 Теоретические оценки параметров ЛДВ на основе структуры с одиночной КЯ.

Стационарное распределение плотности фотонов и выходной мощности в лазере описывается уравнениями (1), в которых производные по времени равны нулю. При условии относительно больших коэффициентов отражения зеркал, можно получить соотношение между распределением мощности между зеркалами. Для этого можно предположить, что в условиях лазерной генерации усиление точно компенсирует потери, т.е.

$$P_1 = \frac{P_2}{1 - R_2} \cdot R_2 \cdot (1 - R_1) \exp [(g - \alpha)L]$$

где P_1 - мощность, выходящая через зеркало R_1 , а P_2 - мощность через зеркало R_2 . Написав аналогичное выражение для P_2 , и поделив одно на другое, получим:

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{1 - R_2}{1 - R_1} \cdot \sqrt{\frac{R_1}{R_2}} \quad (2)$$

В эксперименте оптическая мощность, излучаемая со стороны каждого зеркала, может быть измерена, в то время как экспериментально получить значение коэффициента отражения нерезонансной решетки довольно сложно. Поэтому эти данные получают из косвенных измерений, в частности по соотношению мощностей между зеркалами лазера.

2.3.1 Модель лазера с сильно просветленным зеркалом

Простая формула (2) перестает выполняться при малых значениях R или при токах вблизи и ниже порогового [41]. Поскольку нерезонансная дифракционная решетка имеет малый коэффициент отражения, то для оценки выходной мощности необходимо точное решение стационарного варианта уравнений (1), что возможно только с использованием численных методов. Таким образом, задача сводится к решению уравнений вида:

$$\left[-\frac{\partial N^+}{\partial z} + (\Gamma g - \alpha) \cdot N^+ \right] + \frac{\beta}{2} \cdot R_{sp}^r = 0$$

$$\left[\frac{\partial N^-}{\partial z} + (\Gamma g - \alpha) \cdot N^- \right] + \frac{\beta}{2} \cdot R_{sp}^r = 0$$

Значения параметров для структуры EPIQ1901198 (Табл.2.2) достаточно типичны и могут быть взяты из литературных источников [55], а данные о внутренней квантовой эффективности и поглощении на свободных носителях получены из экспериментальных данных (Рис.2.3). В модели использовалось логарифмическое приближение для величины усиления $g_0 \ln(n/n_t)$, хотя экспериментально было обнаружено, что материальное усиление КЯ ограничивалось величиной $\approx 4 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$. Также было обнаружено, что ширина спектра ЛДВ с длинами менее 0.6 мм была в 3-5 раз больше, чем лазеров длиной более 1 мм, а это означает, что для коротких лазеров нужно пропорционально увеличивать фактор β .

L_d , cavity length	1000 μm
W_d , stripe width	100 μm
D_d , active layer thickness	0.006 μm
λ_0 , operating wavelength	0.98 μm
A, linear recombination term	$1 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$
B, bimolecular recombination term	$2 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$
C, Auger recombination term	$3 \cdot 10^{-29} \text{ cm}^6/\text{s}$
α_{int} , internal losses	5 cm^{-1}
N_{tr} , transparency concentration	$1.3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
G_0 , Logarithmic gain coefficient	5800 cm^{-1}
ε , nonlinear gain coefficient	0
Γ confinement factor	0.02
β , spontaneous emission factor (Γ not included)	$2 \div 10 \cdot 10^{-4}$
R1, input facet reflectivity	0.32
R2, input facet reflectivity	$1 \cdot 10^{-2} - 1 \cdot 10^{-6}$

Таблица 2.2 Параметры структуры EPIQ1901198 .

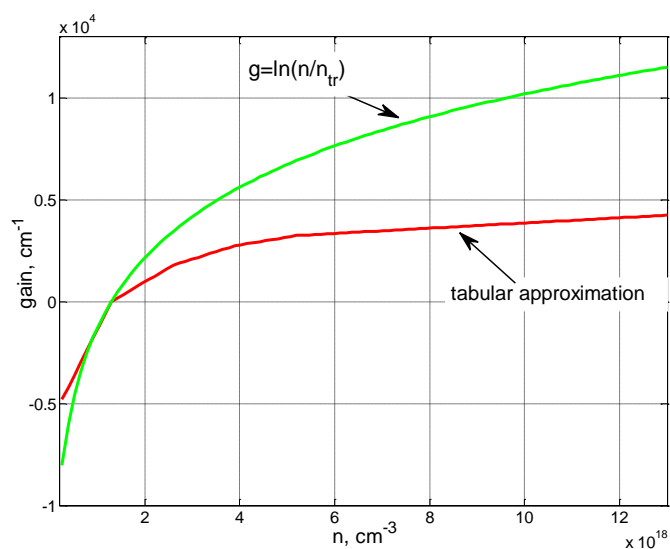
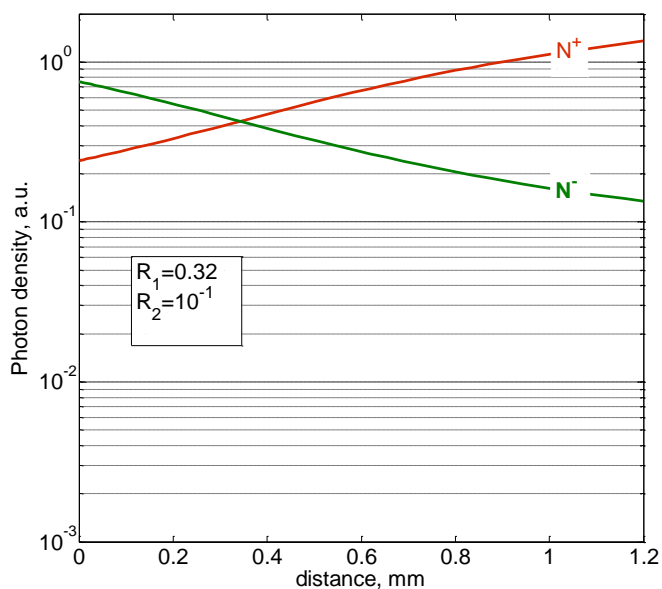
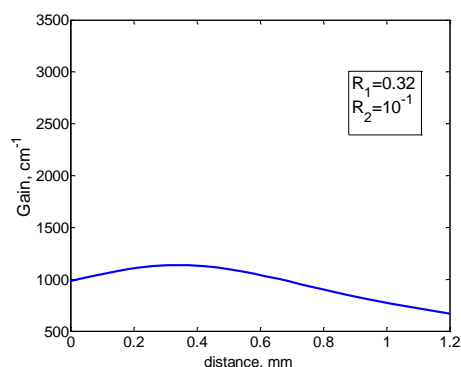


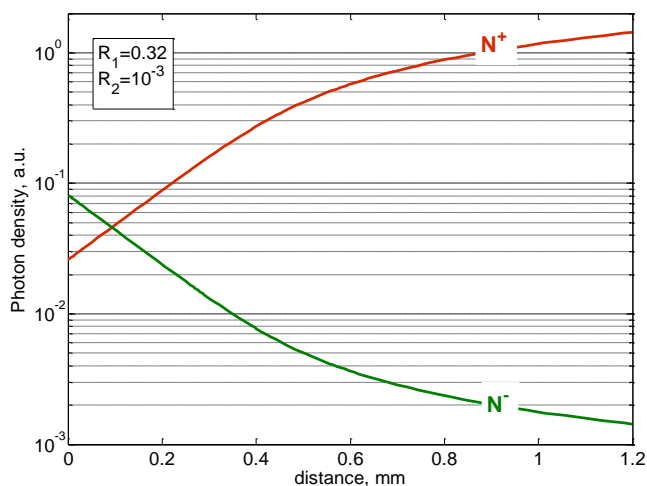
Рис.2.13 Зависимость усиления от концентрации для логарифмической и табличной аппроксимации.



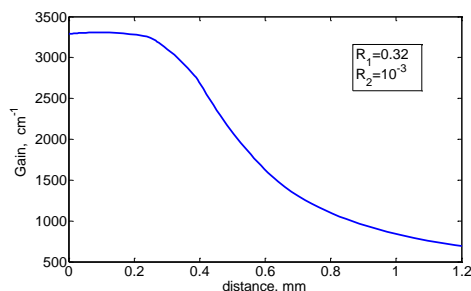
A



B



C



D

Рис.2.14 Распределение бегущих вперед (N^+) и обратно (N^-) волн и профиля усиления вдоль лазера для 2-х случаев коэффициентов отражения $R_2=10^{-1}$ (A,B) и $R_2=10^{-3}$ (C,D). Решение стационарных уравнений распределения плотности фотонов при параметрах табл.2 и токе 2 А.

Расчет осуществлялся в среде Matlab методом стрельбы для решения граничных задач, что не очень эффективно с точки зрения машинного времени, зато относительно просто в реализации. В процессе вычисления контролировалось ограничение коэффициента усиления из-за того, что при малой величине коэффициента спонтанного излучения усиление, вычисляемое по логарифмической зависимости, может превысить максимальное. Поэтому при малых β или короткой длине резонатора, усиление задавалось не в виде элементарной функции \ln , а в виде

таблицы с линейной интерполяцией между точками (Рис.2.13). При коэффициентах отражения $R > 0.1$ это практически не влияет на результаты расчетов (Рис.2.14 А, В), поскольку концентрация носителей в этом случае, и соответственно усиление, отклоняются от среднего менее, чем на 20% (Рис.2.14 В). В случае малых коэффициентов отражения отличие этих же величин может превышать 5-10 раз на разных концах резонатора (Рис.2.14 D). В реальных лазерах существуют 2 эффекта, один из которых, связанный с растеканием тока и падением напряжения на диоде, направлен на выравнивание усиления, а второй, обусловленный насыщением и выжиганием усиления при высокой мощности, наоборот, усиливает перепад усиления. Эффект того, что при высокой мощности усиление зависит от координаты хорошо известен в полупроводниковых усилителях, которые по конструкции часто похожи на лазер с одним зеркалом.

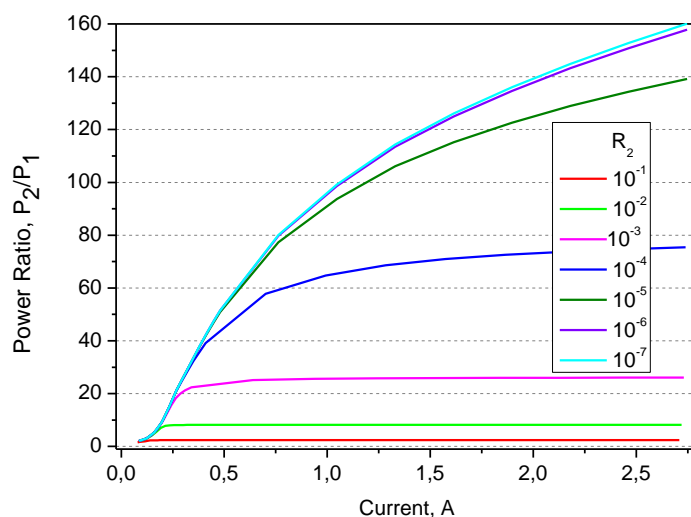


Рис.2.15 Отношение мощностей, излучаемых через зеркала 2 и 1 при значениях $R_2=10^{-1} \div 10^{-7}$ в зависимости от тока при длине лазера 1.2мм.

Согласно формуле 2, отношение мощностей через зеркала лазера выше порога не зависит от тока, или что то же самое, от мощности, и пропорционально $R_2^{-1/2}$. Однако моделирование демонстрирует, что это выполняется только для коэффициента отражения $R_2 > 10^{-4}$, а с дальнейшим уменьшением отражения, при $R_2 < 10^{-6}$ это отношение почти перестает зависеть от величины отражения (Рис.2.15). Например, если для $R_2=10^{-3}$ отклонение от формулы 2 составляет менее 2%, то для $R_2=10^{-6}$ моделирование дает значение в 6 раз меньшее, т.е. на 83%, а для $R_2=10^{-7}$ эта величина в 18 раз меньше простой оценки по формуле 2 (Рис.2.15).

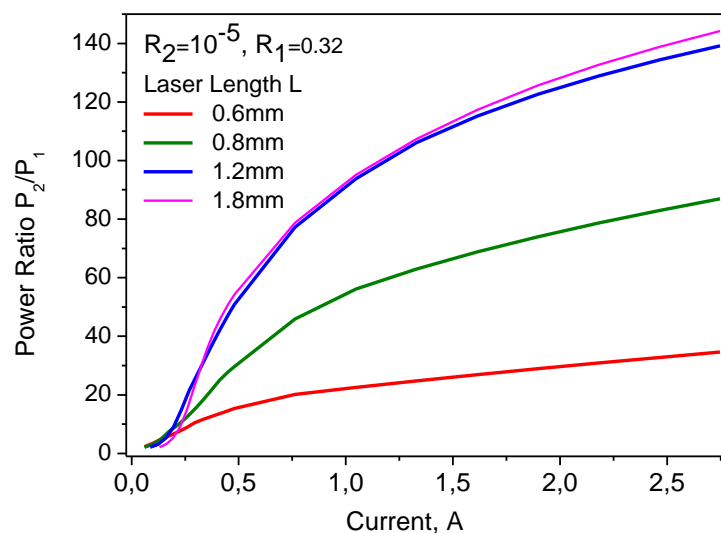


Рис.2.16 Отношение мощностей, излучаемых через зеркала 2 и 1 при длинах лазера $L=0.6\div 1.8$ мм в зависимости от тока при отражении $R_2=10^{-5}$.

Также отношение мощностей при малой величине отражения ($R_2 < 10^{-5}$) зависит от длины лазера (Рис.2.16): чем меньше длина, тем меньше отношение. Связано это с тем, что усиление насыщается и почти не растет с током при высоком уровне накачки. Из Рис.2.16 следует, что этот эффект можно компенсировать длиной резонатора, однако с ростом длины растет и вклад внутренних потерь, которые больше в области с высокой концентрацией неравновесных носителей, а это приводит к падению эффективности лазера.

Таким образом, из-за нелинейности усиления при малой величине отражения формула 2 перестает выполняться, и ее использование при известных ВтАХ дает завышенные значения величины отражения. Также для конкретной лазерной структуры существует оптимальная длина резонатора с точки зрения эффективности, и уменьшение отражения не приведет к ее увеличению.

2.3.2 Оценка коэффициента отражения нерезонансной дифракционной решетки

Распространение света по волноводу можно описать как конструктивное сложение волн, испытавших полное внутреннее отражение, при этом, как пишут авторы ([56], с.78): «все лучи, распространяющиеся в одном направлении, принадлежат одной и той же плоской волне». Эффективный показатель преломления, определяющий постоянную распространения, связан с показателем преломления волновода и углом падения на дифракционную решетку соотношением

$n_e = n \cdot \sin \Theta_i$. Вследствие дифракции, появляются лучи под углами, соответствующими конструктивной интерференции вторичных волн (Рис.2.17):

$$\text{в воздухе (} n=1 \text{):} \quad \sin(\Theta_0) = n_e - m \frac{\lambda}{\Lambda},$$

$$\text{в подложку (} n = n_{\text{GaAs}} \text{)} \quad n \cdot \sin(\Theta_r) = n_e - m \frac{\lambda}{\Lambda}.$$

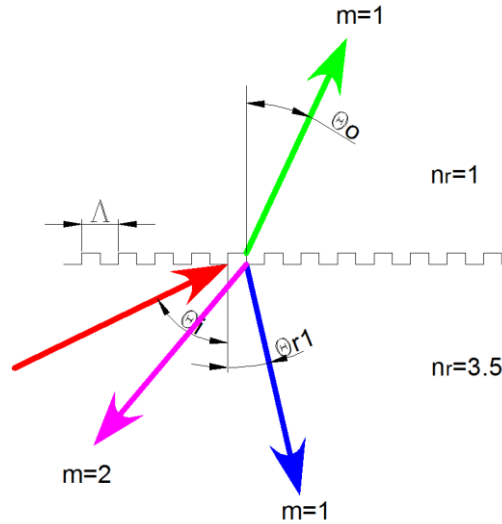


Рис.2.17 Дифракция на решетке, нанесенной на поверхность волновода.

Частный случай $\Lambda = \lambda / (2n_e)$ называют решеткой первого порядка, в этом случае дифрагированный луч противоположен падающему при $m=1$. Решеткой второго порядка является случай с $\Lambda = \lambda / (n_e)$, где отражение соответствует второму порядку $m=2$, а вывод излучения происходит перпендикулярно поверхности вверх и вниз в первом порядке при $m=1$. Решетки с $\Lambda = i \frac{\lambda}{2n_e}$ являются резонансными, т.к. в эти случаях имеется отраженный луч, противоположный падающему лучу, в порядке дифракции $m=i$.

В случае нерезонансной дифракционной решетки отражение тем меньше, чем больше отличается период решетки от целого числа полуволен лазера. Оценить коэффициент отражения можно на основе модели связанных волн [57]. Однако в работе [57] не учтено, то что при значительной отстройке от резонанса значительная часть энергии выходит из волновода за счет дифракции, что может быть учтено увеличением коэффициента поглощения на величину дифракционных потерь α_d , поскольку в модели связанных мод вводится коэффициент, отвечающий за потери, но природа его может быть различной.

Способ расчета α_d предложен в [58], однако в этой статье проведен расчет для структуры, вид которой значительно отличается от EPIQ1901198 с градиентным волноводом, которая использовалась в настоящей работе. Кроме этого, значительно отличается профиль показателя преломления и положение решетки, что приводят к невозможности использовать формулы из [58]. Поэтому была написана программа получения значения дифракционных потерь, в которой все необходимые параметры, такие как эффективный показатель преломления, распределение поля, коэффициенты Фурье разложения показателя преломления в области решетки, вычислялись в пакете Matlab на основе алгоритма из [58], который описан далее. Если предположить что интенсивность поля меняется медленно на масштабе периода решетки, то напряженность поля удовлетворяет волновому уравнению с периодическими коэффициентами, поэтому по теореме Флоке ([59], с.269) решение может быть представлено в виде суммы слагаемых $E_m(x)exp(i\beta_m z)$, где $\beta_m = \beta_0 + 2\pi m/\Lambda$ – постоянные распространения волн, из которых надо рассматривать только излучаемые. Например в воздух могут излучаться только волны с $|Re(\beta_m)| < k_0 = 2\pi/\lambda$. В первом приближении β_0 находится из решения уравнения:

$$\frac{d^2 E_0(x)}{dx^2} + (k_0^2 n_0^2(x) - \beta_0^2) E_0(x) = 0 \quad (3)$$

где $n_0^2(x)$ в области решетки берется усредненным по периоду, т.е. $n_0^2(x) = \frac{1}{\Lambda} \int_{-\Lambda/2}^{\Lambda/2} n^2(x, z) dz$. Это уравнение на собственные значения решалось численно методом стрельбы, результатом являлось собственное значение β_0 , амплитуда E_0 при этом определяется до постоянного множителя, поскольку уравнение однородное. Фактически решениями этого уравнения являются направляемые моды волновода, в профиле показателя преломления которого учтена форма дифракционной решетки. Ограничимся рассмотрением основной ТЕ-моды, тогда компонента E_m , коллинеарная с E_0 , в первом приближении является решением уравнения:

$$\frac{d^2 E_m(x)}{dx^2} + (k_0^2 n_0^2(x) - \beta_m^2) E_m(x) = -k_0^2 A_m(x) E_0(x)$$

Где $A_m(x)$ - коэффициент Фурье-разложения по гармоникам $2\pi m/\Lambda$. Это уравнение решалось также численно методом стрельбы, из-за того, что уравнение неоднородное поскольку $A_m(x) \neq 0$, решение однозначно определяется граничными условиями, а именно тем, что E_m – плоские волны. Потери энергии на длине dz

определяются тем, что при распространении вдоль волновода по координате z есть компонента вектора Пойнтинга в направлении, перпендикулярном волноводу вдоль оси x , вследствие дифракции:

$$dW_z = -\alpha_d \cdot dz \cdot \int S_z dx = -S_x \cdot dz \rightarrow \alpha_d = \frac{S_x}{\int S_z dx} = \frac{\sqrt{k_0^2 n_0^2(x) - \beta_m^2}}{\beta_0} \cdot \frac{E_m^2(x_{1,2})}{\int E_0^2 dx}$$

где учтено, что $S_x = \frac{\beta_x}{2\omega\mu_0} E_m^2(x)$, а $x_{1,2}$ – координаты границ волновода.

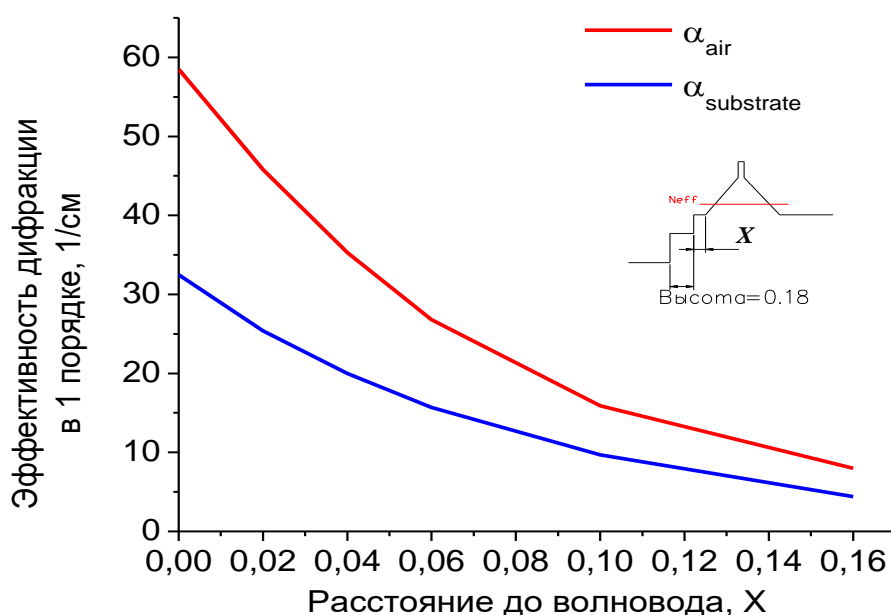


Рис.2.18 Эффективность дифракции при фиксированной высоте зуба (0.18 μm) и различных расстояниях от дна решетки до волновода.

Эффективность дифракции является важным параметром ЛДВ, поскольку от него напрямую зависит эффективность лазера и брэгговское отражение. На рисунке Рис.2.18 представлены результаты расчета величины дифракции волноводной моды нулевого порядка на прямоугольной решетке с периодом 340 нм и скважностью 0.57, нанесенной на поверхности волновода полупроводникового лазера (структура EPIQ1901198, $\lambda=975$ нм). Геометрические параметры решетки для расчетов были определены по изображениям, полученным на электронном микроскопе.

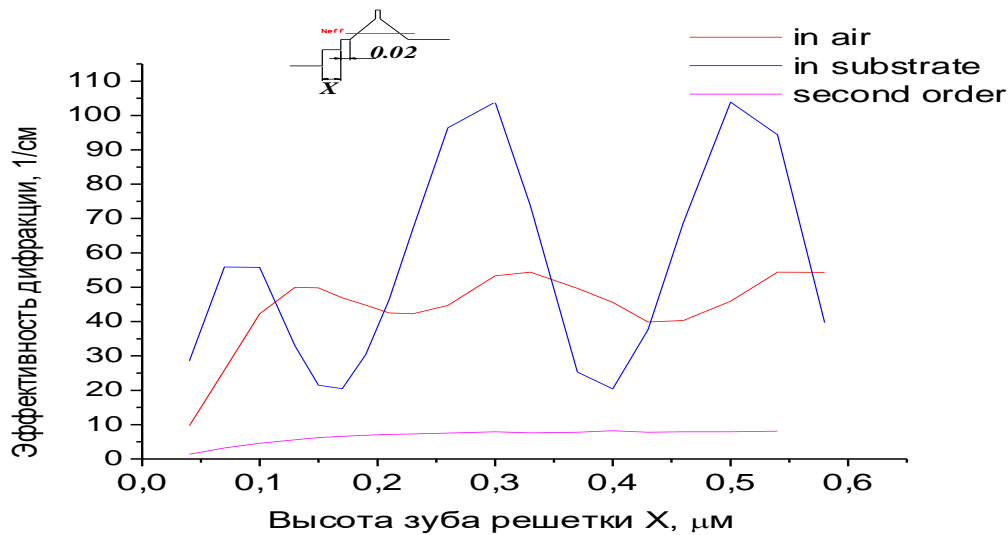


Рис.2.19 Эффективность дифракции при фиксированном расстоянии от дна решетки до волновода и различной высоте зуба.

Длина вывода света дифракционной решеткой растет увеличением расстояния до волновода (Рис.2.18) поскольку в этом случае падает перекрытие “хвоста” волноводной моды и решетки. В то же время наблюдается осциллирующий характер в зависимости от высоты зуба (Рис.2.19) с периодом, примерно равным $\lambda/(2n_p)$, n_p – средний показатель преломления в области решетки, составленной из чередующихся слоев воздуха и $Al_{0.5}Ga_{0.5}As$ или $Ga_{0.51}In_{0.49}P$.

В резонансном случае, когда $\beta_0 - 2\pi m/\Lambda \approx -\beta_0$, или в другой записи $\beta_0 \approx \pi m/\Lambda$, наблюдается перетекание энергии между модами, что математически выражается в том, что произведение m -ой Фурье - гармоники показателя преломления на амплитуду одной волны дает поле противоположной волны. По аналогии с [57] представим поле в виде произведения волны, распространяющейся вправо R и влево S :

$$E(x, z) = E_0(x) \cdot [R(z) \cdot e^{-i\beta_0 z} + S(z) \cdot e^{i\beta_0 z}], \quad \Delta E(x, y) + k_0^2 n^2(x, z) E(x, y) = 0$$

Здесь предполагается, что существует только основная мода с постоянной распространения β_0 , что чаще всего встречается на практике, в противном случае необходимо учитывать связь между модами с разными β . Разложим $n^2(x, z)$ в ряд Фурье:

$$n^2(x, z) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} A_k(x) e^{i2\pi k z/\Lambda}, \quad A_k(x) = \frac{1}{\Lambda} \int_{-\Lambda/2}^{\Lambda/2} n^2(x, z) e^{-i2\pi k z/\Lambda}$$

Предположим медленное изменение R и S , т.е. $(d^2/dz^2)(R, S) = 0$. Тогда:

$$\Delta E(x, y) = \left[\frac{\partial^2 E_0(x)}{\partial x^2} - \beta_0^2 E_0(x) \right] (Re^{-i\beta_0 z} + Se^{i\beta_0 z}) - 2i\beta_0 E_0(x) \left[\frac{\partial R}{\partial z} e^{-i\beta_0 z} - \frac{\partial S}{\partial z} e^{i\beta_0 z} \right]$$

Подставляя в волновое уравнение $\Delta E(x, z) + k_0^2 \cdot n^2(x, z) \cdot E(x, z) = 0$ предыдущие 2 формулы, и объединяя слагаемые с похожей зависимостью от z , в частности при $e^{i\beta_0 z}$, и учтя, что для $E_0(x)$ выполняется (3), получим:

$$\begin{aligned} & -2i\beta_0 E_0(x) \left[\frac{\partial R}{\partial z} e^{-i\beta_0 z} - \frac{\partial S}{\partial z} e^{i\beta_0 z} \right] \\ & = -k_0^2 \{ Re^{-i(\beta_0 - 2\pi m/\Lambda)z} A_m(x) + Se^{i(\beta_0 - 2\pi m/\Lambda)z} A_{-m}(x) \} E_0(x) \end{aligned}$$

Число m , обозначающее порядок дифракции здесь полагается положительным целым и $A_m \approx A_{-m}^*$ в предположении малости мнимой части n^2 . Умножая на $E_0(x)$ и интегрируя по x , и обозначив $\Delta\beta = \beta_0 - \pi m/\Lambda$, получим:

$$\frac{\partial R}{\partial z} = -ik^* S e^{i2\Delta\beta z}, \quad k^* = \frac{k_0^2 \int_{grating} A_{-m}(x) E_0^2(x) dx}{2\beta_0 \int_{-\infty}^{+\infty} E_0^2(x) dx}$$

$$\frac{\partial S}{\partial z} = ik R e^{-i2\Delta\beta z}, \quad k = \frac{k_0^2 \int_{grating} A_m(x) E_0^2(x) dx}{2\beta_0 \int_{-\infty}^{+\infty} E_0^2(x) dx}$$

Во многих случаях, и в частности для прямоугольной и синусоидальной форме решетки, $Im(A_m) = 0$ [60], и тогда для постоянной связи выполняется $k = k^*$. Вместо постоянной распространения β_0 , которая в общем случае комплексна и зависит от λ , удобнее ([55], с.327) использовать брэгговский волновой вектор $\widetilde{\beta}_0 = \pi m/\Lambda$, тогда:

$$E(z) = A(z) \cdot e^{-i\widetilde{\beta}_0 z} + B(z) \cdot e^{i\widetilde{\beta}_0 z} \rightarrow R = A e^{i\Delta\beta z}, \quad S = B e^{-i\Delta\beta z}$$

$$-\frac{\partial A}{\partial z} = i \cdot \Delta\beta A + ikB, \quad \frac{\partial B}{\partial z} = i \cdot \Delta\beta B + ikA$$

Это система однородных дифференциальных уравнений с постоянными коэффициентами, нетривиальное решение которой в виде $c_1 e^{iq_1 z} + c_2 e^{iq_2 z}$ существует при значениях параметра q , удовлетворяющим характеристическому уравнению:

$$\begin{vmatrix} -i \cdot \Delta\beta - iq & -ik \\ ik & i \cdot \Delta\beta - iq \end{vmatrix} = 0, \rightarrow q = \pm \sqrt{(\Delta\beta)^2 - k^2}$$

Выберем собственные вектора таким образом, что общее решение запишется в виде:

$$A(z) = A_1 e^{-iqz} + B_1 r e^{iqz}, \quad B(z) = B_1 e^{iqz} + A_1 r e^{-iqz}, \quad r = \frac{q - \Delta\beta}{k} = \frac{-k}{q + \Delta\beta}$$

У ЛДВ с длиной выводящей решетки L в несколько раз большей, чем α_d^{-1} , можно пренебречь отражением от заднего сколотого зеркала, поскольку дифракционное излучение приводит к тому, что доля отраженного от зеркала света пренебрежимо мала. Тогда можно считать, что амплитуда $B(L) = 0 \rightarrow B_1 = -A_1 r e^{-2iqL}$, и тогда можно найти коэффициент отражения:

$$R_{Bragg} = \frac{B(0)}{A(0)} = \frac{r(1 - e^{-2iqL})}{1 - r^2 e^{-2iqL}} = \frac{e^{iqL} - e^{-iqL}}{\frac{e^{iqL}}{r} - r e^{-iqL}} = \frac{-ik \cdot \sin(qL)}{q \cdot \cos(qL) + i\Delta\beta \cdot \sin(qL)}$$

Вблизи резонанса, когда $|\Delta\beta| < k$, q становится мнимой величиной, тогда можно ввести величину $\gamma = \sqrt{k^2 - (\Delta\beta)^2} = iq$. Параметр расстройки $\Delta\beta$ при наличии поглощения имеет мнимую часть, отличную от нуля, поэтому вместо постоянной распространения надо подставлять $\beta_0 - i\frac{\alpha}{2}$, тогда $\beta_0 - \frac{\pi m}{\Lambda} - i\frac{\alpha}{2} = \Delta\beta - i\frac{\alpha}{2}$, $\gamma = \sqrt{k^2 + (i\Delta\beta + \frac{\alpha}{2})^2}$ где явно выражена мнимая часть, а $\Delta\beta$ – действительная величина, и выражение для коэффициента отражения примет вид:

$$R_{Bragg} = \frac{-ik \cdot sh(\gamma L)}{\gamma \cdot ch(\gamma L) + (\frac{\alpha}{2} + i\Delta\beta) \cdot sh(\gamma L)}$$

Это известная формула для РБЗ длиной L , а α положительная величина в случае поглощения и отрицательная при усилении. При достаточно сильной связи и малых потерях отражение в максимуме близко к единице (Рис.2.20).

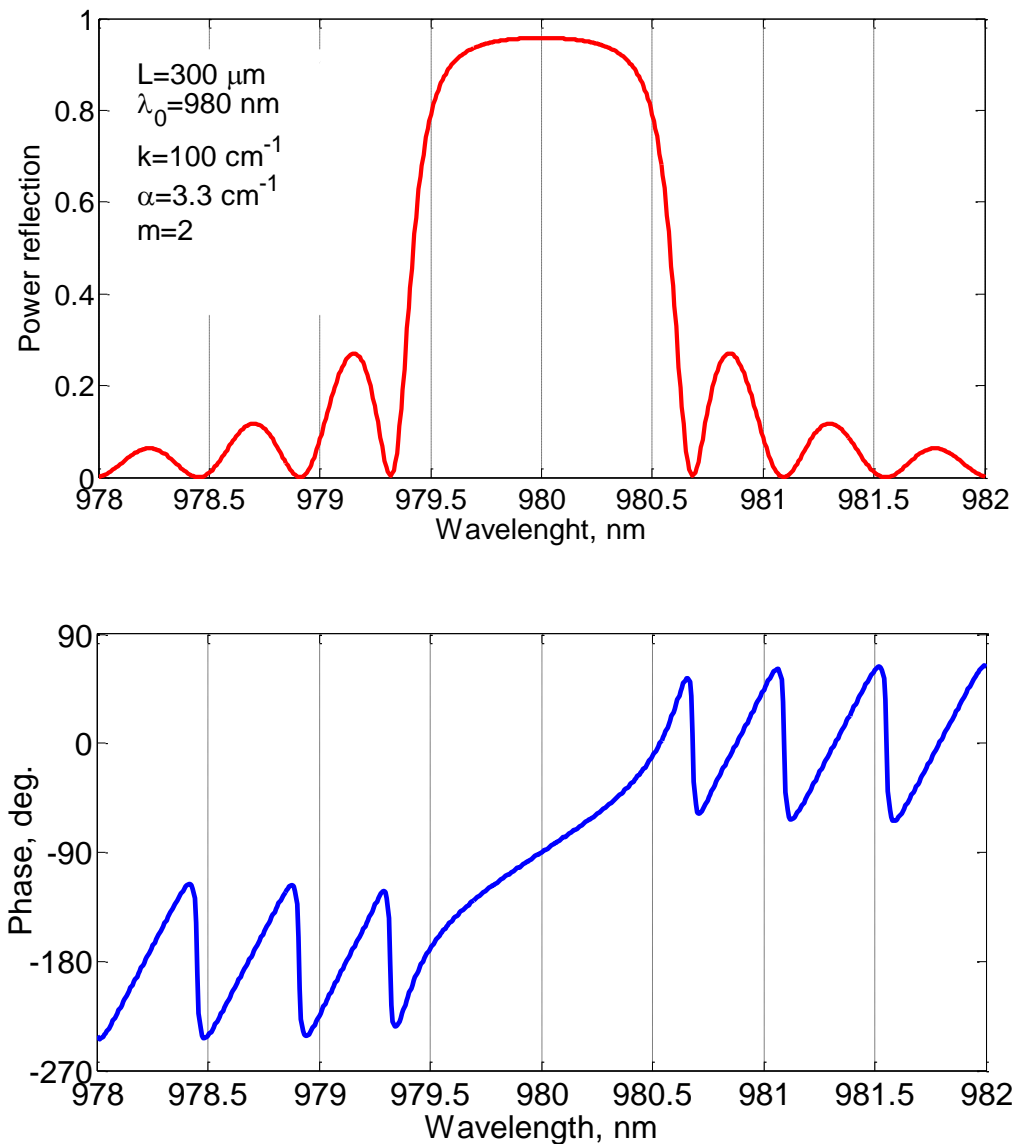


Рис.2.20 Амплитуда и фаза коэффициента отражение от РБЗ секции с решеткой второго порядка вблизи длины волны $\lambda=\Lambda \cdot n_{\text{eff}}$

На рисунках Рис.2.21 и Рис.2.22 приведены зависимости распределенного отражения при различных параметрах решетки. В обоих случаях в качестве прототипа волновода служила лазерная AlGaAs структура EPIQ1901198 с линейным изменением профилем показателя преломления (показанная на вставке Рис.2.23), расстояние между дном дифракционной решетки и волноводом на Рис.2.21- 0 нм, на Рис.2.22 - 60 нм, форма решетки – прямоугольная со скважностью 57 %. Соответственно отличаются постоянные связи-50 и 20 cm^{-1} , потому отражение вдали от резонанса для более “слабой” решетки (Рис.2.22) спадает быстрее. Длина слабой решетки больше (850 мкм против 320) так как при слабой связи отражение формируется на большей длине, поэтому коэффициенты отражения в максимуме в обоих случаях близки к 1(0.85 и 0.87). Красным цветом показано отражение при

отсутствии потерь под решеткой, черным- с учетом потерь на излучение. Эти потери обусловлены тем, что кроме дифрагированной волны второго порядка, которая определяет брэгговское отражение, для данной структуры имеются две волны первого порядка, излучаемые соответственно в воздух ($n=1$) и подложку ($n_{\text{GaAs}} \approx 3.2$, $\lambda=980 \text{ nm}$). Этими потерями объясняется снижение максимумов примерно до 0.05 и гораздо более слабо выраженные интерференционные минимумы, обусловленные конечной длиной L отражателя.

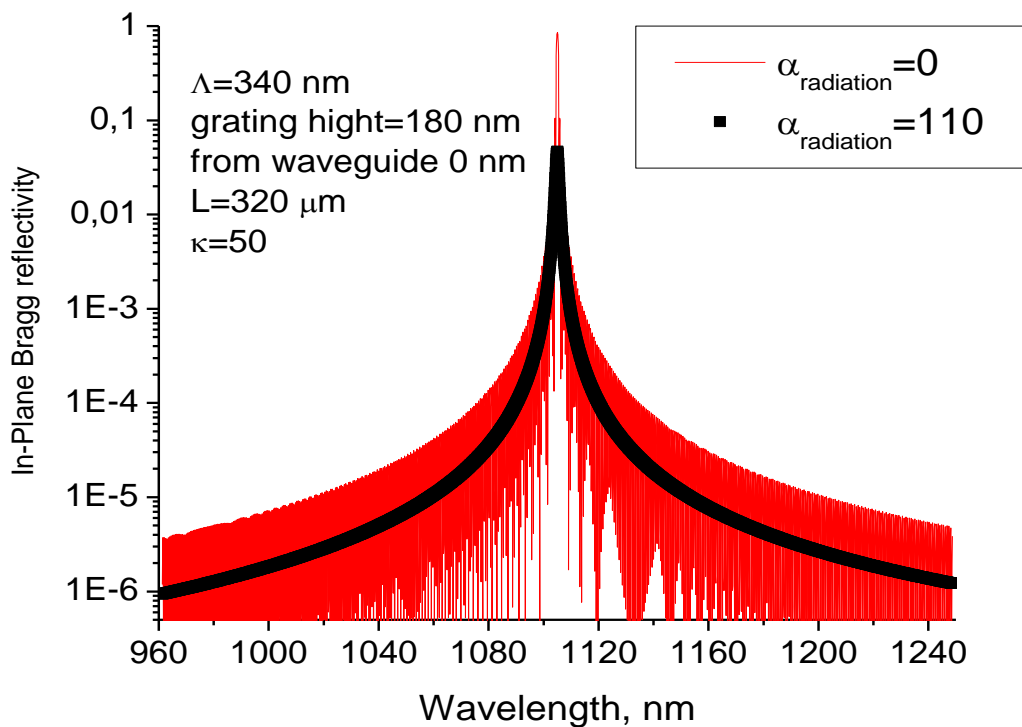


Рис.2.21 Коэффициент отражения выводящей дифракционной решетки с высокими потерями на излучение.

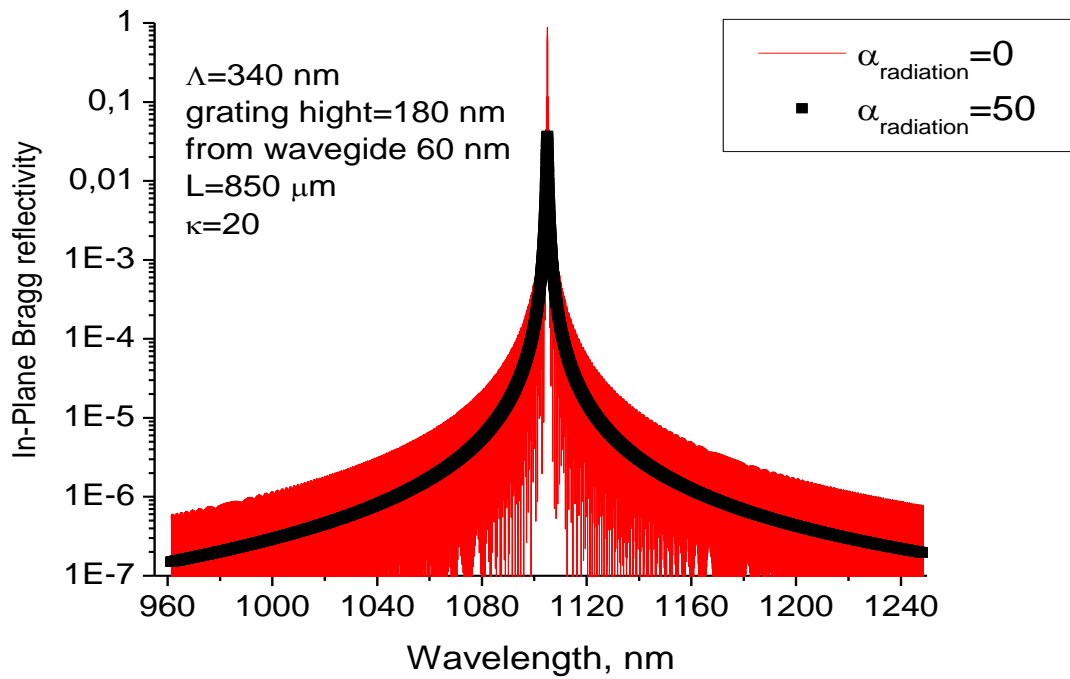


Рис.2.22 Коэффициент отражения выводящей дифракционной решетки со средними потерями на излучение.

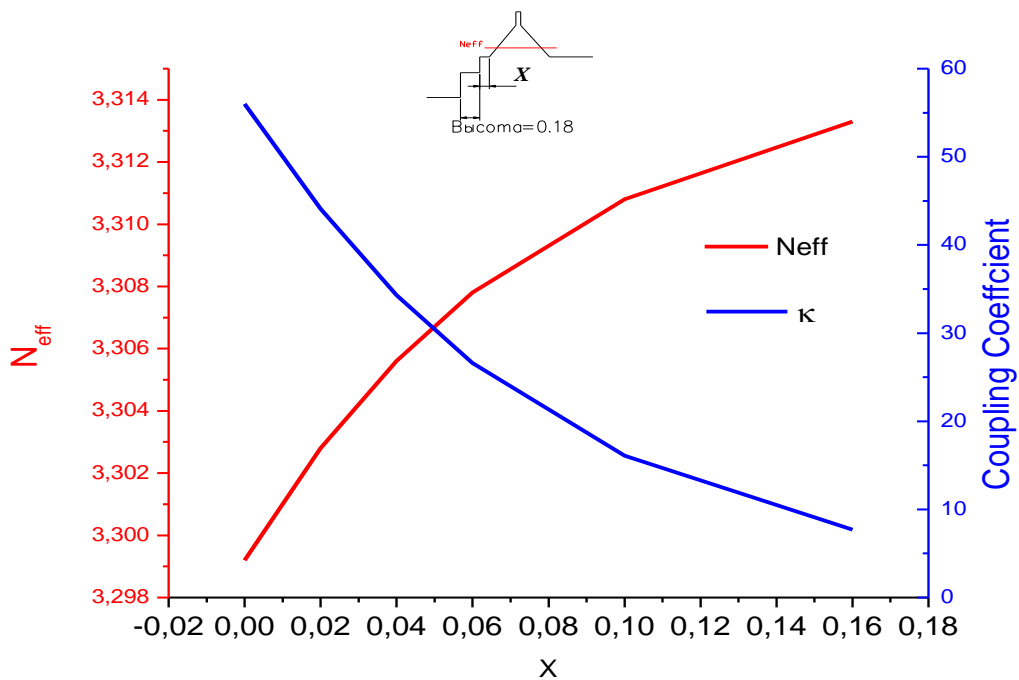


Рис.2.23 Коэффициент связи и эффективный показатель преломления для структуры, профиль показателя преломления которой показан на вставке.

Таким образом, более слабая связь между распространяющимися навстречу друг другу связанными волнами дает меньшее отражение. Выражение для коэффициента связи прямоугольной решетки:

$$\kappa = \frac{(n_1^2 - n_2^2)}{\lambda N_{eff} m} \sin\left(\frac{\pi m w}{\Lambda}\right) \frac{\int E^2(x) dx}{\int_{-\infty}^{\infty} E^2(x) dx}$$

где m - порядок взаимодействия, (w/Λ) - скважность решетки [61]. Эта формула обращается в ноль при целых (mw/Λ) и, в частности, при практически важном случае дифракционной решетки второго порядка со скважностью 0.5. Физически это соответствует случаю взаимного гашения волн, отраженных от разных граней зуба решетки, так как $w = \lambda / (2 * N_{eff})$ и набег фазы $2\beta w = 2\pi$, а отражение на одной из граней зуба происходит от оптически более плотной среды, что дает набег фазы на π , то есть полный фазовый сдвиг 3π и соответственно отраженная волна отсутствует, а значит отсутствует и связь между модами. Причина такого поведения в том, что при выводе выражения для коэффициента связи учитывался только первый член теории возмущений, в то время как учет уже следующего члена дает отличную от нуля дифрагированную в обратном направлении волну [58], и соответственно постоянная связи при скважности 0.5 должна принимать минимальное значение, но не обращаться в 0. При анализе брэгговского отражения (Рис.2.21 - Рис.2.23) изучалась решетка со скважностью 0.57, при этом выражение $\sin(\pi m w / \Lambda) \approx 0.43$ - примерно равно своему среднему значению. Чем выше находится дно решетки от волновода, тем меньше коэффициент связи, что объясняется меньшим перекрытием поля в волноводе и периодического возмущения, что и отражено на Рис.2.23- график синего цвета. Красным цветом показан ход зависимости эффективного показателя преломления направляемой моды. Таким образом, из результатов моделирования, представленных на Рис.2.21 и Рис.2.22 при параметрах взятых из Рис.2.23 следует, что при отстройке 100 нм отражение от решетки с сильной и слабой связью равны 10^{-6} и 10^{-7} соответственно. Длина решетки при этом должна быть существенно больше длины дифракционного вывода излучения.

2.4 ЛДВ: Экспериментальные результаты

Полупроводниковые лазеры с дифракционным выводом излучения (Рис.2.24) имеют ряд преимуществ перед другими типами лазеров: малую расходимость оптического пучка, высокий порог оптической деградации и возможность управления спектром излучения за счет встроенной дифракционной решетки.

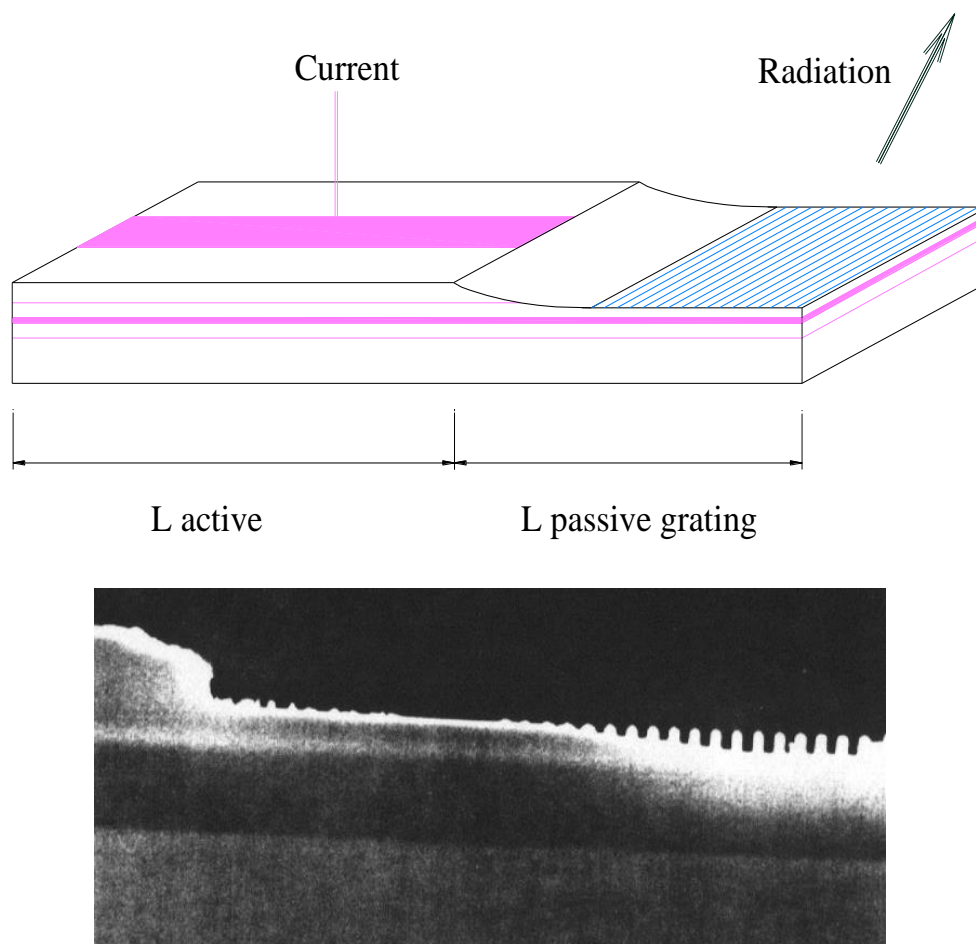


Рис.2.24 Схематическое изображение ЛДВ (сверху) и SEM- изображение переходной области от контактного полоска к ДР [51].

Как известно, расходимость излучения полупроводниковых лазеров с выводом через торец составляет величину близкую к $\lambda/a \sim 40$ градусов в одной плоскости ($a \sim 0.7$ мкм-толщина волновода) и 20 градусов в другой (обусловлено генерацией в каналах). Уменьшить расходимость в плоскости параллельной волноводу возможно используя конструкции ведущий-ведомый лазер или расширяющегося волновода. В плоскости перпендикулярной волноводу уменьшить расходимость затруднительно, а на практике часто невозможно, поскольку это приведет к необходимости увеличивать толщину волновода (λ/a - дифракционный

предел), что приведет к генерации мод высокого порядка, увеличению порогового тока - вследствие уменьшения коэффициента оптического ограничения, ухудшению теплового режима. Таким образом, излучение лазеров с торцевым выводом характеризуются сильной эллиптичностью, что препятствует собиранию света, и фокусировке в пятно малого (обусловленного дифракционным пределом гауссова пучка) размера. У лазеров с поверхностным выводом (VCSEL) эллиптичность отсутствует, расходимость около 12 градусов, однако низкая мощность (единицы милливатт) и эффективность (20 %). В ЛДВ угловая апертура в одной плоскости определяется длиной выводящей части дифракционной решетки, которая может изменяться в пределах 100-1000 $\mu\text{м}$, что соответствует углу 0.6-0.06 градусов. При этом величина угла $\Delta\lambda/a$ обусловленного конечностью ширины спектра $\Delta\lambda$, где a - период решетки, должна быть меньше дифракционного предела λ/L , L -длина эффективная длина вывода, т. е. должно выполняться условие $\Delta\lambda < \lambda a/L$. В другой плоскости угловая апертура определяется шириной области генерации, которая может варьироваться в пределах 10-300 $\mu\text{м}$, то есть ширина угла составит $\approx 5-0.2$ градуса (при однородном поле излучения). Таким образом, подбирая одинаковые длину и ширину области излучения можно получить пучок по форме близкий к круговому и имеющий расходимость несколько десятых градуса. Это на два порядка меньше чем в Фабри-Перо лазерах и излучением с такой малой расходимостью легко управлять: собирать, фокусировать и направлять.

2.4.1 Коэффициент отражения: оценка по изменению эффективного показателя преломления и по соотношению мощности.

Переход от области усиления к выводящей дифракционной решетке сопровождается изменением параметров волновода (Рис.2.24), и соответственно, эффективного показателя преломления N_{eff} . Изменение N_{eff} при переходе от невозмущенного волновода к выводящей решетке может является одним из механизмов отражения. На Рис.2.25 показано экспериментально измеренное поведение модового показателя преломления для двух решеток с периодом 310 и 300 нм, высота зуба составляла 220 нм, скважность 0.55-0.6. Видно, что особенно значительно N_{eff} меняется, когда дно решетки затрагивает волновод (красная кривая). Если дно решетки выше волновода, то изменение N_{eff} составляет 0.005-0.01 что удовлетворительно согласуется с расчетом, представленным на Рис.2.23.

Различие в абсолютных величинах (3.25-эксперимент, 3.31-расчет), по-видимому, объясняется недостаточно точной информацией о профиле показателя преломления. В случае резкой границы перехода от одного волновода к другому коэффициент отражения будет иметь вид, аналогичный Френелевскому отражению:

$$R = \left(\frac{N_{eff1} - N_{eff2}}{N_{eff1} + N_{eff2}} \right)^2 \approx 10^{-6}$$

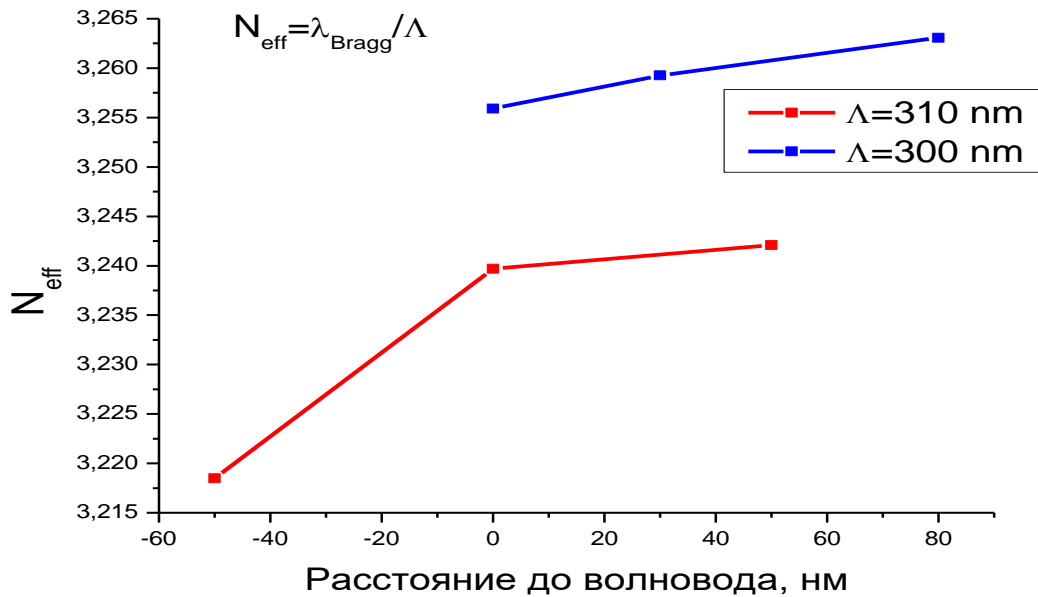


Рис.2.25 Экспериментально измеренное изменение N_{eff} при различных расстояниях от дна решетки до волновода.

Однако в случае плавного перехода протяженностью порядка 10 длин волн в материале, представленного на Рис.2.24, отражение будет на несколько порядков меньше. Остается отражение от противоположного конца решетки, однако им можно пренебречь, если взять ее достаточно длинной.

Другим источником отражения является «хвост» брэгговского отражения от РБЗ. При изготовлении ЛДВ необходимо иметь эффективный дифракционный вывод для увеличения КПД лазера и снижения отражения. Эффект уменьшения брэгговского отражения обусловлен тем, что с точки зрения модели связанных мод излучаемые волны эквивалентны потерям в волноводе, которые и уменьшают максимум отражения (Рис.2.21 и Рис.2.22). Однако нужно, чтобы с ростом высоты зуба эффективность вывода увеличивалась быстрее коэффициента связи, который обратно пропорционален длине формирования отраженной волны. Исходя из этого

при практической реализации (Рис.2.26) высота решетки была выбрана ≈ 230 нм, что соответствует достаточно сильной дифракции около 100 см^{-1} (Рис.2.19), лежащей 50 нм над волноводом, что уменьшало коэффициент связи до величины 30 см^{-1} (Рис.2.23). При этих параметрах коэффициент распределенного отражения можно оценить величиной 10^{-7} (для черной кривой при длине волны 965 нм на Рис.2.22), хотя при использовании решетки со скважностью 0.5 эта величина будет еще меньше, так как при этом коэффициент достигает минимального значения.

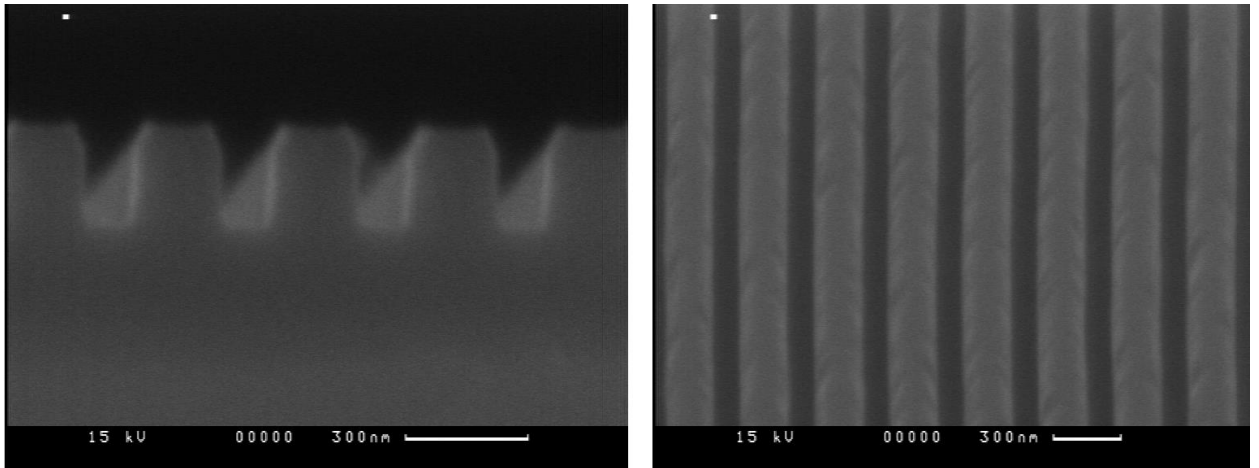


Рис.2.26 Профиль выводящей дифракционной решетки, $\Lambda=330\text{нм}$.

На практике измерить отражение такой малой величины затруднительно, поскольку почти всегда присутствует рассеянное или отраженное от других поверхностей лазерного кристалла излучение, и такая задача – измерение малой величины на фоне большой – является одной из самых сложных измерительных задач. Поэтому довольно часто величину отражения от торцов лазера получают из отношения мощностей излучения между противоположными зеркалами (формула 2). Согласно этой формуле, выше порога отношение мощностей постоянно. Однако в эксперименте было обнаружено, что в ЛДВ с нерезонансной решеткой эта величина растет с выходной мощностью (голубая кривая на Рис.2.27). При выходной мощности 0.4 Вт отношение $\frac{P_2}{P_1} \approx 10$, а при 4 Вт возрастает до ≈ 50 .

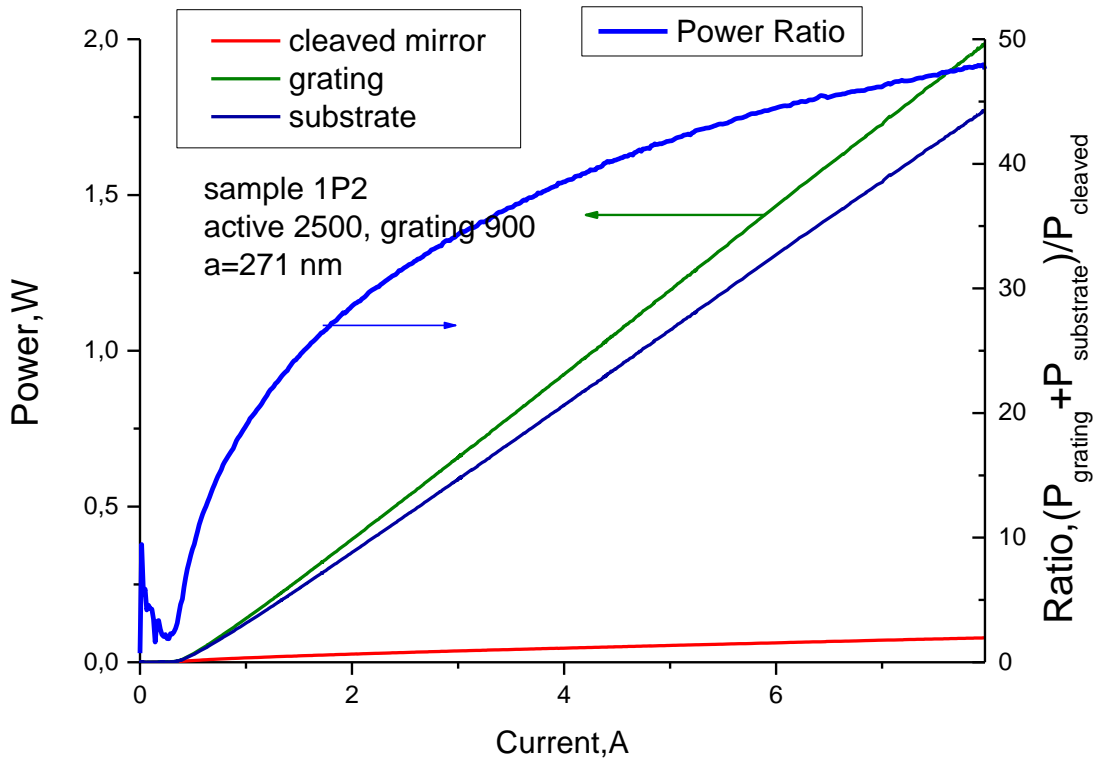


Рис.2.27 ВТАХ ЛДВ и отношение мощностей между зеркалами.

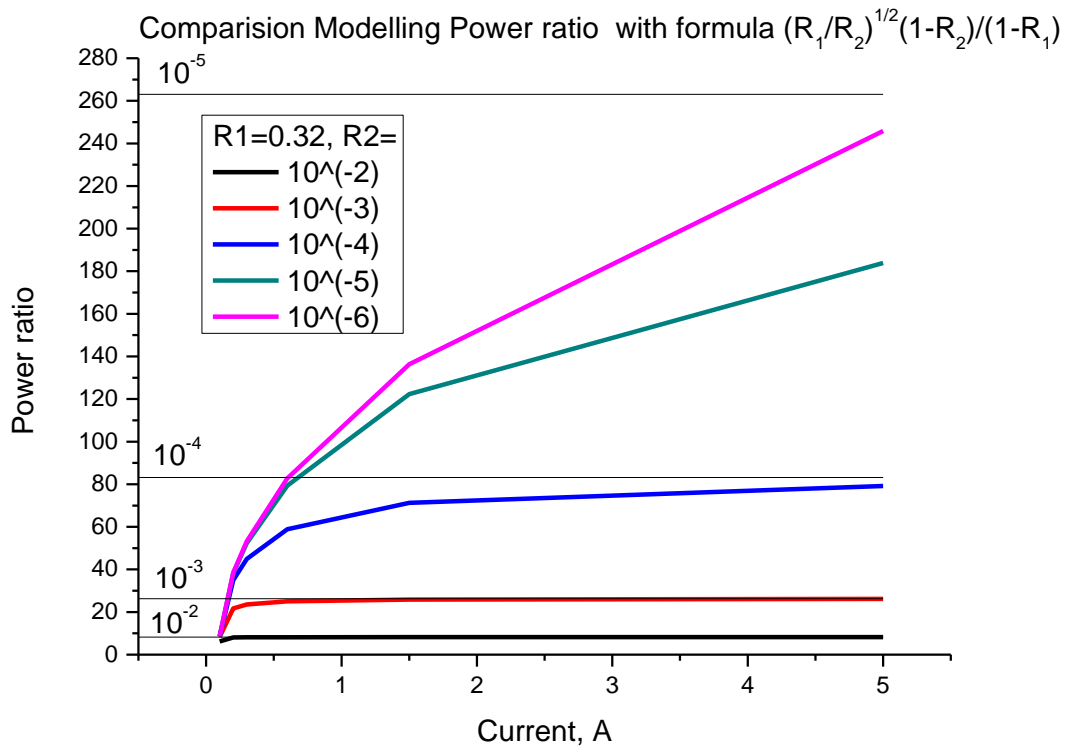


Рис.2.28 Сравнение рассчитанного отношения мощностей с аналитической формулой

Подставив типичное для GaAs значение $R_1 \approx 0.32$, перепишем формулу 2 в виде $R_2 \approx \frac{0.69}{(P_2/P_1)^2}$, что даст при $(P_2/P_1)=50$ отражение $R_2=2.8 \cdot 10^{-4}$. В тоже время ясно, что это является завышенным значением, поскольку: 1) в измеренную выходную мощность попадает только дифрагированное излучение, а эффективность дифракции не может быть 100%, 2) не учитывает потери на свободных носителях в подложке, 3) не учитывает отражение от границ подложки, 4) формула 2 дает завышенное значение в лазерах с малым коэффициентом отражения. Факт постепенного увеличения отношения мощностей при малом отражении одного из зеркал объясняется тем, что в этом случае не достигается пороговое условие компенсации потерь усилением. Тем не менее, и в этом случае излучаемая оптическая мощность сравнима по величине с мощностью, излучаемой лазерами, у которых отражение зеркал превышает 10^{-3} , наподобие случая мощных суперлюминесцентных диодов с одним зеркалом. Сравнивая результаты моделирования и измерения видно, что хорошее совпадение по виду графиков дают кривая, соответствующая $R_2=10^{-5}$ на Рис.2.28 и голубая кривая, соответствующая экспериментальному отношению мощностей на Рис.2.27. Поэтому можно сделать вывод, что отражение от нерезонансной дифракционной решетки изготовленных ЛДВ составляет $\approx 10^{-5}$.

2.4.2 Режим длинных импульсов и непрерывное излучение.

Полупроводниковые лазеры, излучающие в непрерывном режиме, должны иметь коэффициент отражения одного зеркала существенно меньше, чем у другого для вывода излучения преимущественно в одну сторону, а также для того, чтобы излучательные потери были много больше внутррезонаторных. В то же время слишком малый коэффициент отражения нежелателен, поскольку при малом отражении необходимо большее усиление и соответственно большая концентрация носителей. Это приводит к увеличению порогового тока и уменьшению внутренней квантовой эффективности, что, в конечном счете, сводит на нет увеличение внешней квантовой эффективности за счет повышения потерь на излучения. Поэтому оптимальная длина выводящей части для наших лазеров была 300-400 μm . Это с одной стороны обеспечивало вывод более 95% света, при эффективной длине вывода (по уровню e^{-1}) 100 cm^{-1} , а с другой стороны давало отражение на уровне 0.1% за счет отражения от сколотого края решетки, что вполне достаточно чтобы

получить генерацию при длине активной части более $800 \mu\text{m}$ и выводить фактически все излучение через решетку [51]. Недостатком дифракционного вывода является то что всегда присутствует два луча, то есть часть света идет в подложку, поэтому при изготовлении лазеров проводилась двухсторонняя литография и p-контакт под выводящей областью имел окно, через которое собиралось излучение прошедшее через GaAs-подложку, которая прозрачна для длины волны $0.97 \mu\text{m}$.

Развернуть второй луч можно, если расположить брэгговское зеркало под волноводом или используя решетку с блеском. В наших экспериментах мы применяли решетки второго и первого порядка с шагом 330 и 271 nm соответственно. Эффективность лазеров в обоих случаях отличалась не более чем на 10% , что объясняется тем, что решетка является слабым возмущением для направляемой моды и близостью ширины зуба к половине периода (Рис.2.26), а в этом случае эффективность дифракции второго порядка минимальна. С точки зрения монтажа и работы во внешнем резонаторе лучшими свойствами обладают лазеры с решеткой второго порядка, поэтому в непрерывном режиме они работают в большем диапазоне токов. Дифракционная решетка изготавливалась методом интерференционной голографии, который позволяет быстро получить качественные образцы большой площади. Ширина полоска была $100 \mu\text{m}$ для того, чтобы можно было отводить значительную тепловую мощность в непрерывном режиме.

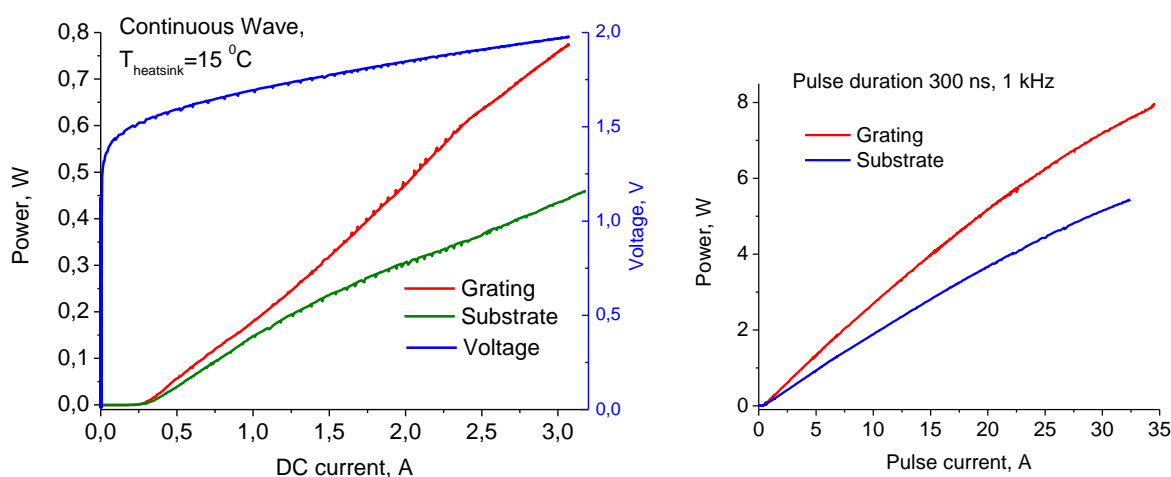


Рис.2.29 ВТАХ ЛДВ в непрерывном и импульсном режиме [51].

Лазеры напаялись на медный теплоотвод p-контактом вниз так, что выводящая часть находилась в воздухе. Дифференциальная квантовая эффективность в непрерывном режиме составляла 38% , суммарная выходная

мощность (через решетку и подложку) при токе 3 А была 1.2 W, последовательное сопротивление лазеров 0.15 Ohm, пороговая плотность тока 155 A/cm² (Рис.2.29) При этом не учитывалась мощность выходящая через сколотое зеркало, так как его коэффициент отражения 30% существенно больше отражения от нерезонансной решетки. В импульсном режиме (Рис.2.29) выходная мощность при токе 34 А составила 13.5 А, дифференциальная эффективность при токе ниже 10 А 43%, что в 1.37 раза хуже чем у ФП лазера такой же длины. Уменьшение эффективности при токах выше 20 А обусловлен импульсным тепловым нагревом существенном при длительностях импульсов тока 300 ns. Угол вывода α , определяемый по формуле

$$n * \sin(\alpha) = N_{eff} - \frac{\lambda}{\Lambda}$$

при рассчитанном $N_{eff}=3.26$, $\Lambda=330$ nm, $\lambda=970$ nm равен 18.7 градусам, что удовлетворительно согласуется с измеренным значением 18.3. FWHM (ширина на полувысоте) пика дальнего поля в плоскости перпендикулярной штрихам решетки равнялась 1.3 градусам и определялась шириной спектра генерации.

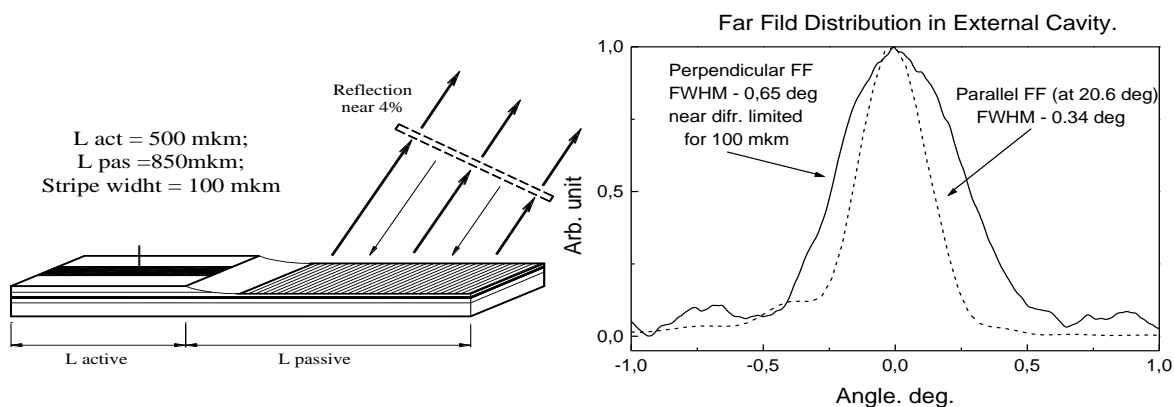


Рис.2.30 Схема ЛДВ во внешнем резонаторе с 4% зеркалом и распределение дальнего поля .

При работе лазера во внешнем резонаторе расходимость составляла 0.3x0.65 градуса, однако мощность, направленная в подложку при этом расходовалась на обратную связь. Были реализованы несколько вариантов внешнего резонатора: с плоским почти прозрачным зеркалом (Рис.2.30), с призмой с углом около 18 градусов, а также с внешней дифракционной решеткой. Во всех случаях обеспечивалось отражение обратного луча для реализации обратной связи. Если отражающая плоскость располагалась под углом вывода собственной моды лазера,

то в результате совпадений резонансов ФП внешнего резонатора и лазерной подложки, а также спектральной селекции выводящей дифракционной решетки обеспечивалась узкая линия генерации. Измеренная ширина линии была 0.012 нм и ограничивалась разрешением монохроматора. Варианты внешнего резонатора с малогабаритным клином (3x5 мм) и внешней дифракционной решеткой, нанесенной на небольшую (4x4мм) пластинку GaAs имели компактные размеры, и были монолитными, поскольку отражающие элементы приклеивались к теплоотводу, так что размер всей конструкции составлял 17x5x5 мм.

2.4.3 Перестраиваемый ЛДВ.

Полупроводниковые лазеры, длина волны которых может контролироваться перестраиваться в широком диапазоне находят широкое применение в системах со спектральным уплотнением [62], бесконтактного (неинвазивного) контроля тока и окисления (oxygenation) крови [63], устройствах генерации терагерцового излучения с непрерывной перестройкой [64]. Механизм изменения длины волны может основываться на изменении показателя преломления РБЗ- секции токовой инжекцией [65], Вернье–совпадении отдельных линий двух РБЗ- секций с различной выборкой при токовой подстройке фазовой секции 4-х контактного лазера [62], изменении резонанса кольцевого микрорезонатора при его нагреве [66], а также классическая схема Литтроу (Littrow) внешнего резонатора с отражательной решеткой [67]. Именно последний вариант обеспечивает наибольший диапазон перестройки.

ЛДВ включает в себя монолитно-интегрированную решетку, которая обеспечивает вывод различных волн под разными углами. Обеспечив в схеме внешнего резонатора на Рис.2.30 поворот зеркала, удалось получить перестройку в диапазоне 120 нм [45] за счет поворота зеркала на 18 градусов (Рис.2.31). В отличие от схемы внешнего резонатора на Рис.2.30, коэффициент отражения зеркала был 90%, для того чтобы увеличить добротность резонатора. В оптимальном для структуры диапазоне 950-990 нм пороговая плотность тока не превышала 0.5 кА/см², в то время как на «хвостах» менее 900 и более 1015 нм эта величина могла превышать 8 кА/см². В конфокальной схеме резонатора с собирающей линзой пороговый ток снижаться в 2 раза, однако при этом схема теряла компактность и несколько ухудшалась спектральная селективность.

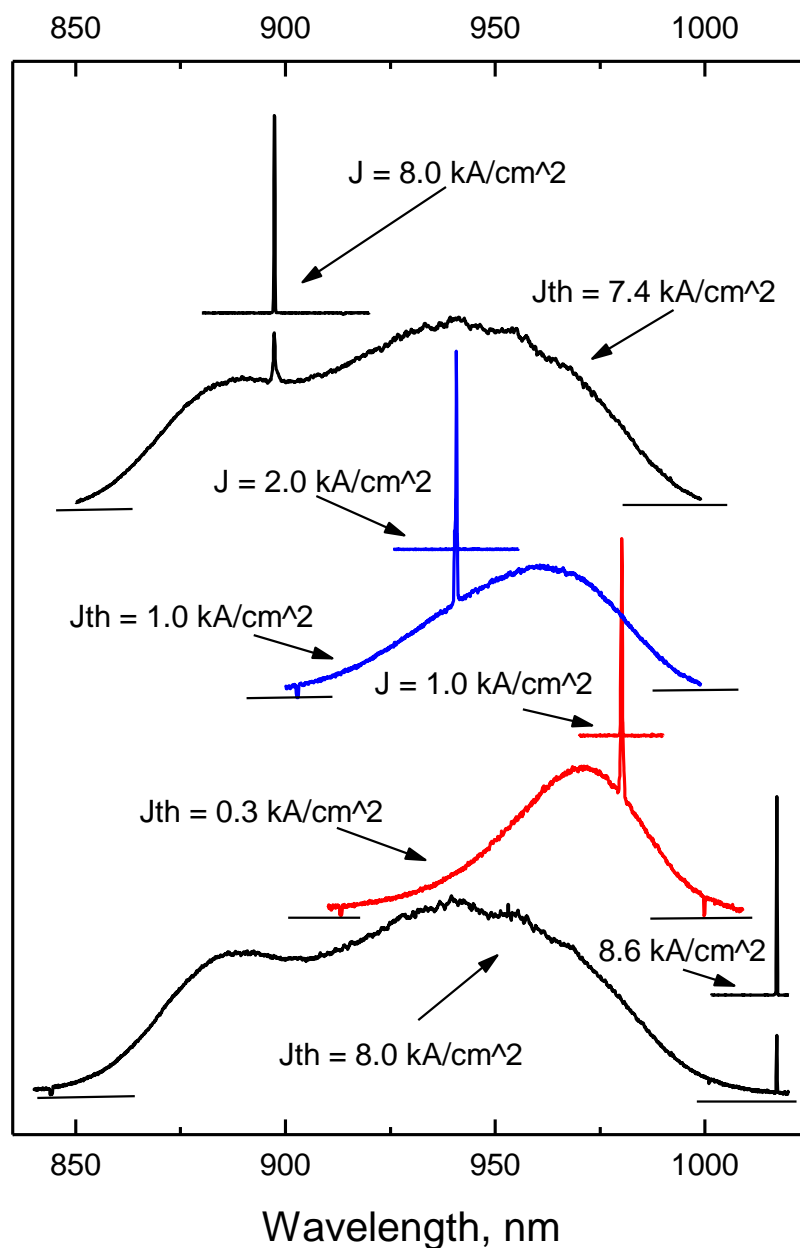


Рис.2.31 Спектр ЛДВ во внешнем резонаторе с диапазоном перестройки 897-1017 нм[45].

Значительный пороговый ток в диапазоне, отличающимся от оптимального, приводил к наличию заметной доли спонтанной широкополосной составляющей в излучении лазера. Из Рис.2.31 видно, что ширина спектра излучения при токе $\approx 7 \text{ кА/см}^2$ составляет 880-1000 нм. Коротковолновая граница перестройки 897 нм

связана тем, что лазерная структура включает слои GaAs, которые поглощают излучение с длиной волны короче 900 нм. Также высокий ток вынуждает использовать импульсную накачку с целью избежать нагрева.

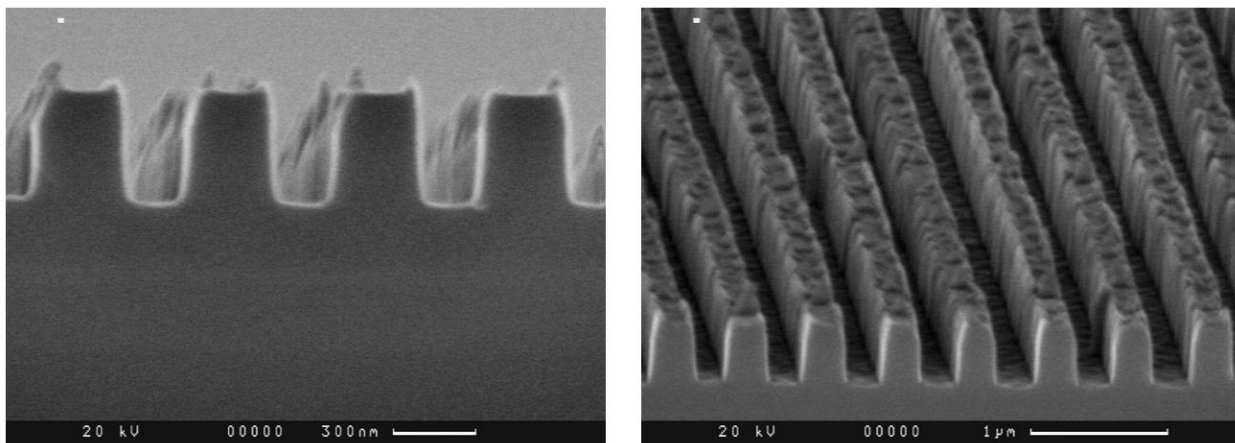


Рис.2.32 Дифракционная решетка в InP на поверхности лазеров спектрального диапазона 1,55 мкм, $\Lambda=533$ нм.

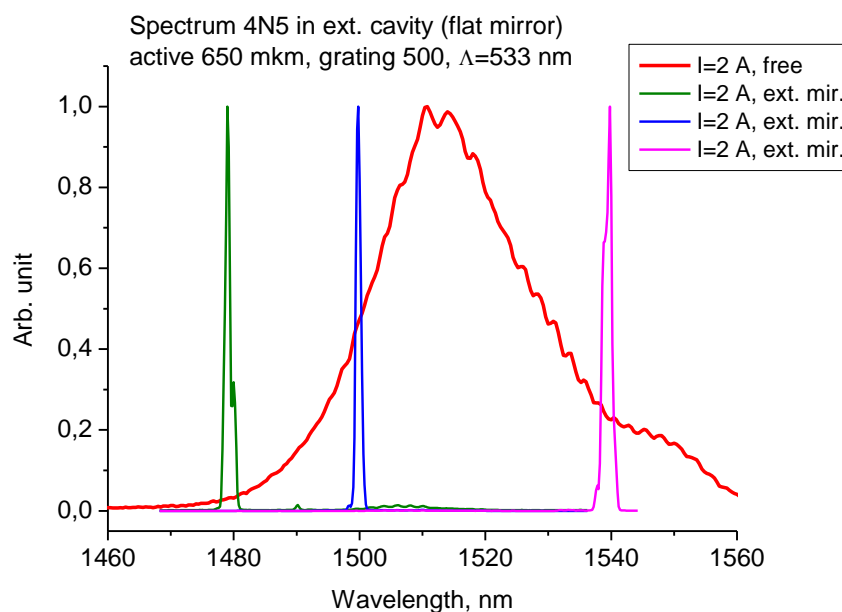


Рис.2.33 ЛДВ на InGaAsP КЯ с перестройкой в диапазоне 1479-1540 нм

Также были изготовлены ЛДВ из InGaAsP структуры с 2 КЯ с нерезонансной ДР второго порядка с периодом 533 нм (Рис.2.32). Максимум спектра излучения этих лазеров находился в диапазоне 1510-1530 нм, ширина контактного полоска 100мкм, контактное сопротивление несколько лучше, т.е. меньше, чем у GaAs лазеров. В схеме внешнего резонатора с Au-плоским поворачивающимся зеркалом (Рис.2.30) диапазон перестройки составил 61 нм (Рис.2.33).

2.4.4 Пикосекундный перестраиваемый лазер.

Источники пикосекундных оптических импульсов с перестраиваемой длиной волны излучения применяются в ВОЛС [68], устройствах для генерации второй гармоники [69], в качестве задающих лазеров для широкополосных усилителей [48]. При этом могут использоваться схемы Литтроу со внешней дифракционной решеткой [68], лазеры с монолитно-интегрированной внутррезонаторной РБЗ-секцией [69], а также комбинация интегрированная решетка и внешнее зеркало [48][47].

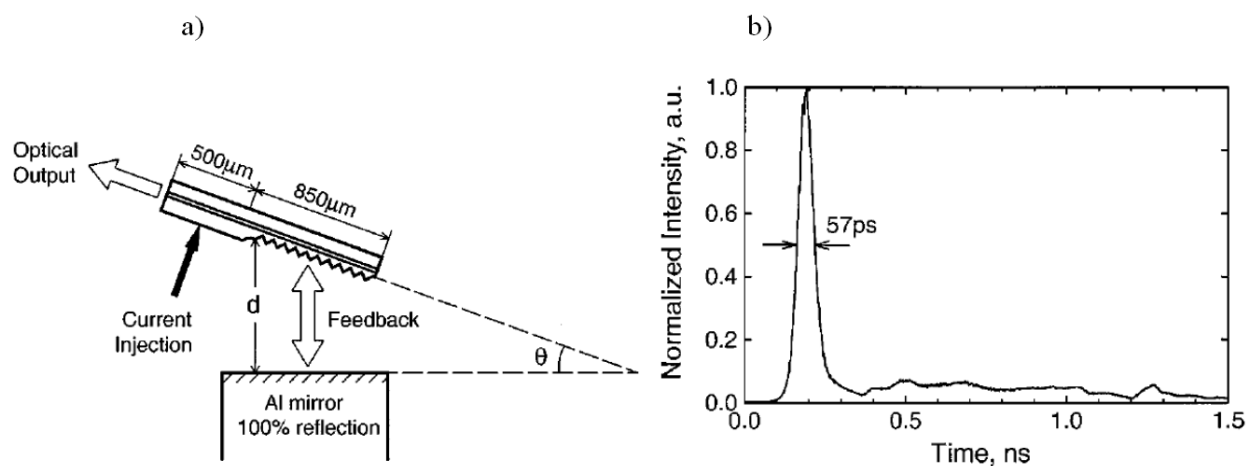


Рис.2.34 Генерация пикосекундных импульсов ЛДВ во внешнем резонаторе с перестройкой в диапазоне 902-1002 нм [47].

Схемы с внешним резонатором обладают существенно большим диапазоном перестройки – до 120 нм в диапазоне 1.5 мкм [68] и 100 нм в диапазоне 0.98 мкм [47], при этом схема с ЛДВ (Рис.2.34) обладает наибольшей компактностью, поскольку монолитно-интегрированная решетка и небольшая расходимость излучения позволяют исключить внешнюю решетку и коллимирующую линзу. В представленной в [47] схеме внешнее зеркало имело размер 1x1мм, а расстояние d от лазерного чипа до зеркала не превышало 1 мм.

Оптическая схема (Рис.2.34 а) включала поворотную подвижку, которая позволяла изменять угол θ между зеркалом и решеткой, за счет чего реализовывалась спектральная перестройка. При изменении угла от 15.9° до 35° длина волны изменялась на 100 нм. Оптимальный диапазон работы лазера с точки зрения длительности импульсов находился в диапазон 920-990 нм, где длительность не превышала 100 пс (Рис.2.35 б).

Накачка лазера осуществлялась импульсами тока с длительностью переднего и заднего фронтов 150 и 650 пс, соответственно. Максимальная амплитуда накачки составляла 5 А. Постоянное смещение не прикладывалось, поэтому энергию импульсов можно было измерять фотодетектором в режиме измерения средней мощности.

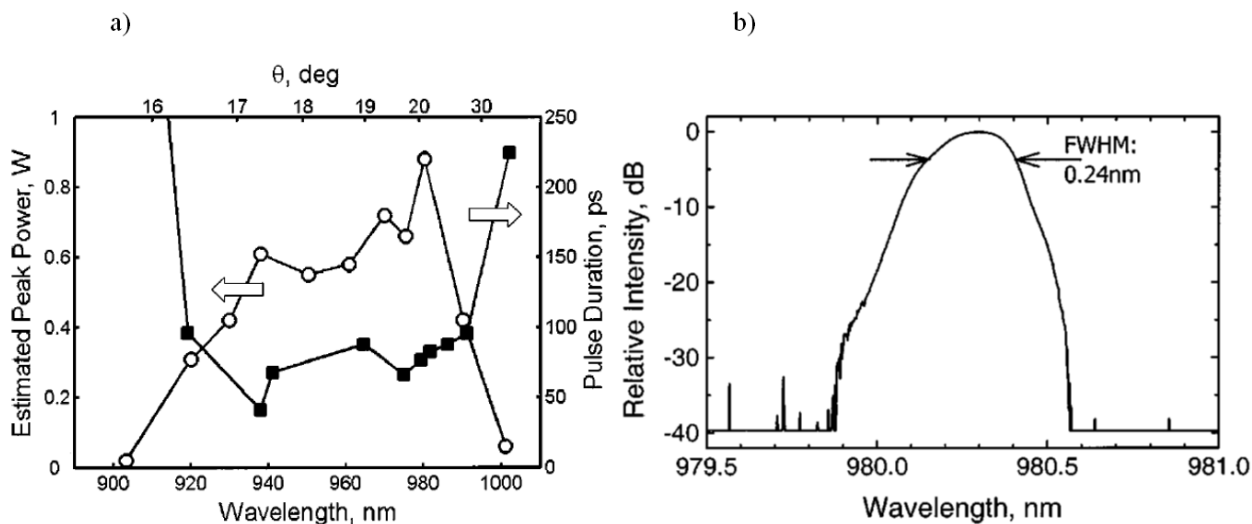


Рис.2.35 а) Зависимость длительности импульсов от длины волны и б) спектр излучения в диапазоне 980 нм при длительности 57 пс.

Ширина спектра в процессе перестройки изменялась периодически с периодом 1.18 нм, минимумы величиной ≈ 0.2 нм (Рис.2.35 б) сменялись максимумами величиной ≈ 1.2 нм. Эта периодичность связана с отражением от подложки толщиной около 120 мкм, которая выполняет роль эталона ФП с низкой добротностью.

Минимальная длительность импульсов 41 пс достигалась при длине волны 938 нм, что может быть связано с тем, что в этом случае достаточно велико поглощение в КЯ, и та часть КЯ, которая находится под выводящей решеткой, выступает в качестве насыщающегося поглотителя. Поэтому на этой длине волны реализуется режим модуляции добротности с медленным поглотителем.

2.4.5 Режим генерации двух длин волн ЛДВ во внешнем резонаторе.

Наличие интегрированной в лазерный чип дифракционной решетки, которая пространственно разделяет излучение с различающимися спектром, а также широкий диапазон усиления одиночной структуры с КЯ позволяют получить лазерную генерацию с двумя группами длин [70] (Рис.2.36).

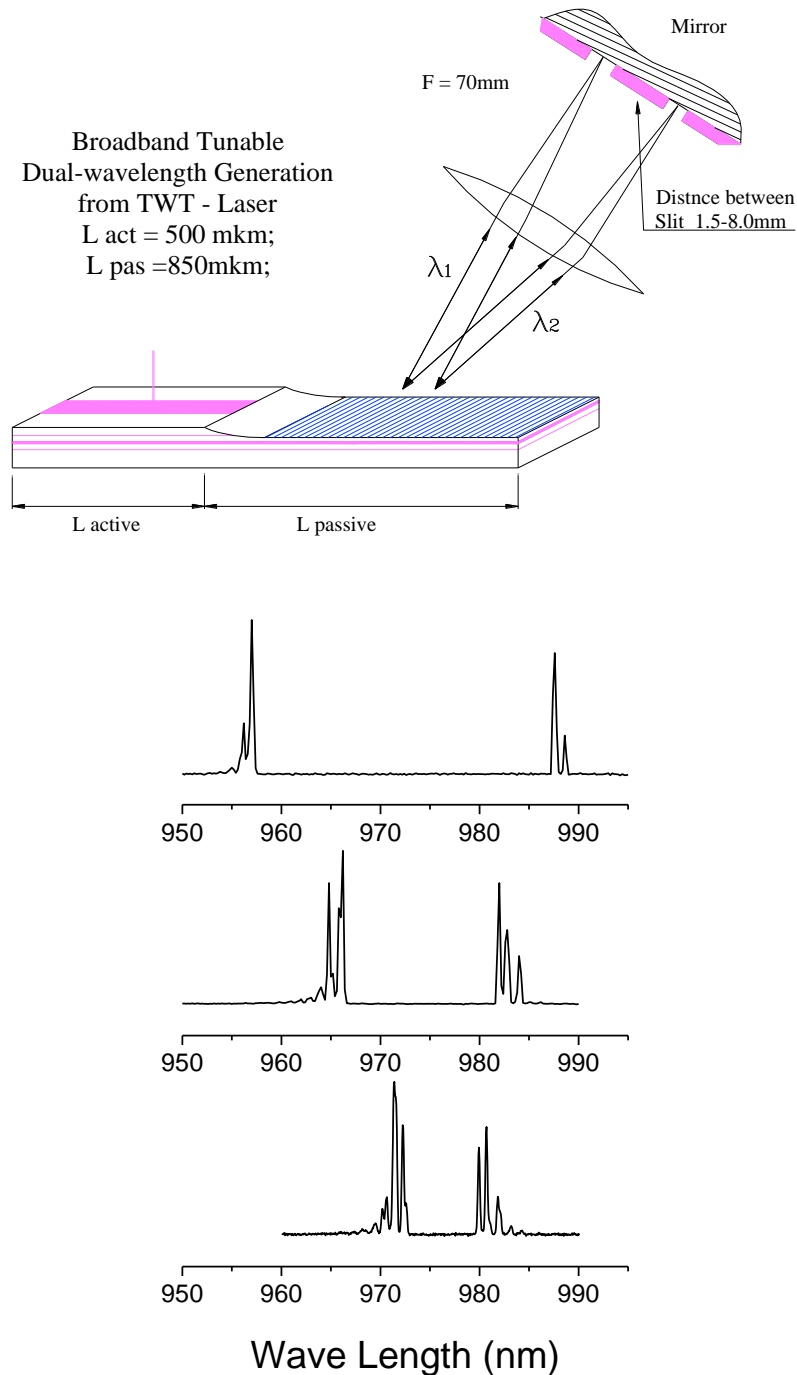


Рис.2.36 Схема внешнего резонатора для генерации двух-длинноволнового излучения и спектры излучения для 3-х расстояний между щелями [70].

На Рис.2.36 схематично показан один из возможных способов достижения генерации двух длин волн в ЛДВ - с помощью линзы и экранированного плоского зеркала. Линза удалена от зеркала на фокусное расстояние, что нужно для достижения наилучшего спектрального разрешения на щелях экрана, которые выделяют возвращаемую часть спектра. При этом одновременно обеспечивается строго обратное направление лучей, необходимое для максимально эффективной обратной связи. Условие расположения лазера на фокусном расстоянии от линзы вытекает из требования совпадения размеров изображения с размерами излучающей области. Расстоянием между щелями регулируется спектральный интервал между двумя генерируемыми длинами волн (частота биений). Параллельным смещением экрана достигается эквивалентная интенсивность линий. На Рис.2.36 показан пример спектров излучения при различных расстояниях между широкими щелями. В этом случае в спектре наблюдаются две группы линий, расстояние между которыми составляет около $7 \div 30$ нм. Группы в свою очередь состоят из набора линий, которые связаны с дифракцией в сторону подложки, образующей дополнительный резонатор.

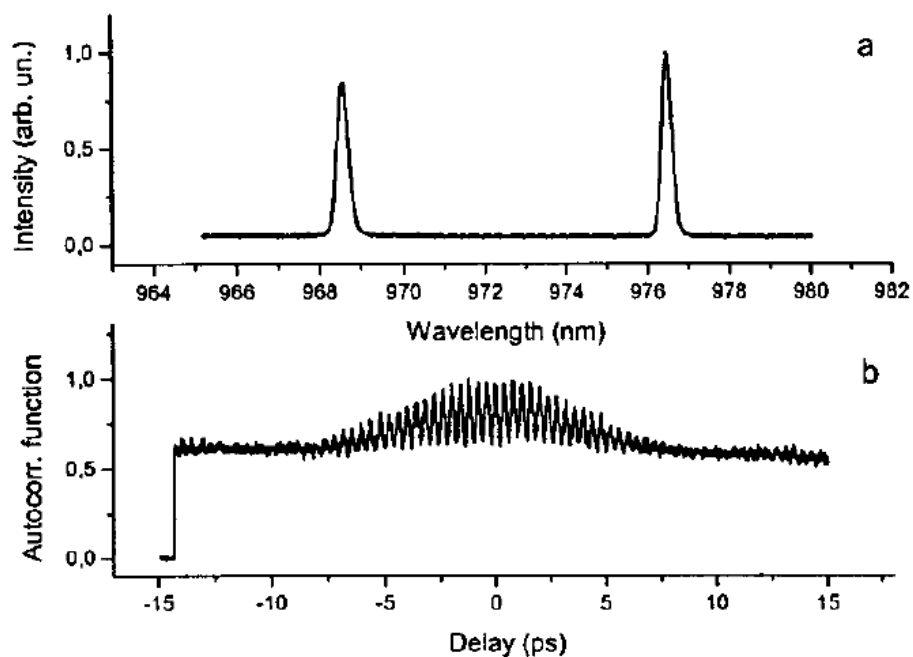


Рис.2.37 а) Спектр генерации ЛДВ с двумя длинами волн в схеме с узкими щелями и б) автокорреляционная функция 2-го порядка [70].

Делая щели экрана более узкими и тем самым, улучшая спектральное разрешение системы, можно выделить только две линии (Рис.2.37 а). Частота биений 2.5 ТГц автокорреляционной функции (Рис.2.37 б) соответствует спектральному

интервалу между линиями. Таким образом, в работе [70] продемонстрирована возможность перестраиваемой двух–длинноволновой генерации лазера с дифракционным выводом излучения с разницей частот в пределах от 300 ГГц до 10 ТГц.

2.4.6 Просветление пассивной секции лазерным излучением.

Область выводящей ДР является пассивной в том смысле, что к ней не подводится токовая накачка. Однако лазерное излучение, величина которого выше некоторого порогового и распространяющееся вдоль волновода, поглощается КЯ и обеспечивает генерацию неравновесных носителей. В то же время, лазерное излучение не может служить источником оптической накачки, поскольку оно же и снимает инверсную заселенность, и поддерживает одинаковую степень заселенности, равную половине, как в зоне проводимости, так и в валентной зоне.

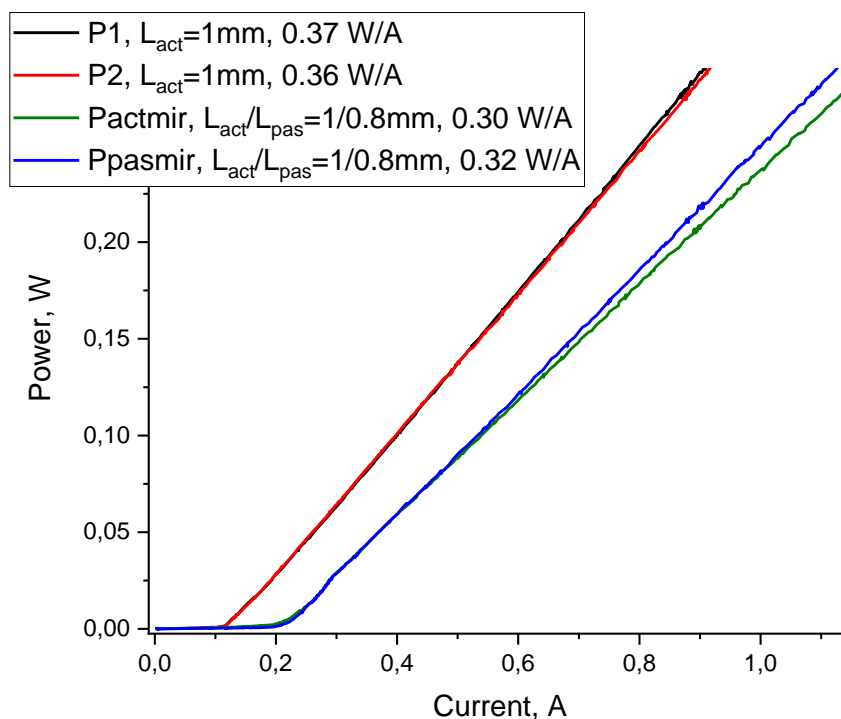


Рис. 2.38 ВтАХ односекционного лазера длиной 1 мм (черная и красная кривая – 1 и 2 зеркала) и лазера с накачиваемой секцией длиной 1 мм и секцией без токовой накачки 0.8 мм (зеленая кривая --1 и 2 зеркала).

В отсутствие межзонного поглощения в КЯ основным источником потерь становятся свободные носители. Для проверки этого результата, очевидного с качественной точки зрения, были изготовлены образцы с длинной пассивной

секцией, к которой не подводилась токовая накачка. Выполнено это было за счет того, что металлический контакт не наносился на часть лазерного полоска. Длина такой пассивной секции составляла 0.8мм, что существенно больше длины вывода ДР. На рис. с ВТАХ (Рис.2.38) дано сравнение эффективности односекционного лазера с единственной активной накачиваемой секцией 1мм – у него эффективность 0.365 Вт/А на зеркало, и лазера с двумя секциями – активной и пассивной- длиной 1и 0.8 мм соответственно, общая длина 1.8 мм – у него эффективность 0.31 Вт/А. В пересчете на квантовый выход на оба зеркала и с учетом длины волны 0.98 мкм эффективности составляют 58 и 49 %, соответственно. С учетом погрешностей эксперимента такой дифференциальной эффективностью обладают односекционные лазеры длиной 1 и 1.8мм из данной структуры (Рис.2.3). Отсюда следует, что в пассивной секции выше порога лазерной генерации есть только потери на свободных носителях (из-за проникновения оптического поля в эмиттеры), потери в КЯ связаны только с просветлением (и со свободными носителями тоже, но т.к. КЯ тонкая, так что этим можно пренебречь).

Таким образом, в двухсекционном лазере в секции без электрического смещения, в том числе и области под ДР, отсутствуют потери лазерного излучения, за исключением постоянной составляющей оптической мощности, расходуемой на поддержание концентрации прозрачности.

Глава 3. Генерация пикосекундных импульсов лазерами с неоднородной накачкой

3.1 Введение

Режимы МД и СМ являются самыми простыми способами получения сверхкоротких оптических импульсов в полупроводниковых лазерах. Простота этих методов заключается в том, что при приложении постоянного электрического смещения лазер излучает последовательность коротких импульсов. В режиме МД частотой следования можно управлять током накачки, в том числе получать единичный пикосекундный импульс при приложении наносекундного электрического импульса, т.е. длительность накачки и лазерного излучения может отличаться на 2 порядка. Механизм СМ и МД имеет простое качественное объяснение: в лазере с секцией насыщающегося поглотителя (НП) большая мощность излучается в импульсном режиме, чем в непрерывном, поскольку при длительности импульса меньшем, чем время восстановления НП, часть оптического излучения не поглощается. Таким образом, в лазере с НП реализуется режим с меньшими потерями и, соответственно, большим КПД.

Секция НП может быть реализована в резонаторе полупроводникового лазера за счет неоднородной накачки, когда в части активной среды не выполняется условие инверсной заселенности. Это может быть выполнено, если сделать разрыв в полосковом контакте или провести имплантацию части лазера. Описать лазер с НП можно усредненными скоростными уравнениями, в которых концентрации носителей в усиливающей n_G секции и НП n_A имеют разное значение и время жизни [71][72]:

$$\frac{\partial n_G}{\partial t} = \frac{J_G}{e \cdot d} - \frac{n_G}{\tau_G} - v_g \cdot g(n_G) \cdot P, \quad J_G = \frac{I}{w \cdot (L - L_a)}, \quad \frac{n_G}{\tau_G} = \frac{n_G}{\tau_{S0}} + Bn_G^2 + Cn_G^3$$

$$\frac{\partial n_A}{\partial t} = -\frac{n_G}{\tau_A} - v_g \cdot g(n_A) \cdot P, \quad \frac{n_A}{\tau_A} = \frac{n_A}{\tau_{esc}} + \frac{n_G}{\tau_{S0}} + Bn_A^2 + Cn_A^3, \quad g(n) = \frac{G_0 \tilde{g}(n/n_t)}{1 + \varepsilon P}$$

$$\frac{\partial P}{\partial t} = -\frac{P}{\tau_p} + v_g \Gamma \left[\left(1 - \frac{L_a}{L}\right) g(n_G) + \frac{L_a}{L} g(n_A) \right] P + \Gamma \left(1 - \frac{L_a}{L}\right) \beta B n_G^2,$$

$$\tau_p = \frac{1}{v_g (\alpha_{rad} + \alpha_{int})}$$

$$\alpha_{rad} = \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_1 \cdot R_2} \right), \quad \tilde{g} \left(\frac{n}{n_t} \right) = \ln \left(\frac{n}{n_t} \right), \quad P_{out} = \hbar \omega \frac{d}{\Gamma} w v_g \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) P$$

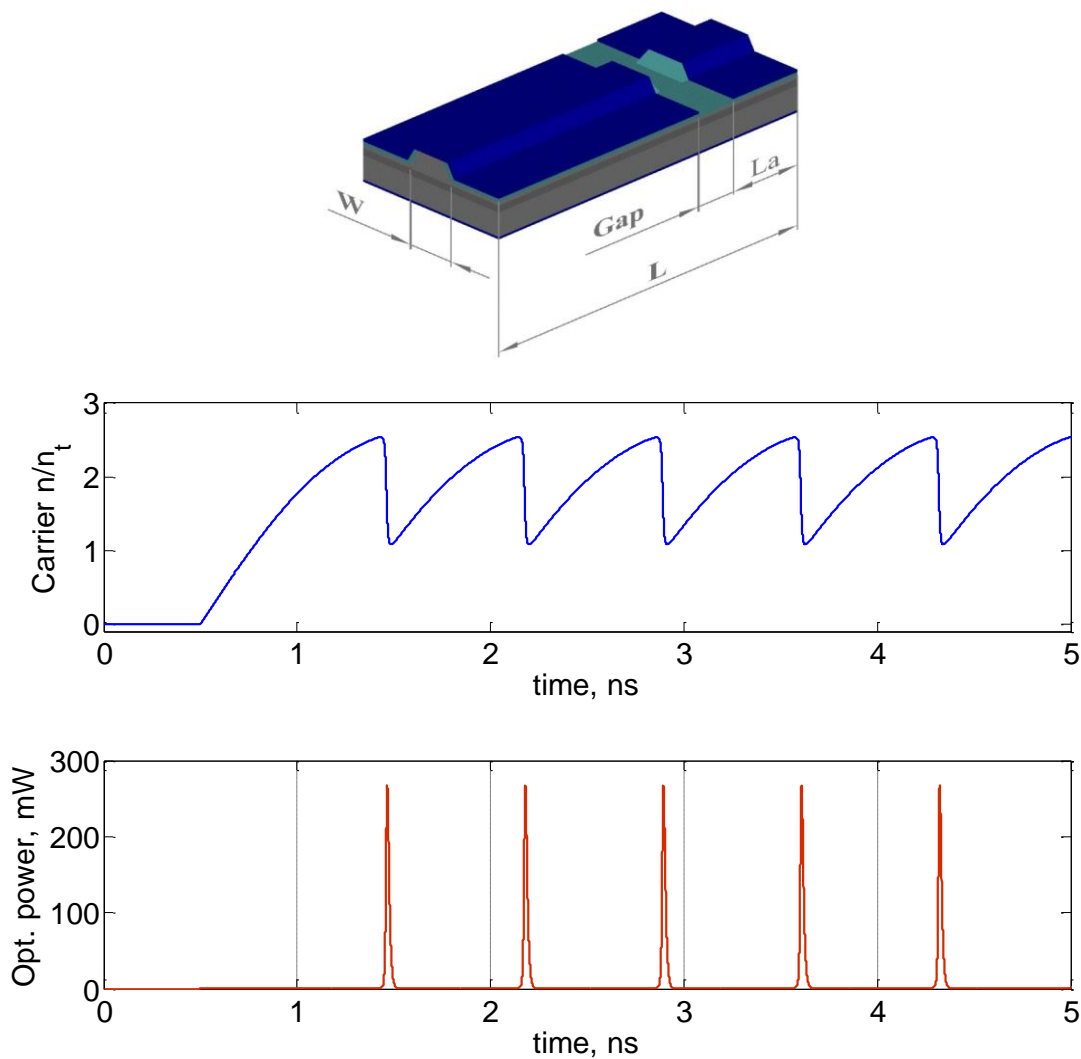


Рис.3.1 Решение уравнений для двухсекционного лазера длиной $L=1\text{мм}$, секцией НП $L_a=0.2\text{мм}$ со временем выноса $\tau_{\text{esc}}=80\text{пс}$.

Эти уравнения для усредненных по пространственным координатам концентрациям носителей n_G , n_A и фотонов P имеют некоторые недостатки, а именно:

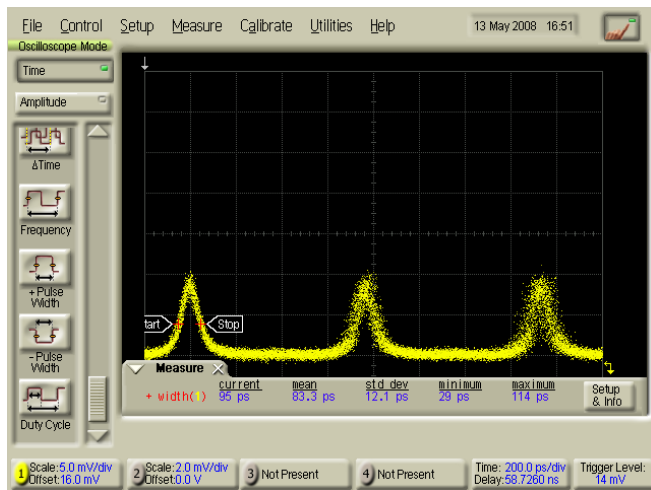
- 1) дают не очень корректные результаты, когда $gL > \sim 2$, т.е. довольно часто для МД,
- 2) не учитывают пространственное растекание носителей поперек полоска из-за диффузии и вдоль полоска из-за конечного контактного сопротивления, что приводит к неоднородности усиления,
- 3) дают искаженные результаты для импульсов с широким спектром, когда разные спектральные составляющие имеют разное поглощение и усиление,
- 4) не учитывают зависимость времени выноса носителей из НП от их концентрации,
- 5) не учитывают изменение показателя преломления, не учитывают конструкцию лазера, когда несимметричность коэффициентов отражения приводит к значительному изменению плотности фотонов вдоль резонатора.

К достоинствам этих уравнений можно отнести то, что они правильно описывают поведение в малосигнальном режиме, а также, то, что они просто решаются в большинстве математических пакетах, например методом `ode23s` в Matlab решения задачи Коши для жестких систем уравнений. Поэтому эти уравнения широко используются для качественного описания и предсказания поведения лазеров в режиме МД. Пример решения уравнений на Рис.3.1 демонстрирует, что при накачке усиливающей секции в двухсекционном лазере прямоугольным импульсом тока амплитудой 40 мА через несколько наносекунд устанавливается режим МД с частотой импульсов ≈ 1.1 ГГц и длительностью ≈ 20 пс.

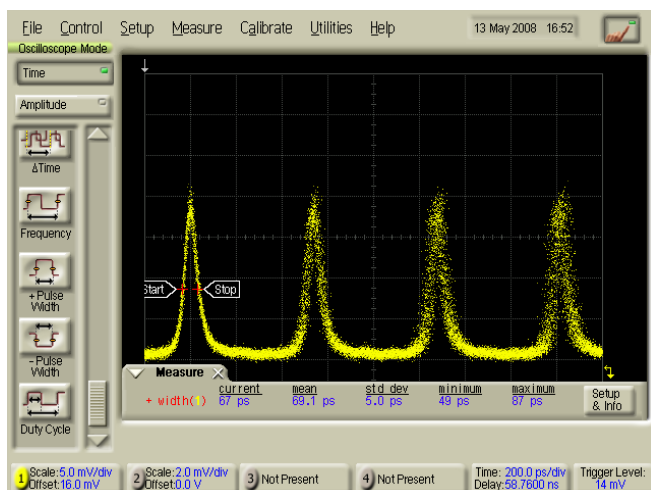
Коэффициент усиления в уравнениях становится коэффициентом поглощения когда $n < n_t$, при этом необходимо контролировать, чтобы поглощение не превысило максимального значения, поскольку математически выражение $G_0 \cdot \ln(n/n_t)$ может быть сколь угодно малым, тогда как поглощение в полупроводниковых лазерах обычно не превышает 10^4 см⁻¹. В действительности из-за эффектов сужения запрещенной зоны в активной секции и эффекта Штарка в секции НП дифференциальные коэффициенты поглощения, или как их иногда называют сечениями поглощения, необходимо брать различающимися, т.е. $g_{0A} \neq g_{0G}$. Таким образом в системе скоростных уравнений есть набор параметров $g_{0A}, g_{0G}, \tau_{esc}, \varepsilon$ к которым можно отнести и L_a и V , с помощью которых можно получить различные параметры режима МД.

3.2 Режим МД в лазерах с имплантационным НП

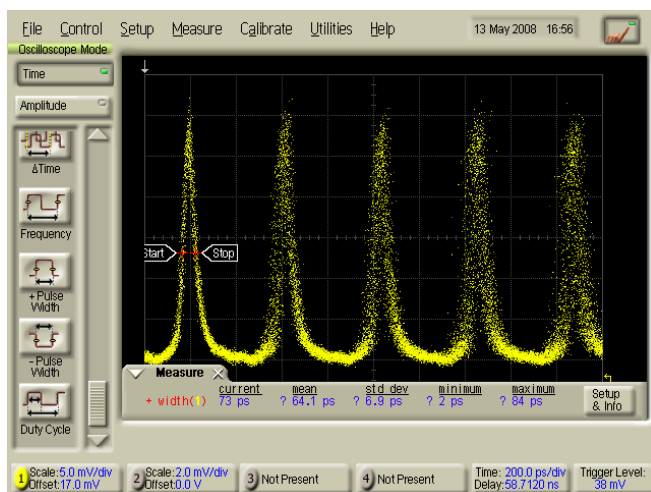
В 1986 в ФТИ им. Иоффе в была предложена методика создания насыщающегося поглотителя путем имплантации ионами O, N и Ar. Впоследствии было установлено [3][73], что НП, сформированный имплантацией тяжелых ионов, позволяет получать пикосекундные лазеры, излучающие в режиме ПМД сверхкороткие импульсы ($\sim 7-15$ пс) с высокой частотой следования импульсов (более 3 GHz), и высокой пиковой мощностью на длине волны 850 нм. Такие лазеры сохраняют свои характеристики в течение десятков тысяч часов работы при комнатной температуре, для отжига имплантационного поглотителя требуются температуры более 200С.



A



B



C

Рис.3.2 Режим модуляции добротности в лазерах диапазона 1.3 мкм, изготовленных в ИОНХ, ток А-55 ма, В-72 ма, С-95 ма, масштаб 200 пс/дел.

Для практических приложений, включающих ВОЛС и LiDAR, требуются пикосекундные лазерные диоды диапазона 1.3 – 1.5 мкм. Для реализации режима МД в лазерах диапазона 1.3 мкм в ИОНХ им.Н. С. Курнакова были изготовлены ДГС-лазерные диоды с шириной полоска 2 мкм. Длина резонатора этих лазеров составляет 0.25 мм, кристаллы припаивались к медному теплоотводу. В одно из

зеркал кристалла была проведена имплантация ионов Ar^+ с энергией 50 МэВ и дозой $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, в результате чего в резонаторе образовалась секция насыщающегося поглотителя длиной $\approx 15 \text{ мкм}$, что схематически показано на Рис 1.1. При накачке постоянным током в диапазоне 45-110 мА наблюдается режим МД с частотой следования импульсов 0.8-2.8 ГГц (Рис.3.2). Повышение частоты возможно при использовании лазера с запыленными зеркалами, что приведет к увеличению выходной мощности и, соответственно, к более быстрому просветлению НП и увеличению частоты следования импульсов. Из Рис.3.2 видно, что с увеличением тока растет не только частота импульсов, но и их мощность, что свидетельствует о том, что время жизни носителей в НП сопоставимо с временем развития оптического импульса, которое примерно равно его длительности.

Режим МД отличается от СМ тем, что отдельные моды резонатора ФП не связаны между собой. Действительно, если поглотитель «медленный», т.е. время восстановления НП $\tau_a \gg \tau_{ph}$, то механизм синхронизации отсутствует. «Медленным» поглотитель будет в том случае, когда доза имплантации мала. В [20] теоретически показано, что τ_a примерно обратно пропорционально дозе. В [16] было проведено исследование длительности и формы импульсов в зависимости от дозы имплантации. Для экспериментов были использованы SiO_2 полосковые AlGaAs ДГС лазеры с толщиной активной области 0.2 мкм, шириной полоска 10 мкм и длиной резонатора около 250 мкм. Область насыщающегося поглотителя создавалась путем имплантации ионов N^{4+} с энергией 16-18 MeV в зеркала резонатора с двух сторон. Глубина проникновения ионов такой энергии в AlGaAs составляет $\approx 8 \text{ мкм}$. Доза варьировалась в диапазоне $5 \times 10^{10} - 1.2 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Лазеры накачивались токовыми импульсами длительностью около 3 ns и частотой повторения 1 МГц. Плавная регулировка тока накачки позволяла подбирать амплитуду импульса таким образом, чтобы лазеры работали в режиме генерации одиночных импульсов с минимальным превышением над порогом [16].

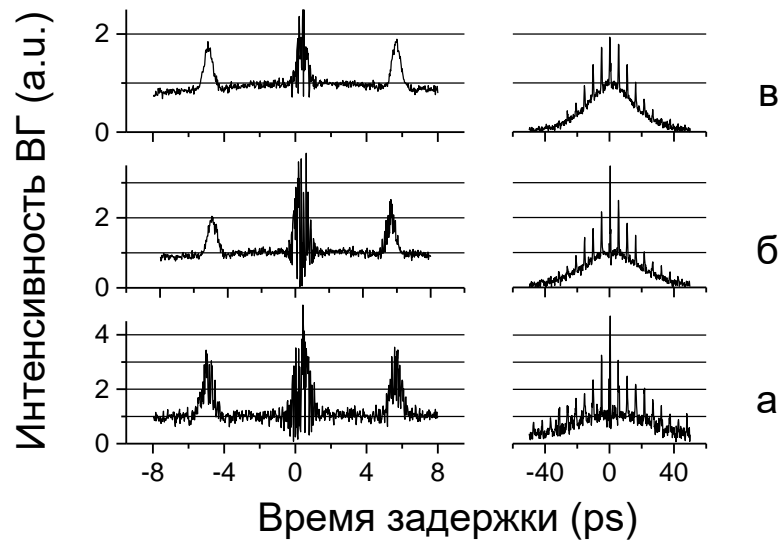


Рис.3.3 Переход от режима частичной СМ к пассивной МД при увеличении энергии светового импульса: (а) 3.6 pJ, (б) 3.9 pJ, (в) 4.5 pJ. Доза имплантации $4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. [16].

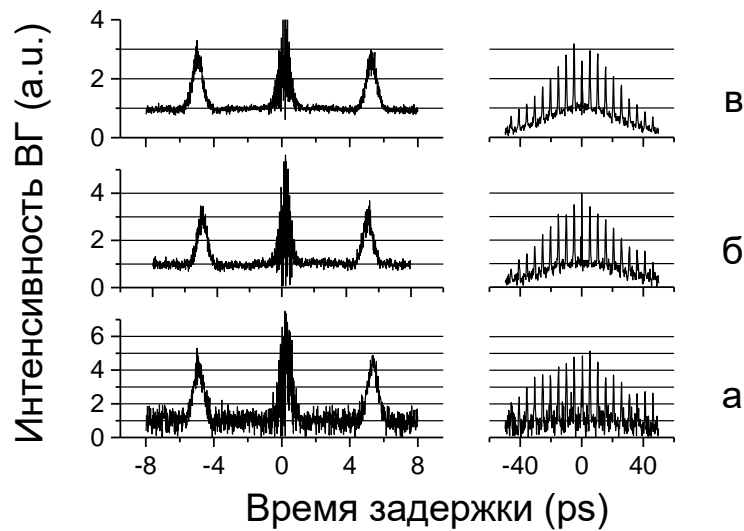


Рис.3.4 АКФ лазера в режиме СМ при различных энергиях светового импульса : (а) 5 pJ, (б) 10 pJ, (в) 15 pJ. Доза имплантации $1.2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ [16] .

Имплантация проводилась в оба зеркала с целью увеличить 1) длину НП и, соответственно, его влияние и 2) степень синхронизации мод, поскольку распределенный НП более эффективен. При относительно небольшой дозе $4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ наблюдается режим частичной СМ вблизи порога (Рис.3.3 а), который переходит в режим чистой МД (Рис.3.3 в) с ростом энергии импульса. При дозе имплантированных ионов больше 10^{12} cm^{-2} ,

вид автокорреляционной функции меняется (Рис.3.4). На самом пороге генерации контраст пиков составляет 4.5:1 (Рис.3.4 а). С увеличением тока степень синхронизации несколько уменьшается, что проявляется в уменьшении контраста до 3:1 (Рис.3.4 в). Тем не менее, полного разрушения синхронизации мод, по крайней мере, до начала многопиковой генерации не происходит [16]. Эти экспериментальные факты логично объясняются тем, что с увеличением дозы растет быстродействие НП, и когда $\tau_a \approx \tau_{ph}$, лазер излучает в режиме СМ.

Таким образом, в [16] экспериментально продемонстрировано, что в лазере с относительно «медленным» НП в условиях короткой импульсной накачки СМ наблюдалась только вблизи порога, а в случае «быстрого» НП экспериментально наблюдалась СМ в широком диапазоне токов.

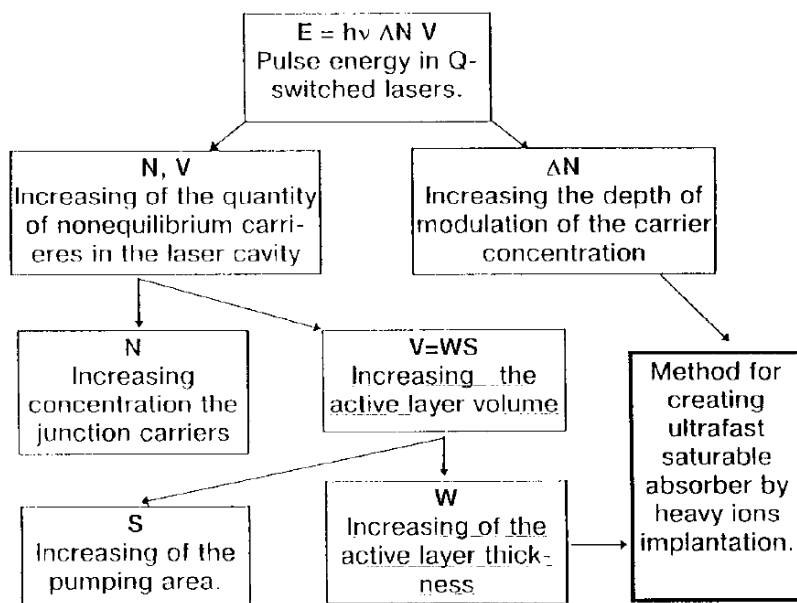


Рис.3.5 Способы увеличения энергии пикосекундных оптических импульсов полупроводниковых лазеров в режиме МД [74].

В режиме МД наиболее простым способом повышения выходной энергии оптических импульсов лазеров является увеличение накопленной энергии в резонаторе лазера до момента открытия оптического затвора. В полупроводниковых лазерах накопленная энергия непосредственно связана с количеством неравновесных носителей в момент вскрытия насыщающегося поглотителя и глубиной модуляции концентрации носителей. Глубина модуляции определяется качеством насыщающегося поглотителя, введенного в резонатор полупроводникового лазера. Увеличение объема активного слоя приводит к росту количества неравновесных носителей в резонаторе лазера. При этом можно говорить

как об увеличении физических размеров активного слоя, так и о увеличении объема активного слоя в энергетическом пространства, т.е. об увеличении концентрации неравновесных носителей (Рис.3.5).

Традиционным путем увеличения объема активного слоя и связанного с этим повышения импульсной мощности является использование многосекционных QW-лазеров с широким страйпом сложной формы и с обратнсмещенной секцией насыщающегося поглотителя [75]. Дальнейшее увеличение объема возможно за счет перехода от QW-структур к объемным материалам. При этом максимальная толщина активной области с сохранением генерации в нулевой моде может быть достигнута на лазерах, обладающих асимметричным волноводом. Из коммерческих лазеров, для данной цели пригодны лазеры на основе одиночного гетероперехода (SH-лазеры), ширина активной области которых около 2 мкм. Аналогичные структуры уже использовались ранее при генерации мощных одиночных оптических импульсов в специализированных токовых и температурных режимах накачки [76].

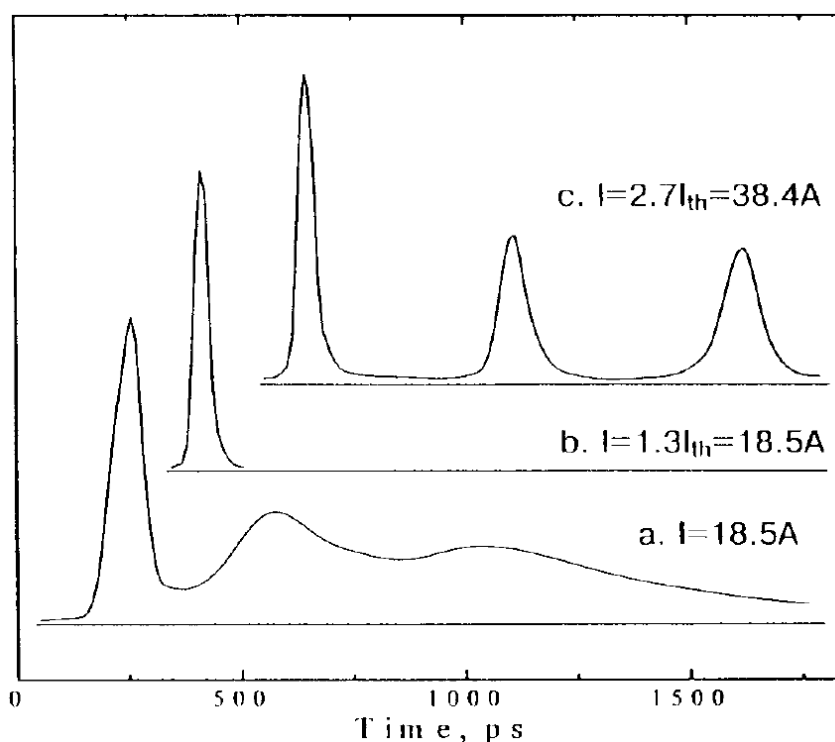


Рис.3. 6 Форма оптического импульса ОГС лазера LD-62 до имплантации (a), после имплантации ионами N^{4+} с энергией 17.6 Мэв и дозой $1.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $I=18.5 \text{ A}$ (b), $I=38.4 \text{ A}$ (c) [74].

В наших экспериментах [74][77] были использованы диодные SH-лазеры LD-60 с шириной активной области 70 мкм, и лазеры LD-62, с шириной активной области 150 мкм, которые производила фирма LASER DIODE, INC. Их зеркала

облучались различными типами ионов (N, O, Ar) с энергиями 10-50 MeV и дозами $5 \times 10^{10} \div 4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Энергия каждого типа ионов выбиралась таким образом, чтобы глубина проникновения составляла величину не менее 6-8 μm при длинах резонатора 350-400 μm . Кроме создания насыщающегося поглотителя в области зеркал имплантационная методика использовалась для формирования диаграммы направленности пикосекундных лазеров в плоскости, параллельной p-n переходу. Имплантация проводилась ионами азота с дозами облучения выше 10^{12} cm^{-2} с боковых сторон лазерных диодов LD-60 с шириной контакта 70 μm . При этом энергии ионов (и соответственно их глубины проникновения в материал) подбирались таким образом, чтобы происходило формирование полоска максимальной ширины, обеспечивающей устойчивую генерацию нулевой моды в волноводе с токовым ограничением во всем диапазоне однопикового режима.

Для получения пиковой генерации лазеры накачивались импульсами длительностью 2 ns с амплитудой до 50 A и частотой повторения до 100 kHz. После имплантации импульсный, пороговый ток возрастал в 2.2-3.1 раза в зависимости от дозы облучения, энергии и типов ионов. При облучении ионами N^{4+} с энергией в 17.2 MeV и дозами $1-5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ пороговые токи для LD-62 SH-лазера (ширина области генерации 150 μm) лежат в пределах 13.8-14.8 A. Рис.3. 6 показывает изменения в форме оптического импульса SH-лазеров до и после имплантации. Из данной кривой видно, что нам удастся достичь устойчивого однопикового режима генерации. Пиковая мощность пикосекундных импульсов для лазеров с нулевой модой составляла 45 W. Импульсная оптическая мощность для лазеров LD-62 (излучающая область 150 μm) достигала 380 W при длительности импульсов в пределах 40-45 ps, и этот результат до сих пор находится на уровне лучших мировых, несмотря на то что, конструкция SH-лазеров используется на практике очень мало, из-за относительно высокой пороговой плотности тока, которая в SH-лазера составляет 5-10 кА/см².

3.3 Режим МД и СМ в двухсекционном лазере с тремя КЯ

Полупроводниковые структуры с несколькими квантовыми ямами (MQW) обладают достаточно большим усилением (Рис.3. 7) для генерации пикосекундных импульсов лазерами небольшой (≈ 500 мкм) длины, что позволяет получать импульсы длительностью менее 20 пс в режиме МД. Излучатели пикосекундных оптических импульсов на основе гетеролазеров с пассивной синхронизацией мод (ПСМ) и модуляцией добротности (ПМД) спектрального диапазона 1.06 мкм представляют значительный практический и научный интерес. Они могут быть использованы в качестве компонентов для оптоэлектронных аналого-цифровых преобразователей, генераторов субтерагерцового диапазона, тестирования быстродействующих фотодетекторов [78] [79], задающих источников оптического сигнала [80][81][82], при этом излучение лазерных диодов в случае необходимости может быть усилено коммерчески доступными полупроводниковыми [83] и YаG:Nd или YDFA усилителями. Наиболее простой и хорошо разработанной конструкцией для излучения пикосекундных импульсов является двухсекционная конструкция лазера, с электрически изолированными секциями усилителя и насыщающегося поглотителя (НП). Такая конструкция лазера позволяет осуществлять генерацию импульсов света либо в режиме ПСМ, либо ПМД, при этом возможна реализация обоих режимов на одном образце [84].

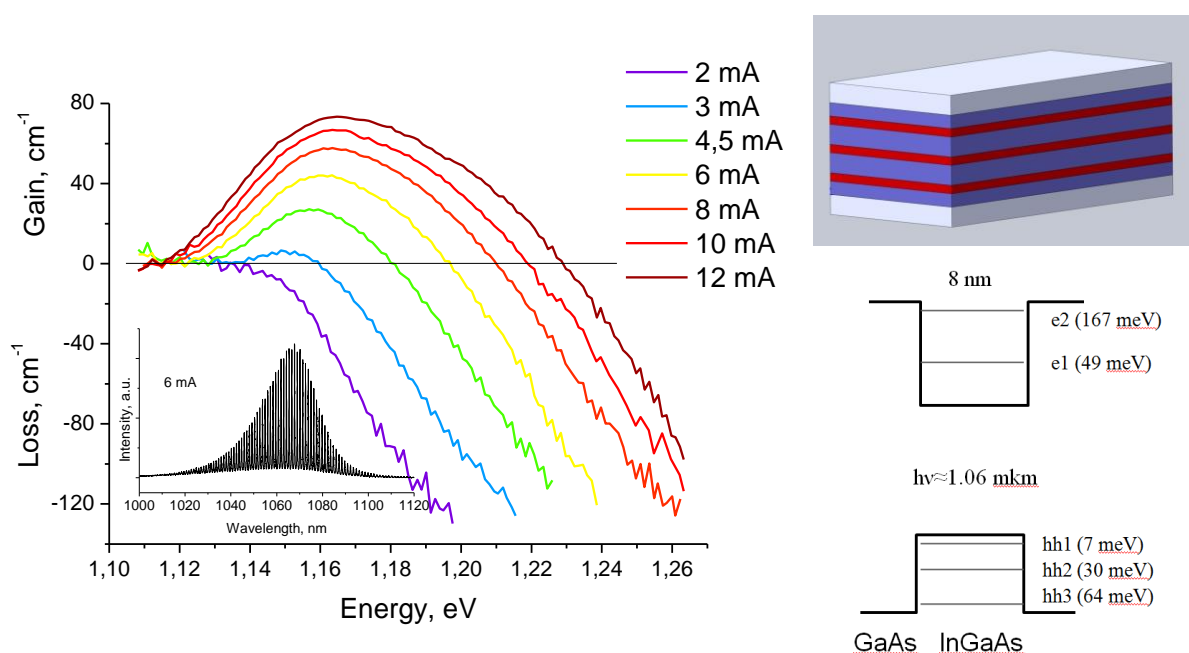


Рис.3. 7 Спектр усиления и схема энергетических уровней структуры с 3 КЯ

Для осуществления указанных режимов генерации необходимо прикладывать обратное смещение к секции НП, что обеспечивает быстрое действие поглотителя, а также увеличивает поглощение на длине волны лазерной генерации вследствие эффекта Штарка [23]. С увеличением частоты требуется уменьшать время выноса носителей из области НП, что обычно достигается за счет увеличения приложенного напряжения.

Частота следования импульсов в режиме ПСМ определяется временем полного обхода резонатора, поэтому повышение частоты следования импульсов в режиме ПСМ в двухсекционных лазерах достигается за счет уменьшения длины резонатора. Другим вариантом дизайна для увеличения частоты импульсов режима ПСМ является многосекционная конструкция лазеров. В ней повышение частоты достигается за счет расположения секций НП в местах "столкновения" оптических импульсов, следующих с частотой, кратной частоте, соответствующей времени обхода всего резонатора лазера [85]. Такой режим называется синхронизация мод на сталкивающихся импульсах (*colliding pulse mode-locking*), и позволяет достичь частот свыше 200 ГГц [86]. Однако, техническая реализация многосекционного лазера требует прецизионного разделения лазерных чипов, т.к. расстояние от зеркала до секции НП должно контролироваться с точностью до нескольких микрон. Поэтому, в настоящей работе были использованы более простые и устойчивые к неточностям технологических операций двухсекционные лазеры с коротким резонатором.

Лазерная структура была изготовлена методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках GaAs. Активная область состояла из трех InGaAs квантовых ям толщиной 8 нм, разделенных барьером толщиной 18 нм. Квантовые ямы расположены в $Al_{0.15}GaAs$ волноводе, ограниченном $Al_{0.25}GaAs$ эмиттерными слоями. Суммарная толщина волновода вместе с КЯ составляет 628 нм согласно данным эпитаксиального роста и 0.61 мкм по данным просвечивающей электронной микроскопии. Структура была изготовлена для получения лазерного излучения в спектральной области 1.06 мкм. Методами стандартной фотолитографии были изготовлены полосковые лазеры с шириной полоска 5 мкм, что обуславливало генерацию на основной пространственной моде.

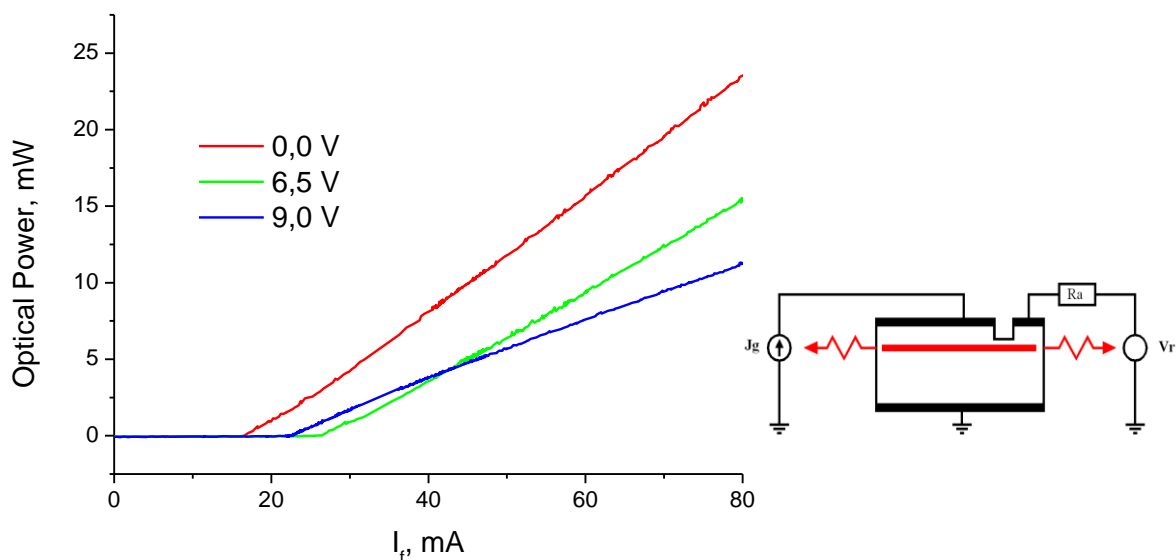


Рис.3.8 Ватт-амперная характеристика и схема включения двухсекционного лазера [87]

Разрыв в полоске осуществлялся с помощью травления эмиттерных слоев ионным пучком (Ar) на глубину 270 нм до волновода с точностью ± 30 нм. Такая глубина обеспечивает изоляцию между секциями более 10 кОм, при этом изменение эффективного показателя преломления мало и, как следствие, не возникает отражений на границах секций. Исследование поглощения структуры проводилось на двухсекционных образцах с секциями одинаковой длины, с зеркалами, полученными при сколе лазеров. Динамические режимы излучения лазеров были реализованы на двухсекционных образцах длиной 550 мкм, длина секции поглотителя - 45 мкм, оба зеркала получены методом скола. Лазеры припаивались на медный теплоотвод. Схема включения двухсекционного лазера представлена на вставке к Рис.3.8. Обратное смещение подается на секцию поглотителя через сопротивление R_a номиналом 30 Ом, которое также использовалось для измерения индуцированного фототока.

Измерения проводились при комнатной температуре. Лазеры исследовались при импульсном токе накачки длительностью 100 нс и обратных смещениях V_{rev} на секции НП до 10 В. На Рис.3.8 приведены Ватт-Амперные характеристики лазера при трех обратных смещениях на секции поглотителя. Видно, что с увеличением обратного смещения дифференциальная эффективность лазера уменьшается, что происходит из-за увеличения потерь, вносимых секцией поглотителя. В отсутствие приложенного смещения на секции НП пороговый ток лазера составляет 14 мА.

Зависимость величины порогового тока I_{th} от приложенного смещения не является монотонной и увеличивается до 26.5 мА при 6.5 В, а затем уменьшается (Рис.3.9). Такое поведение сопровождается изменениями в динамических режимах излучения лазера.

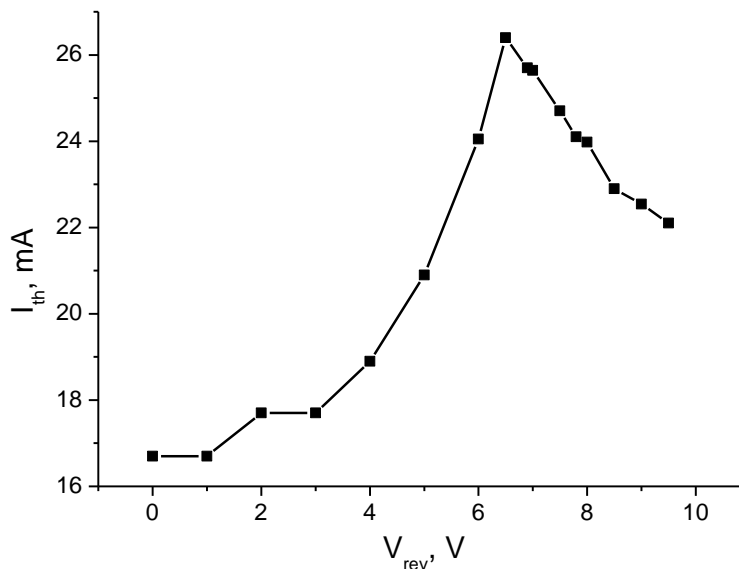


Рис.3.9 Зависимость порогового тока I_{th} в двухсекционном лазере от величины приложенного обратного смещения к секции поглотителя.

При малых обратных смещениях лазер работал в непрерывном режиме, при этом величина порогового тока незначительно увеличивается. При обратных смещениях от 4 до 7 В наблюдается режим модуляции добротности с частотой следования импульсов порядка 2-3 ГГц (Рис.3.10), при этом поведение лазеров в режиме ПМД в зависимости от приложенного обратного смещения аналогично поведению лазеров, рассмотренных нами ранее в [82]. Как было показано, резкое увеличение I_{th} связанным с тем, что при увеличении напряжения на секции НП длина волны генерации смещается в коротковолновую область, где поглощение увеличивается больше, чем в 5 раз [82].

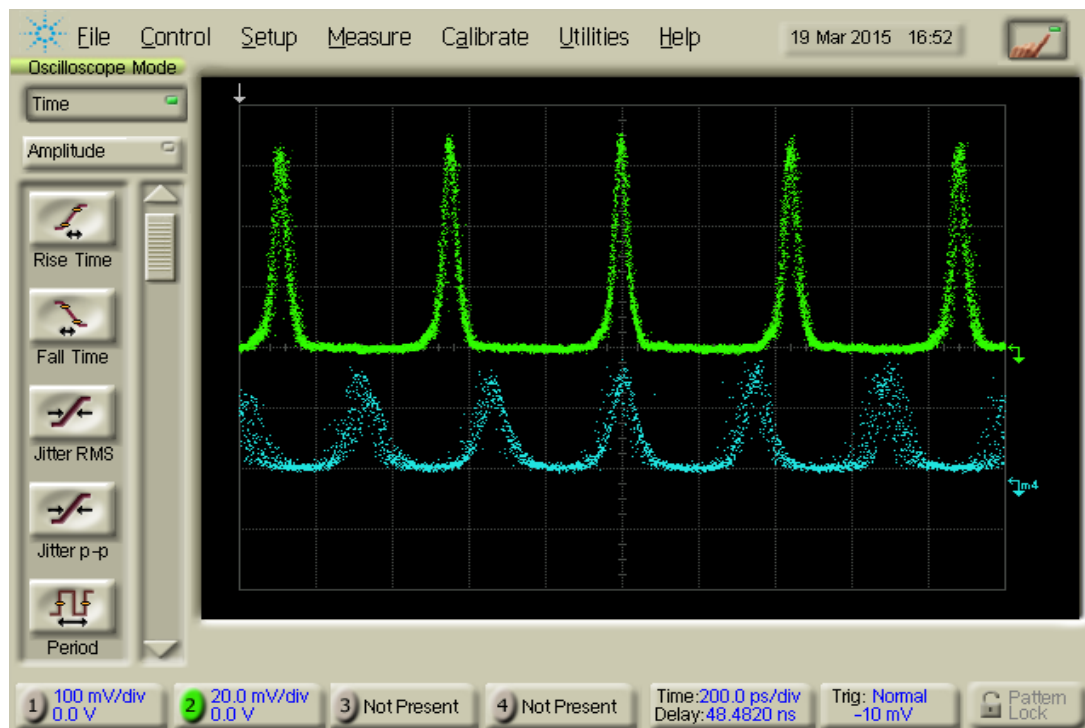


Рис.3.10 Осциллограммы излучения лазера с тремя квантовыми ямами при токе накачки 47mA и обратных смещениях: 5.5V (нижняя) и 6.9V (верхняя). Масштаб по оси оптической мощности одинаков для обеих линий[82]

При дальнейшем увеличении обратного смещения свыше 8 В лазер переходит в режим пассивной синхронизации мод. Одновременно с этим, величина порогового тока уменьшается с ростом обратного смещения (Рис.3.9). Для объяснения этого эффекта были измерены спектры поглощения при различных обратных смещениях методом интегрально-абсорбционной спектроскопии [12]. На Рис.3.11 приведены спектры поглощения и генерации при напряжениях на секции поглотителя 6,9 и 9 В, при которых реализуются режимы ПМД и ПСМ соответственно. Видно, что при большем обратном смещении ширина спектральной линии уменьшается с 5.6 нм до 1.1 нм, таким образом, в режиме ПСМ ширина спектра в 4 раза меньше, чем в режиме ПМД. Интервал между модами Фабри-Перо составляет 0.3 нм, при этом в спектре излучения лазера в режиме ПСМ отношение максимумов к минимумам мод Фабри-Перо больше, чем в режиме ПМД. Это может быть объяснено линейной модуляцией частоты (chirping) импульсов в режиме ПМД. Величина поглощения на длине волны генерации уменьшается с 190 до 150 см⁻¹, что является причиной уменьшения порогового тока. Такое значительное уменьшение поглощения связано с квантово-размерным эффектом Штарка, при котором интеграл перекрытия

волновых функций дырок и электронов уменьшается в сильных электрических полях.

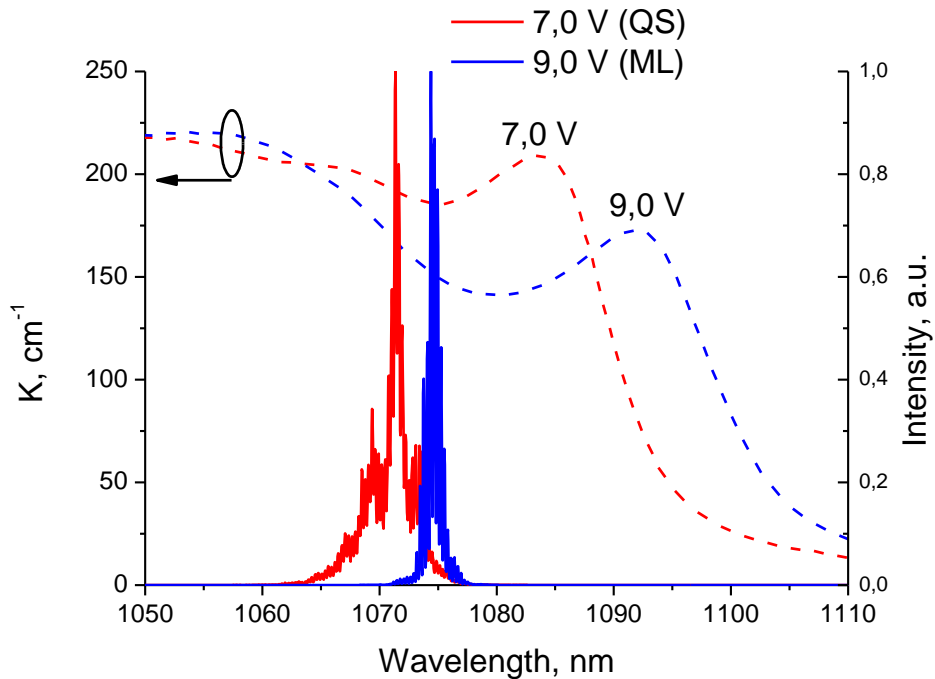


Рис.3.11 Спектры поглощения (пунктирные линии) и генерации (сплошные) при обратных смещениях соответственно 7 и 9 В на секции поглотителя при токе накачки 74 мА [87].

Исследование динамических характеристик излучения лазера проводилось при помощи измерения автокорреляционной функции (АКФ) второго порядка. На Рис.3.12 представлены АКФ излучения лазера в режиме модуляции добротности (кривая 1) и синхронизации мод (кривая 2), измеренные при одном и том же токе накачки и разных обратных смещениях на секции поглотителя. При $V_{rev} = 6.9$ В наблюдается режим ПМД с длительностью импульсов около 40 пс, частотой повторения импульсов 2.5 ГГц (Рис.3.12, кривая 1) и мощностью в импульсе 130 мВт. При $V_{rev} > 8$ В лазер переходит в режим ПСМ, для которой частота следования импульсов составляет 75 ГГц и соответствует времени полного обхода резонатора, длительность импульсов в предположении гауссовой формы составляет 1.6 пс. Напряженность электрического поля можно оценить, если учесть, что лазер представляет собой *pin*-диод, толщина *i*-области, которого совпадает с толщиной нелегированного волновода. Поэтому напряжению 8 В соответствует величина электрического поля $(8 + 1.24/1.06)/0.63 \text{ мкм} \approx 140$ кВ/см. При оптической мощности в импульсе 85 мВт произведение длительности импульсов на ширину спектра,

измеренные на полувысоте, $\Delta t \cdot \Delta \nu$ составляет 0.49, что достаточно близко к теоретическому пределу 0.44 для гауссового приближения формы импульсов.

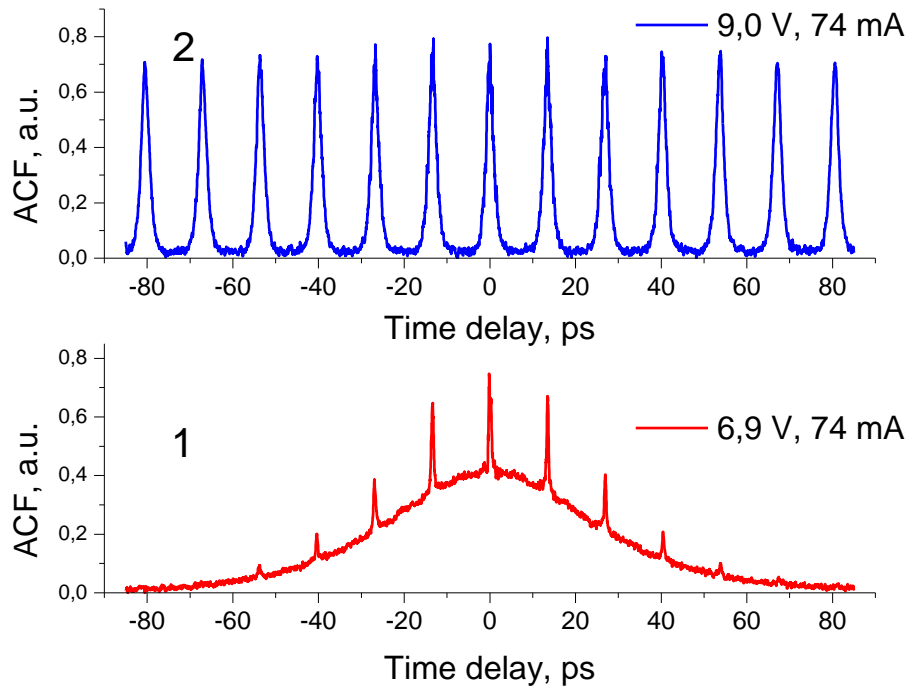


Рис.3.12 Автокорреляционные функции излучения лазера измеренные при токе накачки 74 мА. 1 - $V_{rev} = 6.9$ В, 2 - $V_{rev} = 9.0$ В [87]

Переход от режима модуляции добротности к синхронизации мод не может быть объяснен только изменением поглощения на длине волны лазерной генерации. При упрощенном рассмотрении, в случае обратных смещений, соответствующих режиму ПМД скорости выноса дырок и электронов должны достигать значений около 10^7 см/с, т.е. быть близкими к насыщенным. Оценка времени выноса носителей из поглощающей секции дает значение около 3 пс, что меньше времени полного обхода резонатора. Более детальное рассмотрение показывает, что время выноса может быть значительно больше и зависит от величины фототока. В самом деле, порождаемый оптическим излучением фототок уменьшает напряженность электрического поля в области объемного заряда, что приводит к уменьшению поглощения и замедлению времени выноса носителей. Ответственными за изменение напряженности поля являются два эффекта: 1) падение напряжения на контактном сопротивлении [88] и 2) возникающее поле фотоиндуцированных дырок и электронов [89]. Поэтому результирующее значение поля в поглотителе можно оценить как:

$$E_{abs} = \frac{U_c + V_{rev} - R \cdot I_{ph}}{h} - E_{ph} \quad (1),$$

где U_c - контактная разность потенциалов, R - контактное сопротивление, I_{ph} - фототок через секцию поглотителя, E_{ph} - поле фотоиндуцированных носителей заряда. Для получения точного распределения поля необходимо решать самосогласованную задачу, учитывающую полевую зависимость поглощения и динамику лазерного излучения. Однако оценить поле E_{ph} , которое наводят в области с КЯ генерируемые в результате поглощения дырки и электроны, можно по формуле:

$$E_{ph} = \frac{h \cdot I_{ph}}{2\varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot L \cdot W \cdot v_{sat}} \approx 1.2 \cdot 10^6 \frac{B}{cm \cdot A} \cdot I_{ph} \quad (2),$$

где h - толщина волновода (0.63 мкм), L - длина секции поглотителя, W - ширина полоска секции поглотителя, v_{sat} - скорость выноса носителей. При этом предполагается, что поглощающая область с квантовыми ямами располагается в середине двойного заряженного слоя, образованного двигающимися в разные стороны электронами и дырками со скоростью v_{sat} .

Величины контактной разности потенциалов U_c и внутреннего контактного сопротивления R , полученные экспериментально, составляют 1.1 В и 25 Ом. Относительно большая величина R обусловлена узким полоском $W \approx 5$ мкм и малой длиной $L \approx 45$ мкм секции поглотителя. Прямое измерение мгновенного значения I_{ph} на частотах повторения импульсов в режиме ПМД представляет значительные технические трудности, а на частоте режима ПСМ, на данный момент, не представляется возможным. Поэтому в нашем эксперименте измерение I_{ph} проводилось со временем усреднения 2 нс на внешнем сопротивлении R_a . Это внешнее сопротивление на высоких частотах шунтируется емкостью контактов и поэтому практически не влияет на режим работы лазера.

Оценка поля в поглотителе по формулам 1 и 2, при $V_{rev} = 7.0$ В показывает, что величины мгновенного фототока в 70 мА достаточно для того, чтобы полностью компенсировать приложенное смещение к поглощающей секции. Такие значения мгновенного фототока, полученные из измеренного среднего фототока делением на скважность оптических импульсов, обеспечиваются при $V_{rev} > 6$ В и токах накачки более $1.4 \cdot I_{th}$.

Таким образом, фототок обеспечивает уменьшение поля и увеличение времени выноса. Это приводит к накоплению неравновесных носителей заряда и

запускает механизм просветления НП за счет эффекта Бурштейна-Мосса. Стоит также отметить, что в режиме ПМД мгновенный фототок был примерно в 1.5 раза больше, чем в режиме ПСМ при том же токе накачки. Это свидетельствует о большей степени просветления поглотителя в режиме ПМД по сравнению с режимом синхронизации мод, так как больший фототок способствует замедлению времени выноса. При обратных смещениях, более 8 В величина фототока становится недостаточной для компенсации приложенного поля, поэтому время выноса носителей из секции НП становится достаточно быстрым для реализации режима ПСМ.

3.4 Излучения пикосекундных импульсов в 2х-секционных лазерах диапазона 1,06 мкм с квантовыми точками

Лазерные диоды, активная область которых состоит из нескольких слоев квантовых точек (КТ), имеют некоторые преимущества по сравнению с другими типами лазеров, в частности, они характеризуются низкой плотностью порогового тока и высокой температурной стабильностью [90]. Особенности структур с InGaAs квантовыми точками, а именно малый интеграл перекрытия с волноводным слоем и более длительный процесс релаксации носителей на основной уровень, приводят к тому, что в лазерах на их основе сильно подавлен модуляционный отклик [91]. Это делает лазеры на основе КТ предпочтительными по сравнению с другими типами лазеров для реализации режима ПСМ. В то же время, большинство работ, посвященных лазерам на КТ, выполнены для спектральной области вблизи 1,3 мкм. В работе [92] была продемонстрирована синхронизация мод в лазерах на КТ, выращенных методом MOCVD, спектрального диапазона 1,1 мкм, однако режим ПСМ был реализован только при импульсной накачке лазеров, а произведение длительности импульсов на ширину спектра в несколько раз больше теоретического предела.

Режим пассивной модуляции добротности также был реализован в лазерах на квантовых точках спектрального диапазона 1,3 мкм [93] и 1,05 мкм [94], но при импульсной накачке лазеров и длительности импульсов порядка 300 ps. Несмотря на то, что реализация режима ПМД в лазерах с КТ осложнена большим фактором подавления усиления, в этом режиме возможно получение мощных импульсов света с частотами повторения в субгигагерцовом диапазоне. В тоже время, в лазерах на КТ могут существовать более сложные динамические режимы генерации, в

частотности, в [95] был продемонстрирован режим модулированной синхронизации мод, в котором на импульсы синхронизации мод наложена низкочастотная огибающая. В предельном случае, лазер может излучать в смешанном режиме, когда импульсы пассивной модуляции добротности состоят из пачки импульсов синхронизации мод [96].

Целью настоящей работы была реализация режимов пассивной синхронизации мод и пассивной модуляции добротности в двухсекционных лазерах на квантовых точках, работающих в спектральном диапазоне 1,06 мкм, и исследование условий перехода между этими режимами.

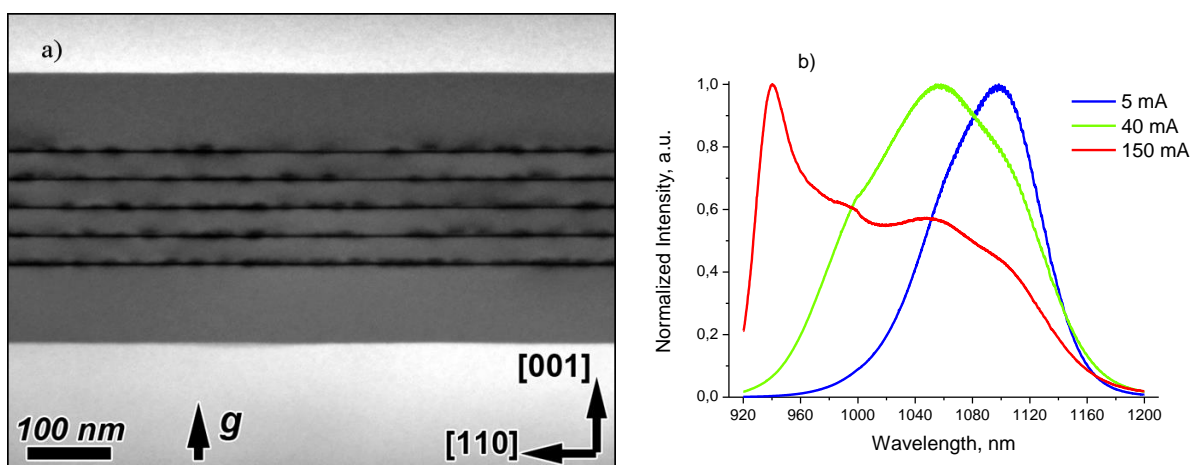


Рис.3.13 а) ПЭМ-изображение активной области лазерной структуры; б) Спектры люминесценции лазера длиной 0,3 мм в зависимости от тока накачки, спектры при 5 и 40 мА измерены при постоянном токе накачки, спектр 150 мА при импульсной накачке длительностью 100 ns [5].

Лазерные диоды были изготовлены из структур, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии в Innolume GmbH, Германия. Активная область состояла из 5 слоев InGaAs/GaAs квантовых точек, разделенных барьерами GaAs толщиной 33 nm, плотность точек на слой составляла примерно $4,5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ (Рис.3.13, а). Активная область была помещена в волновод из GaAs толщиной 340 nm, который в свою очередь, граничит с легированными $\text{Al}_{0,35}\text{GaAs}$ эмиттерами. Двухсекционные полосковые лазеры с шириной полоска 8 μm были изготовлены в ФТИ им. А. Ф. Иоффе методами стандартной фотолитографии. Длина резонатора лазера варьировалась от 0,4 до 2 mm, длина поглощающей секции составляла около 10 % длины резонатора, электрическое сопротивление между секциями было более 10 k Ω . Кроме того, у части образцов на зеркало со стороны поглотителя было нанесено отражающее покрытие с коэффициентом отражения 95 %.

Для определения зависимости спектрального положения максимума люминесценции от тока накачки были изготовлены короткие односекционные лазеры, с длиной резонатора 0,3 мм. В таких лазерах усиления на основном состоянии недостаточно для достижения порога, а генерация происходит на одном из возбужденных состояний. При малых уровнях инжекции максимум люминесценции находится вблизи спектральной области 1,06 мкм, соответствующей основному состоянию квантовой точки. При увеличении тока накачки происходит постепенное заселение возбужденных состояний квантовых точек, приводящее к коротковолновому сдвигу максимума люминесценции и сопровождающееся уширением спектра с 90 meV при токе накачки 5 мА до 155 meV при токе накачки 40 мА (Рис.3.13, b). При дальнейшем росте тока накачки пик люминесценции сдвигается в диапазон длин волн 940-950 нм, в котором находится длина волны генерации этих коротких лазеров.

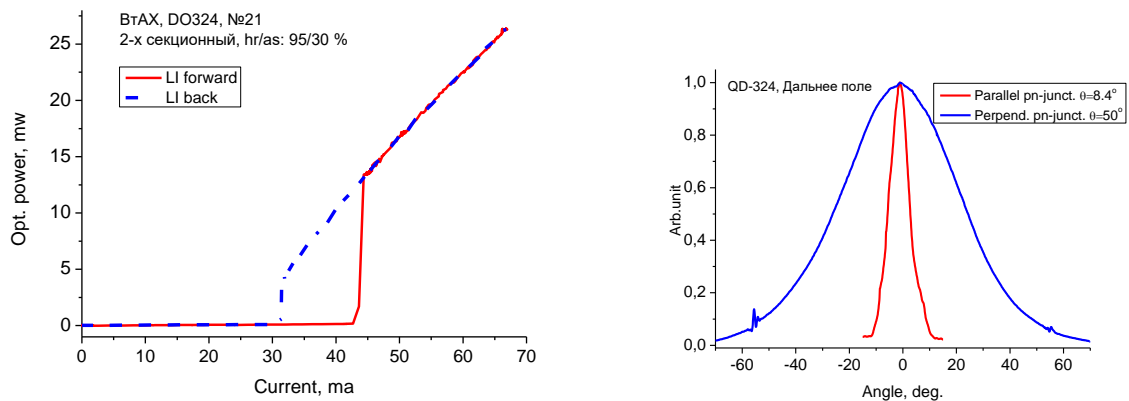


Рис.3.14 Ватт- амперная характеристика и дальнее поле 2-х секционного лазера с КТ (структура DO324)

В лазерах со сколотыми зеркалами с длиной резонатора 2 мм длина волны излучения λ находилась вблизи 1,1 мкм. Сокращение длины лазера до 1 мм приводило к коротковолновому сдвигу до 1,064-1.07 мкм и увеличению порогового тока. В области порога генерации наблюдалась типичная для лазеров на КТ [97] бистабильная ватт- амперная характеристика, расходимость излучения по медленной оси 8,4°, форма дальнего поля почти соответствует основной моде (Рис.3.14).

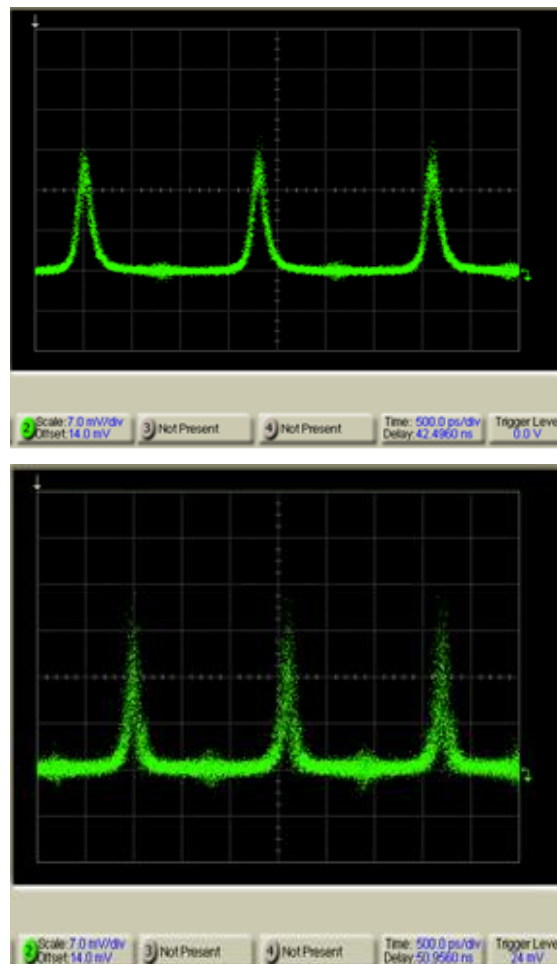
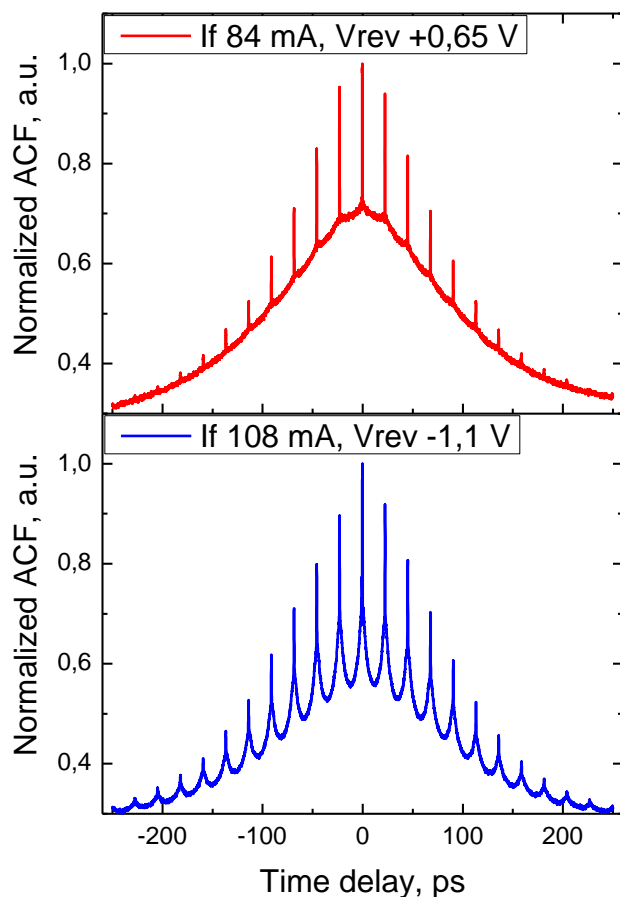


Рис.3.15 АКФ и соответствующие им осциллограммы двухсекционного лазера в режиме МД 550МГц/140 пс (верхние графики) и гибридном режиме МД+СМ 625 МГц/135 пс

Для увеличения выходной мощности на зеркало со стороны поглотителя было нанесено отражающее покрытие, а также добавлено сопротивление около 50 Ω в цепь управления поглотителем. При вскрытии поглотителя фототок компенсирует приложенное смещение к поглощающей секции, и соответственно, увеличивает добротность резонатора. Таким образом, в режиме ПМД была достигнута пиковая мощность 340 mW при частоте следования импульсов 450 MHz и длительности импульса 100 ps.

Еще одним путем увеличения мощности импульса в режиме ПМД является увеличение времени накопления инверсной заселенности за счет увеличения обратного смещения на поглощающей секции. Однако, увеличение обратного смещения на секции поглотителя приводило к качественному изменению режима генерации лазера. На рис. Рис.3.15 показан переход от режима пассивной модуляции добротности в режим модулированной синхронизации мод в лазере с длиной 1 mm

и нанесенным отражающим покрытием на зеркало резонатора при постоянной излучаемой оптической мощности. При положительных обратных смещениях автокорреляционная функция соответствует чистому режиму ПМД, с узкими "спайками", разнесенными на полное время обхода резонатора лазера и контрастом 3:2,1:0,93 (Рис.3.15 верхние графики). Затем, как видно на нижних графиках Рис.3.15, при увеличении величины обратного смещения наблюдается уширение "спайков" и некоторое увеличение контраста до 3:1,68:0,93, что соответствует переходу лазера в режим, в котором импульсы ПСМ модулированы по амплитуде. При этом, длительность импульсов в режиме чистой ПМД и модулированной синхронизации мод практически совпадает. Следует отметить, что амплитуда "спайков" спадает до нуля на краю медленной огибающей, то есть между импульсами с медленной огибающей нет сигнала. В самом импульсе с медленной огибающей автокорреляционная функция не спадает до уровня нуля, что свидетельствует о том, что часть оптической мощности в импульсе излучается не в режиме ПСМ. Это может быть объяснено тем, что за все время длинного импульса не происходит полная синхронизация мод.

Дальнейшее увеличение обратного смещения на поглощающей секции и тока накачки приводит к переходу лазера в режим ПСМ. На Рис.3.16а представлена соответствующая автокорреляционная функция излучения лазера, из которой видно, что происходит полная синхронизация мод, без каких-либо огибающих. Частота следования импульсов соответствует времени полного обхода резонатора и составляет 44,3 ГГц, длительность импульсов в гауссовом приближении – 2 ps, а произведение длительности импульсов на ширину спектра $\Delta t \cdot \Delta \nu$ составляет 0,89 при теоретическом значении около 0,44. При этом, спектр излучения лазера (Рис.3.16b) сдвинут в длинноволновую область на 20 nm по сравнению с режимом ПМД, т.е. в спектральную область с меньшим коэффициентом поглощения. Этот сдвиг может быть объяснен тем, что в режиме пассивной модуляции добротности вскрытие поглотителя более вероятно в коротковолновой области, где усиление больше, в то время как для синхронизации мод требуется более быстрое насыщение усиления и не требуется большой величины модуляции поглощения.

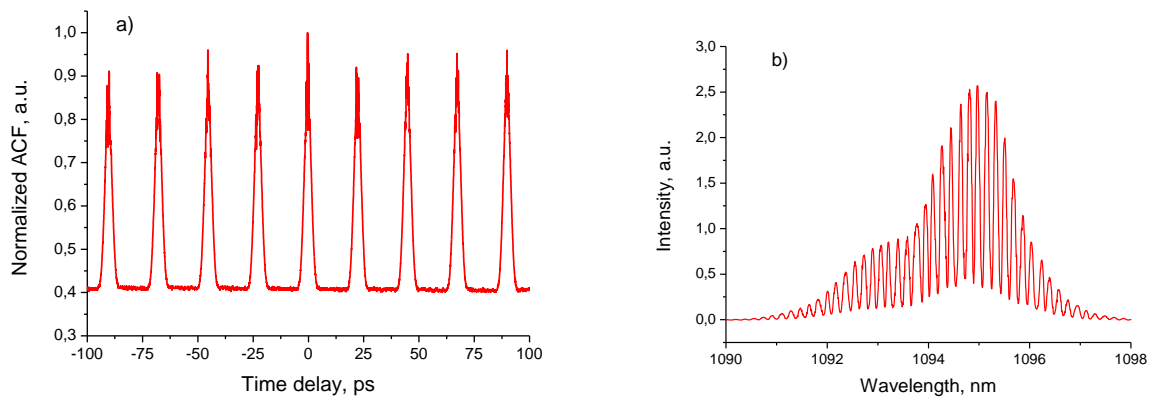


Рис.3.16 Режим пассивной синхронизации мод в двухсекционном лазере. $I_f = 118$ mA, $V_{rev} = -1.5$ V, $P_{peak} = 252$ mW, $F_{ML} = 44.3$ GHz, $\Delta\tau = 2$ ps, $\Delta\tau \cdot \Delta\nu = 0.89$

Таким образом, режимы пассивной модуляции добротности и пассивной синхронизации мод, а также модулированной синхронизации мод были реализованы в одном и том же лазере за счет выбора обратного смещения на секции поглотителя.

Глава 4. Режим СМ в лазерах с КТ и КЯ

4.1 Введение

Первые эксперименты с полупроводниковыми лазерами с СМ были проведены в 1978 г. в излучателях на основе AlGaAs [98]. В первых работах у лазеров отсутствовала секция насыщающегося поглотителя, а синхронизация мод осуществлялась за счет модуляции на частоте внешнего резонатора, поэтому длительность импульсов была относительно велика – более 10 ps. Впоследствии в конструкцию лазера был введен насыщающийся поглотитель и длительность импульсов значительно уменьшилась. Позже в работе 1993г. [99] было продемонстрировано, что в лазерах с поглотителем из имплантированного материала, в режиме СМ во внешнем резонаторе необходимо использовать компрессор для сжатия импульсов, чтобы устранить паразитный эффект спектрально-временного уширения (chirp). Авторы работы сообщили о получении импульсов, излучаемых одномодовым ЛД, длительностью 230 fs с пиковой мощностью 25 W после прохождения через компрессор на основе дифракционной решетки с коэффициентом сжатия 7. Большое временное уширение было объяснено тем, что импульсы высокой мощности искажаются из-за самонаведенной дисперсии в полупроводниковом лазере.

В отличие от ПСМ, частотой следования импульсов в режиме активной СМ можно управлять в некотором диапазоне вблизи основной гармоники лазерного резонатора. В работе [100] сообщается, что диапазон перестройки по частоте в режиме СМ составил 1.9 GHz: от 39 до 40.9 GHz посредством изменения частоты управляющего генератора. Поскольку полоса модуляции полупроводниковых лазеров током прямого смещения меньше, чем полоса модуляторов на эффекте Штарка или Франца-Кедыша, то в работе был изготовлен лазер с электропоглощающей секцией. Активная часть лазера включала 6 напряженно-сжатых InGaAsP/InGaAsP КЯ ($\lambda_g=1.55 \mu\text{m}$), а волноводная часть брэгговской, фазовой и электропоглощающей секций была изготовлена из InGaAsP ($\lambda_g=1.465 \mu\text{m}$). Эффективность лазера составила 0.1 W/A, мощность ВЧ- сигнала, подводимая к модулирующей секции 21dBm, сообщается о наличии согласующей высокочастотной цепи. Длительность импульсов составляла около 3 ps при джиттере 0.15 ps и слабо изменялась в диапазоне перестройки (Рис.4. 1). В [101] сообщается о

возможности перестройки по длине волны до 6 nm за счет нагрева секции РВО, и 20 nm[102] при инъекции внешнего CW- сигнала, перестройка происходила скачками при приближении длины волны генерации к модам резонатора лазера.

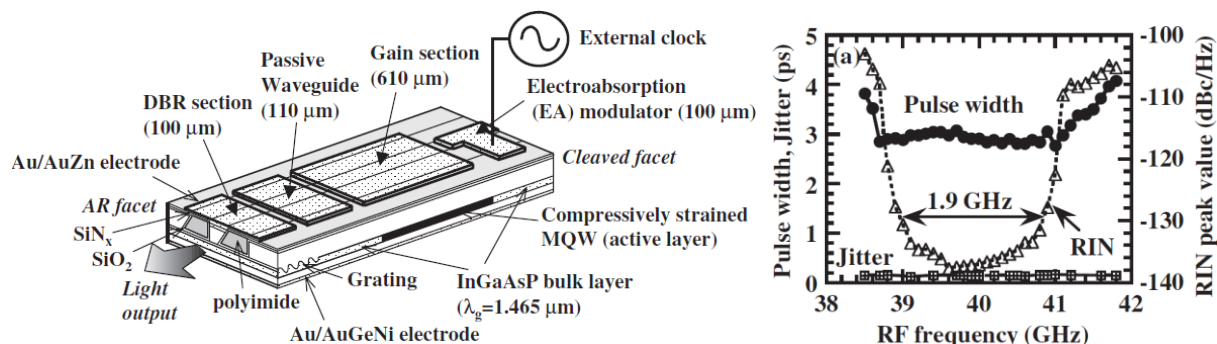


Рис.4. 1 Режим СМ в лазере с модулятором на эффекте Франца-Келдыша[100].

Повышение частоты СМ возможно при использовании многосекционной конструкции лазера. Методом имплантации также возможно изготовление лазеров с СМ и многосекционным насыщающимся поглотителем. В работе [103] был разработан литографический процесс с использованием фоторезиста толщиной несколько микрон, через который проводилась имплантации ионами N^{3+} через верхние эмиттерные слои. С точки зрения электрической схмотехники лазер имеет верхний и нижний контакты, а с точки зрения внутренней структуры он состоит из 4 усиливающих и 3 поглощающих секций (Рис.4.2)

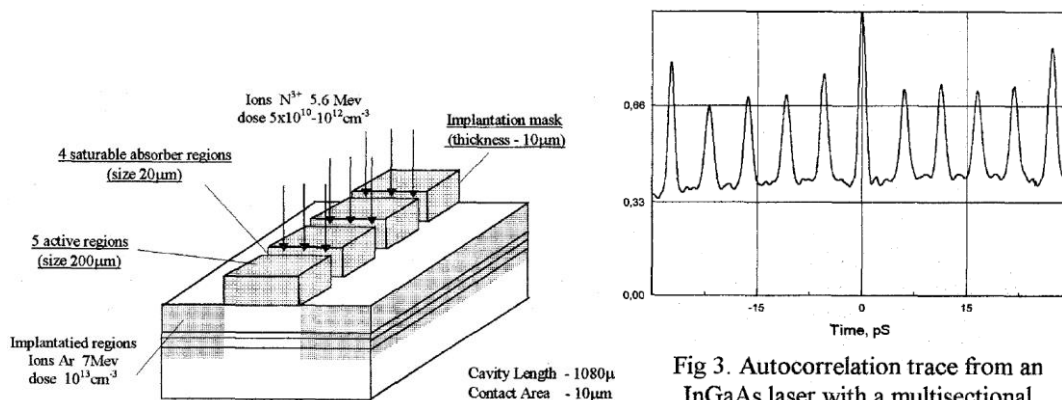


Fig 3. Autocorrelation trace from an InGaAs laser with a multisectiional

Рис.4.2 Лазер с многосекционным насыщающимся поглотителем [103]

Дальнейшему повышению частоты в многосекционных лазерах с СМ за счет увеличения числа секций препятствуют технологические ограничения, такие как точность расположения секций относительно зеркал, электрическая изоляция между ними и отражение от их границ. Повышение частоты возможно за счет дискриминации части спектральных мод резонатора и увеличению интервала между

ними. Как известно, $\frac{\Delta f}{f} \cong \frac{\Delta \lambda}{\lambda}$, где Δf - частота импульсов в режиме СМ. Соответственно, с увеличением межмодового интервала $\Delta \lambda$ растет и частота. В лазерах с резонатором Фабри-Перо расстояние между модами обратно пропорционально длине. Если в резонатор поместить секцию с распределенным брэгговским отражателем (РБО) то расстояние между лазерными модами может быть больше, чем у мод Фабри-Перо. Как известно, коэффициент отражения РБЗ зависит не только от длины и периода решетки, но и от ее начальной фазы. В работе [104] в конструкцию лазера с СМ включающим в себя, как обычно, усиливающую и поглощающие секции, дополнительно были введены секции контроля фазы и РБЗ (Рис.4.3) .

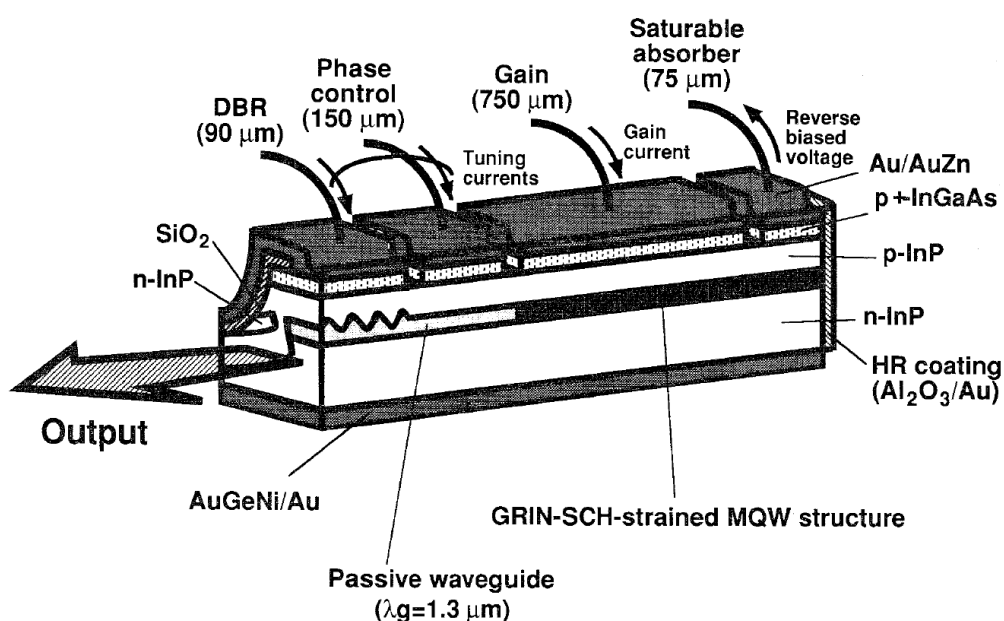


Рис.4.3 Конструкция лазера, включающая секции подстройки фазы и РБЗ [104]

За счет подбора длин секций авторам удалось увеличить расстояние между модами и получить частичную синхронизацию мод на 13, 20 и 40 гармониках резонатора, общая длина которого составляла около 1100 μm. При токе 85 ма и длине РБО 90 μm наблюдались частоты генерации на основной частоте резонатора 39.4 GHz, при увеличении тока до 150 ма, наблюдалась «частичная» СМ на 13-й гармонике, соответствующей частоте около 500 GHz. Термин «частичная» употребляется в том смысле, что при полной СМ интенсивность автокорреляционной спадает до 0 между пиками, тогда как при неполной синхронизации интенсивность не обращается в ноль нигде, что означает наличие не синхронизованных спектральных мод. Как пишут авторы «для некоторых

выбранных лазеров» при длине секции РБО 115 μm наблюдались частичная синхронизация мод на частотах около 800 GHz и 1.54 THz. В работе отсутствует описание изготовления лазерной структуры, но указано что секции контроля фазы и РБО были сформированы на основе материала с границей поглощения 1.3 μm , в то время как секции поглотителя и усилителя содержали 3 напряженных 0.8% InGaAs КЯ разделенных 13 nm InGaAsP ($\lambda_g=1.3 \mu\text{m}$). Увеличение межмодового интервала между лазерными линиями, обеспечивалось изменением показателей преломления фазовой секции и РБО при прямом смещении. Тонкая подстройка фазы обеспечивала совмещение определенных мод Фабри-Перо с пиками отражения брэгговской секции, наподобие того, как совпадают линии в нониусных шкалах. Тем самым обеспечивалась генерация на высших гармониках резонатора Фабри-Перо.

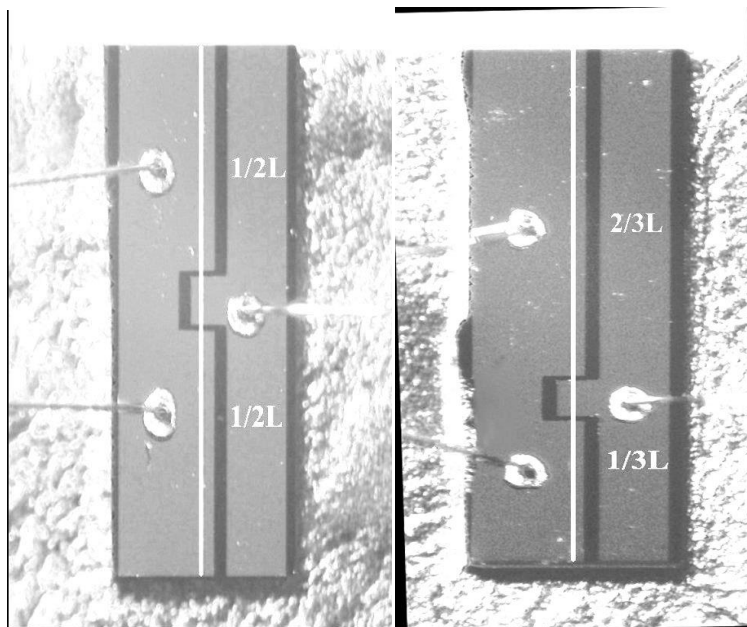


Рис.4.4 Фотографии лазеров с секцией НП, расположенной посередине между зеркалами (слева) и смещенной к одному из зеркал (справа)[85]

Относительно простым методом повышения частоты СМ является смещение НП на расстояние L/m от зеркала, где L - длина резонатора, а m -целое число (Рис.4.4). Тогда становится возможным генерация в режиме СМ на m -ой высшей гармонике резонатора [85].

Использование усложненных конструкций лазеров связано с тем, что не для всех лазерных структур выполняются условия генерации в режиме СМ. Если же возможно выполнение этих условий для 2-хсекционной конструкции, то именно она обычно используется из-за своей простоты.

4.2 Синхронизация мод в лазерах с КЯ диапазона 1.55 мкм

Лазеры с синхронизацией мод, работающие в спектральном диапазоне около 1,55 мкм привлекают повышенный интерес, так как в этом диапазоне оптическое волокно обладает окном прозрачности, а сравнительно малое по мощности излучение полупроводниковых лазеров может быть усилено при помощи коммерчески доступных усилителей. Двухсекционная конструкция с электрически изолированными секциями усилителя и поглотителя при этом может быть использована как для реализации пассивных режимов генерации пикосекундных импульсов [87], так и для улучшения характеристик одиночных мощных импульсов [82],[105].

Таблица 4.1 InGaAsP/InP структура 1291 с двумя КЯ и стоп-слоем.

Номер слоя	Материал	Толщина	Легирование
1	InP подложка	350 мкм	Si, $2 \cdot 10^{18}$
2	InP эмиттер	0,7 мкм	Si, $5 \cdot 10^{17}$
3	InGaAsP, $\lambda=1,05$ мкм	0,28 мкм	Не легирован
4	InGaAsP, $\lambda=1,2$ мкм	0,04 мкм	Не легирован
5	InGaAsP КЯ	55 А	Не легирован
6	InGaAsP, $\lambda=1,2$ мкм	200 А	Не легирован
7	InGaAsP КЯ	55 А	Не легирован
8	InGaAsP, $\lambda=1,2$ мкм	0,04 мкм	Не легирован
9	InGaAsP, $\lambda=1,05$ мкм	0,28 мкм	Не легирован
10	InP р-эмиттер	0,4 мкм	Zn, $5 \cdot 10^{17}$
11	InGaAsP, $\lambda=1,27$ мкм (стоп слой)	150 А	Zn, $5 \cdot 10^{17}$
12	InP р-эмиттер	0,8 мкм	Zn, $5 \cdot 10^{17}$
13	InGaAsP, $\lambda=1,35$ мкм контактный слой	0,3 мкм	Zn, $1,5 \cdot 10^{18}$

Гетероструктуры, из которых были изготовлены двухсекционные лазеры с СМ, были выращены методом газофазной эпитаксии на подложках InP, и содержали две квантовые ямы, заключенные в оптический волновод (Рис.4.5), поддерживающий генерацию только основной поперечной оптической моды. Подробные параметры структуры приведены в таблице 4.1.

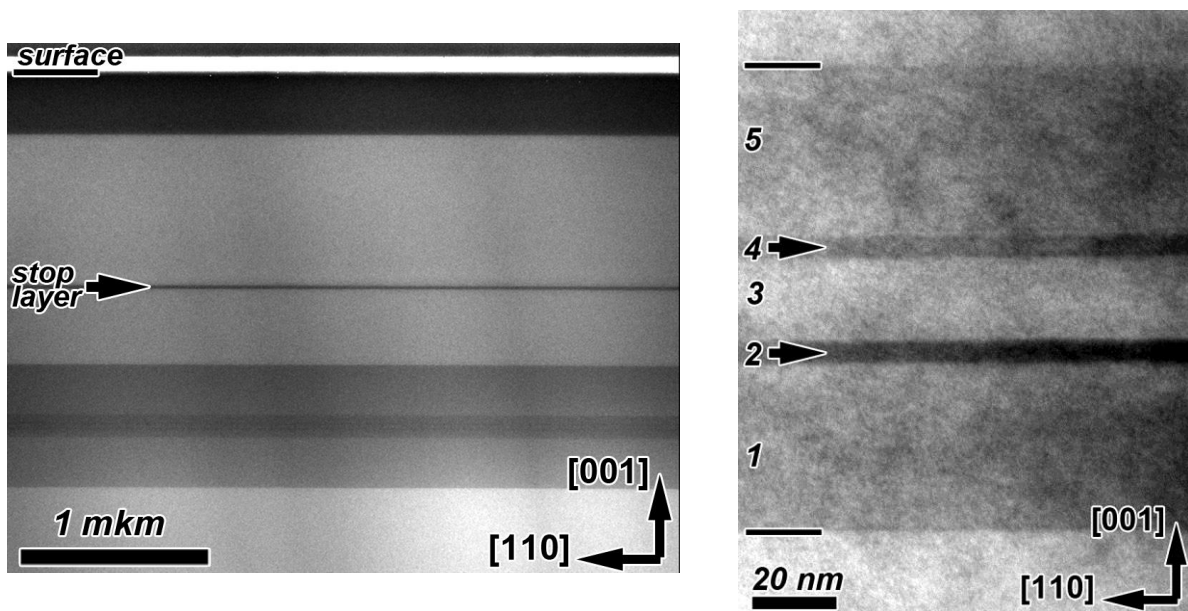


Рис.4.5 ПЭМ- изображение InGaAsP/InP лазерной структуры 1291 с 2 КЯ. Толщины слоев КЯ 2 и 4 (правый рисунок) 5.4 и 5.1 нм, что немного отличается от размеров 5.5 нм, приводимых изготовителями структуры.

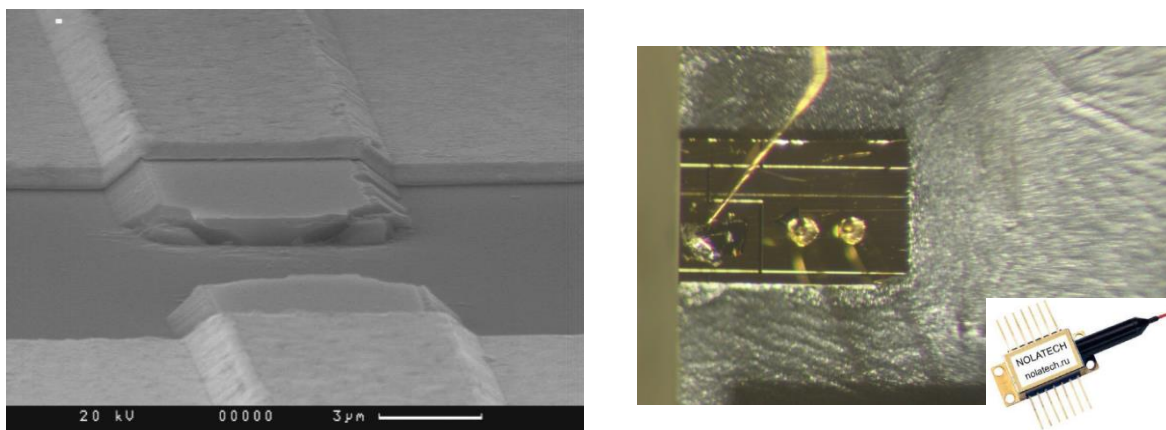


Рис.4.6 Фотография разрыва в контакте двухсекционного лазера (слева), а также напаянные на теплоотвод кристаллы и сопряженные с одномодовым волокном в butterfly-корпусе.

Из выращенных лазерных гетероструктур были изготовлены двухсекционные лазеры с узким одномодовым полоском и длиной резонатора 0,6-2,2 мм, с долей секции поглотителя 3-10% для реализации режима пассивной синхронизации мод и 50% для измерения поглощения методом интегрально-оптической спектроскопии [12]. На Рис.4.6 представлена фотография разрыва в контакте двухсекционного лазера мезополосковой конструкции с шириной полоска около 7 мкм. Электрическая изоляция составляла не менее 5 кОм. Важно отметить, что данный результат был получен с использованием достаточно доступной и распространенной технологии жидкостного травления. Неровность стенок мелкой мезы не приводит к

уменьшению эффективности лазеров, что может быть обусловлено малой долей оптической моды, приходящейся на мезу. Также мелкая меза позволяет использовать достаточно широкие полосы в 7 мкм для генерации излучения на основной пространственной моде. Часть лазеров была корпусирована на фирме «Нолатех» в стандартный butterfly-корпус с сопряжением с волокном типа SMF28, коэффициент ввода составил около 45%.

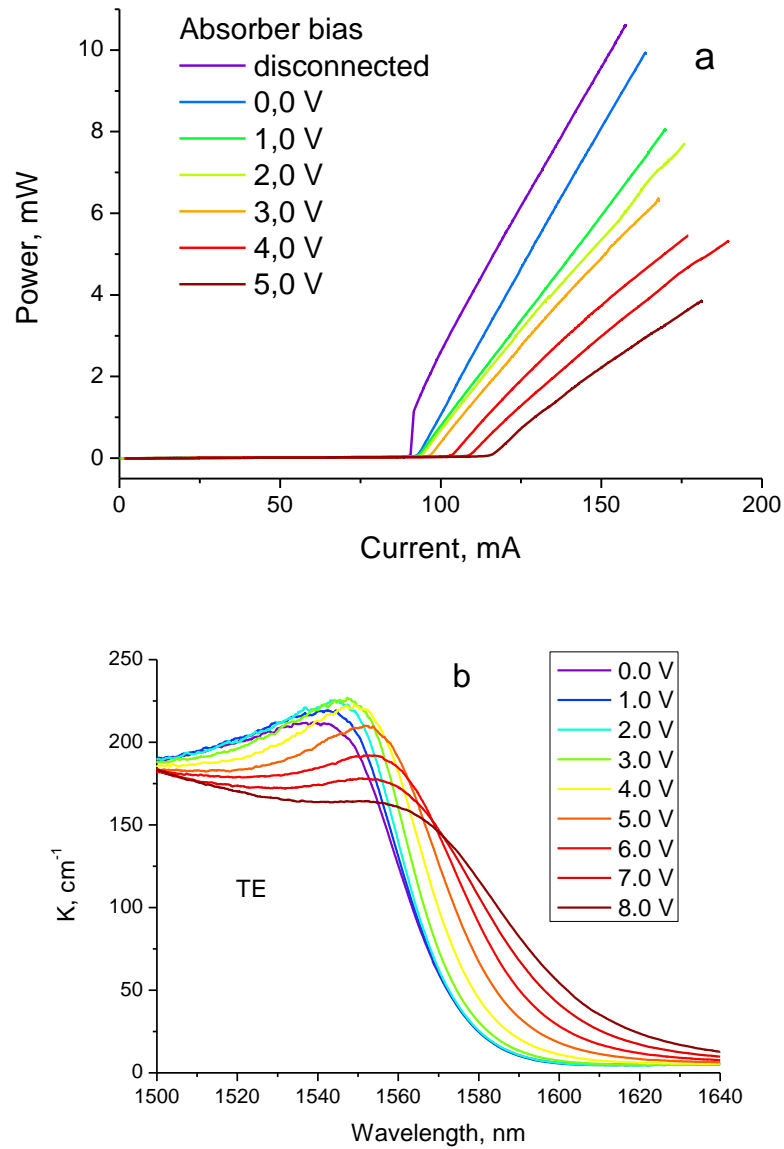


Рис.4.7 ВТХ (а) и коэффициент поглощения структуры 1291 при различных напряжениях обратного смещения.

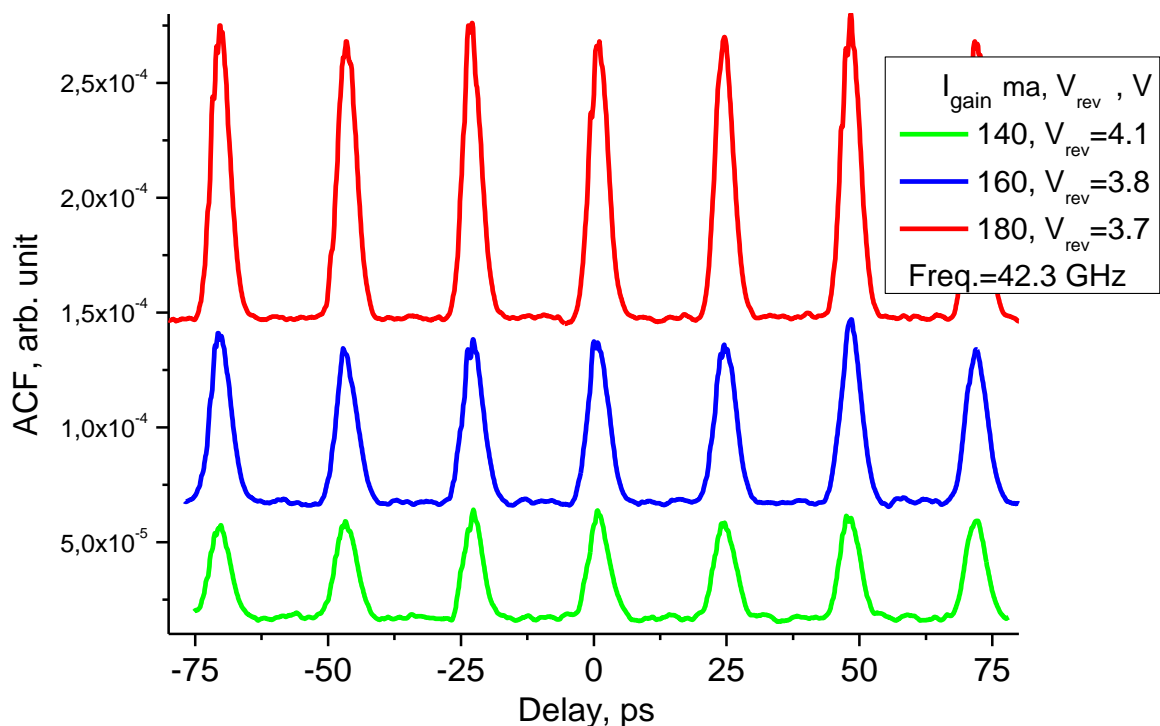


Рис.4.8 АКФ InGaAsP/InP лазера с СМ при токах накачки 140, 160, 180 ма[106].

Лазеры были исследованы при постоянном токе накачки и обратном смещении. На Рис.4.7а представлены Ватт-амперные характеристики двухсекционного лазера с ярко выраженным эффектом жесткого включения. Данный эффект характерен для лазеров с подавлением режима пассивной модуляции добротности и обычно соответствует режиму пассивной синхронизации мод. С увеличением обратного смещения увеличивается поглощение, что приводит к росту порогового тока и уменьшению эффективности лазера. На Рис.4.7б приведены спектры поглощения излучения лазера при различных обратных смещениях на секции поглотителя. СМ в образцах длиной 1мм наблюдалась на частоте 42 ГГц при обратных смещениях более 3.5 В, длительность импульсов составила 2.6 пс в гауссовом приближении, произведение длительности на ширину спектра – 0.76 (Рис.4.8).

Использование InGaAsP/InP структур является классическим решением для лазеров диапазона 1.55 мкм, при этом состав $(\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As})_y(\text{InP})_{1-y}$ имеет особую практическую ценность, поскольку согласован с InP по постоянной решетки. В последнее время наблюдается тенденция использования для диапазона 1.3-1.55 μm

оптоэлектронных приборов на основе соединений InGaAlAs вместо InGaAsP. Обусловлено это прежде всего большей величиной разрыва ΔE_C в зоне проводимости, и, соответственно, меньшей для ΔE_V [107] (Рис.4.9).

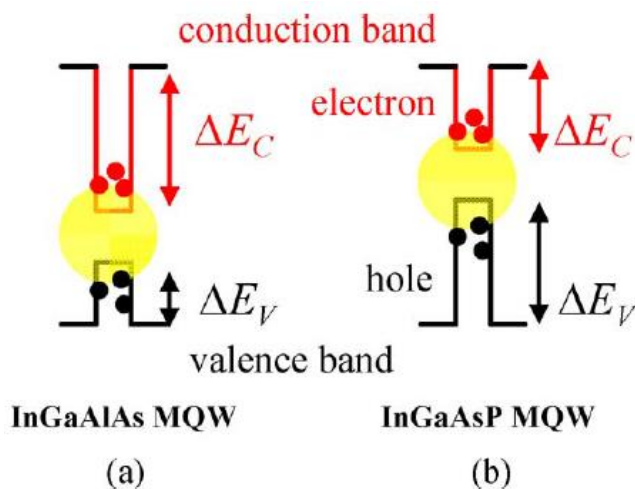


Рис.4.9 Схема зонной диаграммы для InGaAlAs (a) и InGaAsP (b) гетероструктур [107].

Известно, что приборы с толстыми изоморфными слоями, имеющими разный состав, но одинаковую с подложкой постоянную решетки, имеют, как правило лучшие характеристики, чем с метаморфными. Поэтому для лазеров толстые волноводные слои должны изготавливаться из состава $(Al_{1-x}Ga_x)_{0.47}In_{0.53}As$, согласованного с InP. Однако КЯ могут быть изготовлены из рассогласованного состава, до тех пор, пока их толщина не превышает критическую и в этом случае происходит псевдоморфный рост с возникающими напряжениями. В работе [6] был продемонстрирован режим СМ в лазерах с длиной волны излучения 1.54 мкм, изготовленных из гетероструктуры, содержащей $In_{0.67}Ga_{0.33}As$ квантовые ямы толщиной 3.5 nm, разделенные $In_{0.53}Al_{0.20}Ga_{0.27}As$ барьером толщиной 10 nm. При таких тонких слоях происходит псевдоморфное выращивание, когда постоянная решетки КЯ подстраивается под окружающие слои. Активная область была помещена в симметричный нелегированный $In_{0.53}Al_{0.20}Ga_{0.27}As$ волновод, InAlAs эмиттеры (обкладки волновода) были согласованные по параметру решетки с подложкой InP. Использование таких “тонких” КЯ приводит к тому, что лазер работает в режиме, когда усиление начинает быстро насыщаться из-за малого фактора оптического ограничения. Такой режим способствует

стабильности и снижению шумов в лазере с СМ, подобно тому как это происходит в лазерах с КТ, у которых усиление тоже быстро насыщается [108].

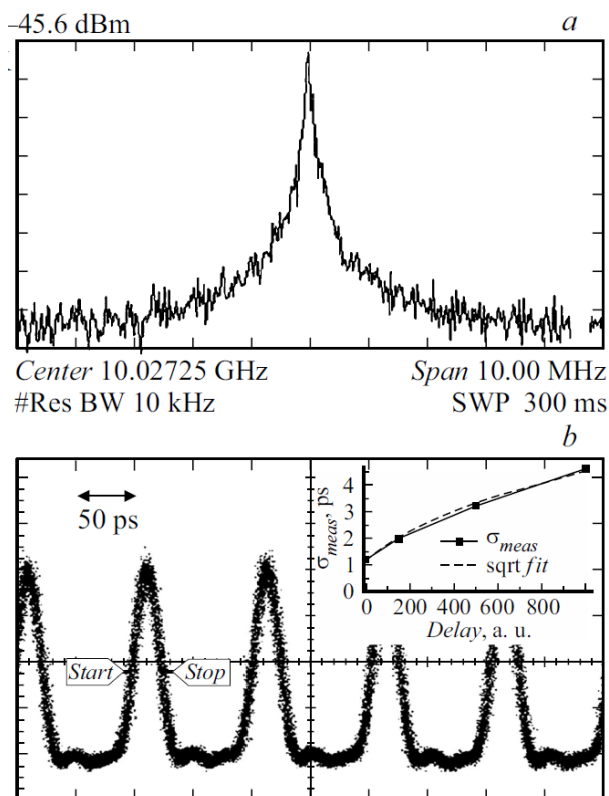


Рис.4.10 Режим ПСМ. а — радиочастотный спектр лазера с частотой следования импульсов 10GHz, б — осциллограмма излучения лазера в режиме синхронизации мод. На вставке — зависимость джиттера σ_{meas} от задержки $N=t \cdot F_{ML}$ [6].

Уровень шумов в лазер с СМ принято характеризовать временной нестабильностью периода повторения импульсов, или *джиттером* - это устоявшийся англицизм, его величина является важной характеристикой лазеров с СМ, поскольку она является одной из определяющих для оптических источников временных отсчетов. Джиттер характеризует шумовые свойства периодического сигнала во временном области, в спектральном представлении они описываются уровнем фазовых шумов. Естественно, что между этими понятиями существует связь. Качественно эта связь описана во многих учебниках по теории цепей на основе упрощенного представления сигнала в виде $f(t)=A \cdot \cos(\omega_0 t + \varphi(t))$. В предположении, что фазовый шум $\varphi(t)$ – малая поправка к аргументу, среднее значение которой равно нулю, связь между ней и джиттером между соседними импульсами запишется в следующем виде $\langle \sigma^2 \rangle = \langle \varphi^2(t) \rangle / \omega_0^2$. В случае малости $\varphi(t)$ можно заменить $\sin(\varphi) \approx \varphi$ и выражение для сигнала можно упростить $f(t) = \cos(\omega_0 t) - \sin(\omega_0 t) \cdot \varphi(t)$. Известно что, умножение на гармоническую функцию в спектральном

представлении дает просто сдвиг по частоте, поэтому для фурье-образов справедливо $F(\omega) \sim \Phi(\omega - \omega_0)$ при $\omega \neq \omega_0$. По теореме Парсеваля $\langle \varphi^2 \rangle = \int f^2 dt = \int F^2 d\omega$. Обычно используемые на практике радиочастотные анализаторы измеряют усредненную спектральную мощность сигнала $S(\omega) = F^2(\omega)$, поэтому связь между джиттером и спектром фазовых шумов можно записать в виде:

$$\sigma = \frac{1}{\omega_0} \sqrt{2 \int_{f_l}^{f_h} S(f) df}$$
, где из интегрирования исключают интервал вблизи ω_0 , а коэффициент 2 появляется из-за одностороннего интегрирования.

В [109] приведен более строгий вывод этой формулы, где отмечено что мощность фазовых шумов лазеров с СМ может сначала затухать как $\sim 1/f^2$, а вдали от спектрального пика по более медленному закону. В случае измерения джиттера между N количеством импульсов его величина растет пропорционально \sqrt{N} , наподобие того, как смещение броуновской частицы в модели Эйнштейна изменяется пропорционально корню из времени наблюдения. В [6] проведено измерение джиттера импульсов лазеров с СМ спектрального диапазона 1.55 μm с активной областью на основе $\text{In}_{0.67}\text{Ga}_{0.33}\text{As}$, и было экспериментально показано что величина джиттера растет $\sim \sqrt{N}$. Измеренное значение джиттера было получено как на основе как временного, так и спектрального представлений и составило 140 и 120 fs, соответственно (Рис.4.10). Эта величина является относительно небольшой, на порядок меньшей чем в [110], а причиной этого является работа в области насыщения усиления, что было обусловлено малым значением коэффициента оптического ограничения.

4.3 Синхронизация мод в лазерах с КЯ в широком волноводе

В описании процесса СМ в виде суммы гармоник $(E_i + \delta E_i) \cdot \cos(\omega_i t + \delta \varphi_i)$, где δE_i и $\delta \varphi_i$ – амплитудные и фазовые шумы отражено то, что в последовательности лазерных импульсов присутствуют как минимум два источника шума: 1) спонтанное излучение, включенное в δE_i и 2) временное уширение длительности из-за дисперсии, которое отражает $\delta \varphi_i$. Кроме того, известно [111], что необходимыми условиями возникновения автопульсаций в лазере является во-первых, $\partial \alpha / \partial n > \partial g / \partial n$ или превышение энергии насыщения усилителя над поглотителем, и, во-вторых, более быстрое время восстановления поглотителя $\tau_a < \tau_g$.

При этом большая величина $\partial g/\partial n$ способствует МД, а меньшая - СМ. Эти 3 фактора – спонтанное излучение, дисперсию и $\partial g/\partial n$ можно уменьшить, если уменьшить перекрытие оптической моды с КЯ, и одним из способов этого является увеличение толщины волновода.

Также на режим работы лазера сказывается динамика захвата и выноса носителей из КЯ. В работе [112] проведено теоретическое исследование стабильности режима СМ в лазере с одиночной квантовой ямой. В ней продемонстрировано, что быстрый захват носителей в КЯ приводит к возникновению режима МД или к гибриднему режиму МД+СМ. В предположении медленного захвата дырок в КЯ стабильность режима СМ и токовый диапазон его существования значительно увеличивается. Отмечается также, что стабильный режим СМ наблюдается при токах выше порогового на $\approx 40\%$. Для увеличения времени захвата носителей в КЯ, и соответственно, повышения стабильности СМ, в [112] предложило увеличивать ширину волновода.

Эти 4 фактора – уменьшение спонтанного излучения, дисперсии, $\partial g/\partial n$ и увеличение времени захвата можно обеспечить, если увеличить толщину волновода. Экспериментальное подтверждение этих предположений сделано в [6], где для увеличения времени транспорта носителей была изготовлена структура с расстоянием от p -эмиттера до КЯ было $0.7 \mu\text{m}$, а уменьшение фактора перекрытия обеспечивалось смещением КЯ от максимума оптического поля. Согласно грубой оценке, сделанной в предположении что время захвата определяется диффузией дырок $\tau \cong \frac{L^2}{D_p} = \frac{(0.7 \mu\text{m})^2}{10 \text{ cm}^2/\text{s}} = 0.49 \text{ ns}$. Двухсекционные лазеры длиной 3.2 mm были изготовлены из AlGaAs/GaAs/InGaAs гетероструктуры с одной напряженной КЯ толщиной 9 nm , расположенной асимметрично относительно центра волновода, что обеспечивало, генерацию только фундаментальной моды [6] при ширине волновода $1.7 \mu\text{m}$, максимум длины волны излучения лежал в диапазоне $1062\text{--}1068 \text{ nm}$. Стандартными литографическими методами были изготовлены лазеры с шириной полоска $5 \mu\text{m}$ и глубиной мезы, при которой исключалась генерация мод высокого порядка. В качестве насыщающегося поглотителя выступала секция с обратным смещением, для чего в контактном полоске был сделан разрыв, обеспечивающий изоляцию более $100 \text{ k}\Omega$.

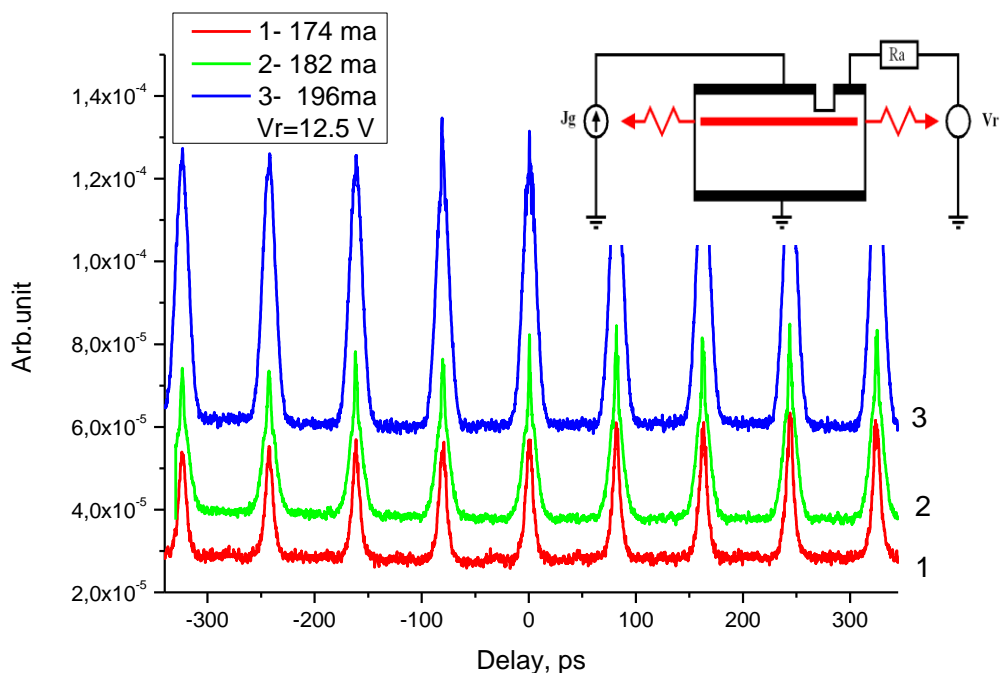


Рис.4. 11 АКФ при токах 1 - 175, 2 - 182, 3 – 197 мА и обратном смещении на секции НП $V_r=12,5$ В [23].

На Рис.4. 11 представлена автокорреляционная функция второго порядка, полученная на корреляторе со схемой интерферометра Майкельсона и преобразованием во вторую гармонику на нелинейном кристалле LiJO_3 . С самого порога наблюдается режим пассивной синхронизации мод. Типичная для лазеров с быстрым захватом носителей модуляция добротности отсутствует. При увеличении средней излучаемой мощности в 2 раза от 4 до 8 mW (Рис.4. 11) длительность импульсов незначительно увеличивается в 1.5 раза (от 5.2 до 8.5 пс). Произведение длительности импульса на спектральную ширину $\Delta t \cdot \Delta f$ достигает минимального значения, как обычно, вблизи порога. Для точной оценки величины этого соотношения было сделано предположение о гауссовой временной форме импульсов, поскольку автокорреляционная зависимость довольно точно аппроксимируется гауссовой функцией. Теоретический минимум этого параметра в данном случае составляет 0.44, а экспериментально измеренное значение равно 0.81 вблизи порога и увеличивается до 1.2 при средней излучаемой мощности 9 mW. Полученные данные свидетельствуют о высокой стабильности параметра $\Delta t \cdot \Delta f$ во всем диапазоне существования режима СМ.

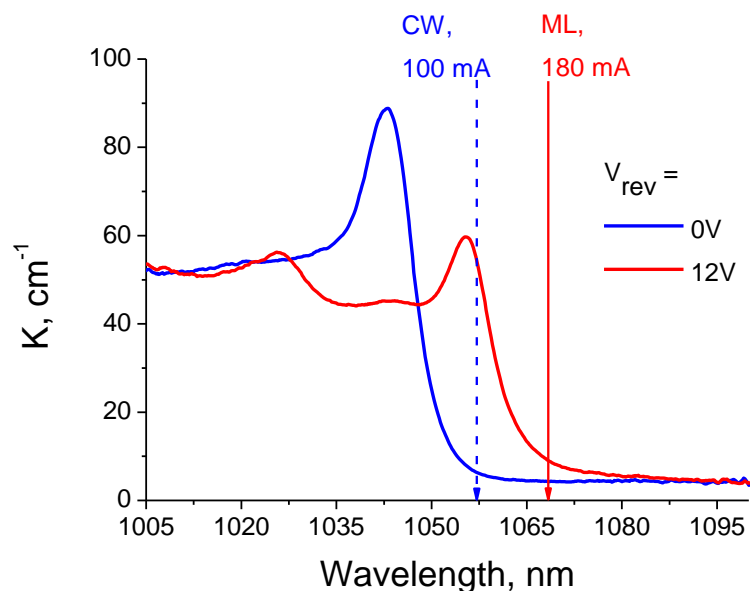


Рис.4. 12 Сдвиг края фундаментального поглощения и соответствующее этому смещение лазерной линии в непрерывном режиме и СМ.

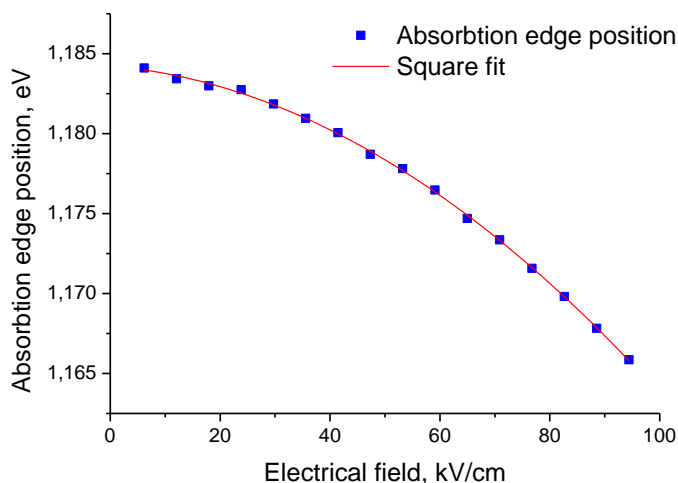


Рис.4. 13 Штарковский сдвиг экситонного пика и его квадратичная аппроксимация.

Режим синхронизации мод наблюдается при напряжениях на обратной секции поглотителя более 9 В, значительно больших, чем в ранее исследованных лазерах с пассивной СМ на КЯ и КТ [113][95]. Для объяснения этого эффекта были проведены измерения коэффициента поглощения в зависимости от величины приложенного поля к секции поглотителя. Результаты измерений (Рис.4. 12) демонстрируют наличие экситонного пика на фундаментальном краю поглощения во всем диапазоне прикладываемых смещений. Это объясняется тем, что в относительно толстой квантовой яме с большой суммарной величиной барьеров для дырок и электронов 300 meV экситон локализован в яме даже при большой величине приложенного

поля. Сдвиг положения пика хорошо аппроксимируется квадратичной зависимостью от напряженности электрического поля (Рис.4. 13), в соответствие с тем, что предсказывает теория приближений для основного уровня энергии в глубокой яме.

Длина волны генерации (пунктирная линия CW на Рис.4. 12) сдвинута в длинноволновую область относительно пика экситонного поглощения на 18 meV. Относительно края запрещенной зоны сдвиг экситона составляет величину порядка 12 meV, поэтому величина сужения запрещенной зоны при пороговом токе составляет 30 meV и увеличивается с ростом тока накачки [25]. Синхронизация мод возникает только при больших напряжениях (сплошная линия ML на Рис.4. 12), когда поглощение увеличивается из-за квантового эффекта Штарка, а при малых обратных смещениях, когда поглощение мало, наблюдается непрерывный режим генерации.

Ширина радиочастотного спектра ΔF_{FWHM} режима пассивной СМ составляет 20 kHz, что сопоставимо с величиной этого параметра в лазерах на КТ. Малая величина ΔF_{FWHM} свидетельствует о низком уровне временного джиттера. Таким образом, в двухсекционных лазерах с одиночной квантовой ямой в расширенном волноводе продемонстрировано улучшение стабильности режима пассивной синхронизации мод.

4.5 Синхронизация мод в лазерах с туннельно-связанными КЯ

В предыдущей главе для получения режима ПСМ в двухсекционном требовалось прикладывать значительное обратное смещение к секции поглотителя. В работе [13] для уменьшения величины обратного смещения было предложено использовать асимметричную структуру с двумя связанными квантовыми ямами (КЯ).

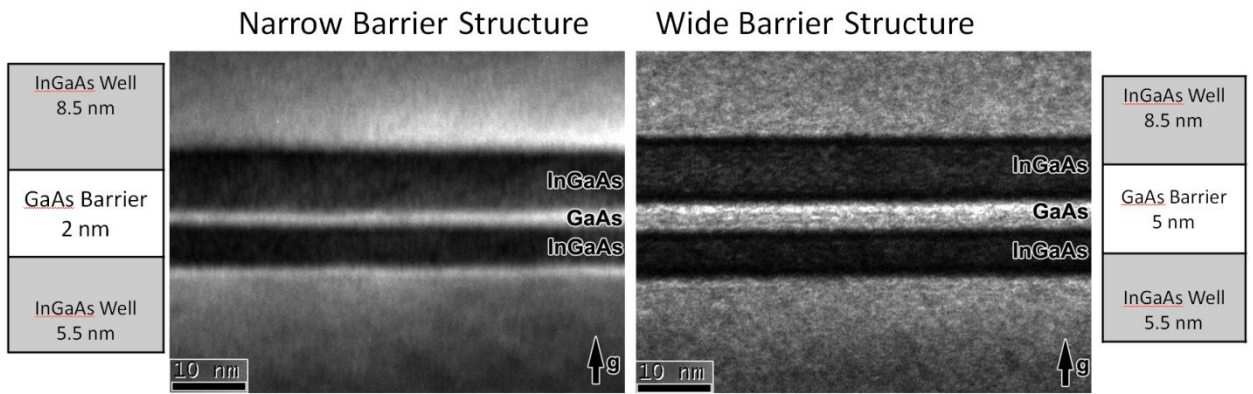


Рис.4. 14 ПЭМ – изображение асимметричной структуры с тонким (слева) и толстым (справа) барьером.

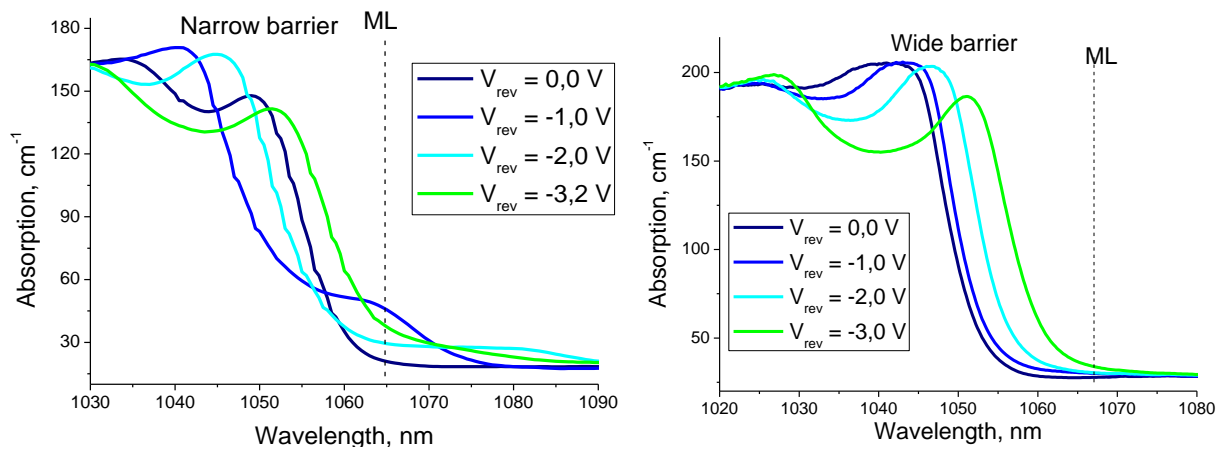


Рис.4. 15 Поглощение структуры с барьером 2 нм (Narrow barrier) и барьером 5 нм (wide barrier).

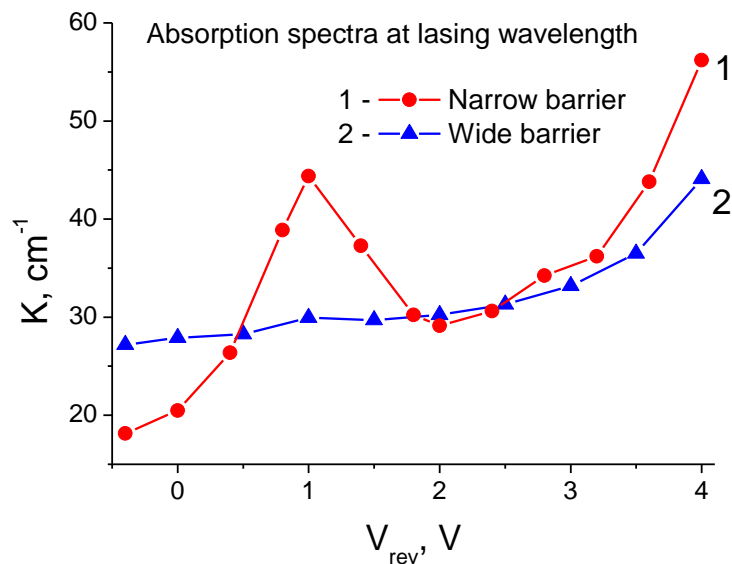


Рис.4. 16 Зависимость поглощения лазерной структуры на длине волны генерации от обратного смещения, 1 - структура с узким барьером, 2 - структура с широким барьером.

Ранее было показано, что туннельное связывание квантовых точек (КТ) приводит к появлению “непрямых” оптических переходов между соседними КТ [12]. Оптическая интенсивность такого непрямого перехода определяется вероятностью туннелирования носителей между соседними точками и увеличивается при сближении электронных уровней. В определенном диапазоне внешних полей носители становятся делокализованными, вероятность туннелирования при этом отлична от нуля и в спектре поглощения появляется соответствующий этому непрямому переходу пик. В приборах на основе КТ соответствующий резонансный пик в спектре поглощения сильно размыт вследствие дисперсии размеров КТ, которая происходит из-за недостаточного уровня развития современной технологии роста КТ [12][113]. Структуры на основе квантовых ям (КЯ) являются технологически более совершенными и обладают малой неоднородностью толщины эпитаксиальных слоев. Поэтому следует ожидать, что резонансный пик в спектре поглощения при сближении уровней КЯ будет значительно уже, чем для структур с КТ. Глубина проникновения может быть оценена по формуле для конечной КЯ: $1/(\frac{1}{\hbar}\sqrt{2m(U - E)})$, которая для электронов дает ≈ 0.7 нм и примерно в 3 раза меньше для дырок.

Лазерные структуры были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках n^+ -GaAs с ориентацией (001). Активная область состояла из двух квантовых ям $\text{In}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ толщиной 6 и 9 нм (данные ПЭМ), разделенных барьером GaAs, более широкая яма располагалась ближе к области гетероструктуры легированной примесью р-типа. Для связанных ям ширина барьера $w = 2$ нм, для не связанных $w = 4$ нм (Рис.4. 14). Квантовые ямы были заключены в симметричный волноводный слой GaAs шириной 0.4 мкм, ограниченный снизу слоем $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}:\text{Si}$ с проводимостью n-типа, толщиной 1.2 мкм, и слоем $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}:\text{Be}$ с проводимостью р-типа, толщиной 1.0 мкм, сверху.

В структурах с узким барьерным слоем между квантовыми ямами происходит туннельное связывание уровней ям, что обуславливает возникновение непрямого перехода между квантовыми ямами. Движение этого перехода в длинноволновую область спектра от приложенного поля приводит к увеличению поглощения при малых обратных смещениях на длине волны генерации (кривая поглощения для

барьера 2 нм при $V_{rev} = -1V$ на Рис.4. 15) и существованию режима ПСМ при $V_{rev} = (-0.6) \div (-1.4)$ вольт.

В структурах с широким барьерным между КЯ туннелирования не происходит, и край поглощения сдвигается плавно, без пиков (кривые поглощения для барьера 5 нм при всех V_{rev} на Рис.4. 15). Край поглощения, связанный с широкой ямой 8.5 нм, двигается быстрее с ростом напряженности внешнего поля, чем в узкой КЯ, поэтому при высоком значении напряженности на спектре поглощения четко выражен экситонный пик широкой ямы (кривая поглощения для широкого барьера при $V_{rev} = -3V$ на Рис.4. 15).

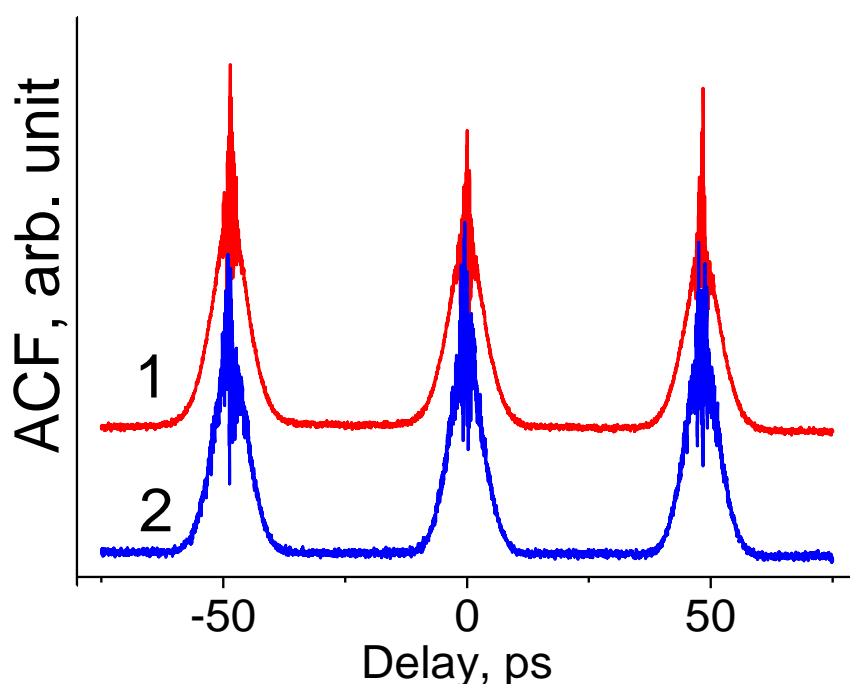


Рис.4. 17 АКФ лазера с узким барьером между ямами при токе накачки 250 мА. 1 - $V_{rev} = -1.0 V$, длительность импульса – 5,2 пс, ТВР = 1.2; 2 - $V_{rev} = -3.4 V$, длительность импульса – 4.7 пс, ТВР = 1.1

Для реализации режима СМ необходима достаточная величина поглощения, поскольку это необходимо для влияния эффекта просветления. При малых $V_{rev} \approx 0 V$, поглощение недостаточно для СМ. При $V_{rev} \approx -1 V$ наблюдается пик поглощения для структуры с узким барьером (кривая 1 на Рис.4. 16), поэтому для этой структуры в данном диапазоне обратных смещения наблюдается СМ (кривая 1 на Рис.4. 17). В диапазоне $V_{rev} = (-1.5) \div (-3) V$ для кривой 1 на Рис.4. 16 наблюдается локальный минимум, и, как следствие, режима СМ не наблюдается. С дальнейшим ростом

обратных смещений выше 3 В поглощение возрастает из-за эффекта Штарка и лазер вновь переходит в режим СМ (кривая 2 на Рис.4. 17).

Для лазеров из структуры с широким барьером режим СМ наблюдается только при высоких значениях $|V_{rev}| > 3$ В, что является типичным для лазеров несвязанными КЯ.

Таким образом, малая ширина барьерного слоя в лазерных структурах с двумя квантовыми ямами приводит к появлению дополнительного пика в спектре поглощения. При малых обратных смещениях от 0.7 до 1.1 В положение этого пика совпадает с линией лазерной генерации. При этом дифференциальные потери становятся достаточно большими для того, чтобы лазер излучал в режиме пассивной синхронизации мод. Такая структура с двумя связанными ямами перспективна для создания модуляторов с сильным изменением поглощения от приложенного смещения, а также для создания двухсекционных лазеров с синхронизацией мод с малым напряжением на секции поглотителя.

4.6 Синхронизация мод в лазерах с КТ

В настоящее время общепризнанным является тот факт, что лазеры с КТ, работающие в спектральном диапазоне 1,3 мкм, изготовленные из квантоворазмерных структур на GaAs-подложках, превосходят лазеры на КЯ, выращенные на InP-подложках по таким важным параметрам, как пороговый ток, температурная стабильность рабочих характеристик и ширина спектра излучения. В то же время, режиму СМ способствует выполнение ряда условий, которые для лазеров с токовой модуляцией служат ограничением верхней частоты: 1) насыщение усиления, 2) широкий спектр излучения, 3) фактор нелинейности усиления ϵ , и связанное с ним время захвата и выноса. Время выноса носителей из области НП должно быть быстрее периода следования импульсов. В работах [114] [115] было продемонстрировано быстрое время релаксации и выноса носителей в материале с КТ. В частности в [114] была выращена структура с 25 слоями InAs/In_{0.15}Ga_{0.85}As/GaAs КТ закрытая сверху LTG GaAs, с нанесенной поверх него электродами терагерцовой антенны с зазором 8 мкм, которая излучала терагерцовое излучение при засветке фемтосекундным 800-нм лазером. Такие фотопроводящие антенны перспективны для генерации ТГц излучения, в частности в [116] сообщается об генерации терагерцового излучения мощностью 0.64 мВт при засветке подобной антенны 1550нм лазером мощностью 28 мВт. В [114] сообщается, что при напряжении ≈ 2.5 В/мкм время жизни носителей в структуре с InAs КТ составляло около 2 пс. В то же время следует учитывать, что при высокой оптической мощности в лазерах с обратносмещенной секцией НП поле фотоиндуцированных носителей экранирует внешнее смещение, и тем самым увеличивает время выноса, этот эффект часто называют электропоглощением.

Существенным преимуществом активной области с КЯ по сравнению с КТ для лазеров с СМ является большая частота повторения, что является следствием большего усиления структур с КЯ. Это преимущество проявляется на частотах более 100 ГГц. При этом в области низких частот 3 -15 ГГц, наоборот преимущество у лазеров с КТ [113][108]. Обусловлено это тем, что 1) потери на свободных носителях снижаются с уменьшением фактора оптического ограничения и 2) насыщение усиления значительно сильнее в лазерах с КТ.

Таблица 4.1 Сравнение факторов, способствующих СМ для структур с КТ и КЯ.

Фактор, способствующий СМ	Преимущество КТ над КЯ	Причины
Насыщение усиления	Есть	Ограниченное число КТ, неоднородность размеров, $\Gamma_{КТ} < \Gamma_{КЯ}$
Малая материальная дисперсия, фактор Генри [117], низкие внутренние потери	Есть, в сравнении с обычными структурами с КЯ	Ограниченное число КТ, $\Gamma_{КТ} < \Gamma_{КЯ}$, неоднородность размеров
	Нет, по отношению к структурам с расширенным волноводом с КЯ	$\Gamma_{КТ} \approx \Gamma_{КЯ}$ в широком волноводе
Высокий фактор нелинейности усиления ε	Есть	Неоднородность размеров, расстояние между КТ требует время на транспорт.
Выжигание усиления после импульса	Есть	Расстояние между КТ
Высокая частота повторения	Нет	Меньшее усиление КТ по сравнению с КЯ
Согласование спектра усиления и поглощения	Есть, значительное преимущество.	Меньшее влияние сужения запрещенной зоны из-за размеров и дискретности КТ, меньший эффект Штарка, экситонные эффекты включены в механизм поглощения КТ, неоднородность размеров.

В таблице 4.1 дано сравнение факторов, которые приводят к режиму СМ в лазерах с обратносмещенной секцией НП для структур с КТ и КЯ. Основным преимуществом является согласование спектров поглощения и усиления в лазерах с КТ. Причиной согласования является то, что форма спектра усиления на длинах волн основного состояния КТ демонстрирует быстрое насыщение максимума с ростом тока, а вид спектра поглощения меняется слабо во внешнем электрическом поле, сдвигаясь в красную область на ~ 1 нм приложении поля 10 КВ/см (Рис.4. 19). Таким образом, на лазерной длине волны коэффициент поглощения КТ меняется незначительно во внешнем поле для малой интенсивности излучения. При высокой интенсивности, из-за эффекта электропоглощения [89][88][114] время выноса неравновесных носителей уменьшается и поглощение снижается.

Следует отметить, что для длинных лазеров с КТ величина коэффициента поглощения в секции НП может изменяться заметно, а именно возрастать при приложении внешнего электрического поля. Связано это с тем, что спектр излучения длинных лазеров может быть смещена на 20 нм в красную область [113], где поглощение во внешнем поле растет с обратным смещением из-за эффекта Штарка [118][119](Рис.4. 19).

Насыщение усиления иллюстрирует Рис.4. 18, на котором видно, что на длине волны генерации через основное состояние усиление меняется на с 8 до 11 см⁻¹ при возрастании тока с 20 до 80 ма, т.е ток меняется в 4 раза, а усиление в 1.37 раза. Этот же рисунок иллюстрирует то, что лазерная линия находится близко к максимуму поглощения, что позволяет использовать секцию НП небольшой длины и выполнить необходимое для СМ условие $d\alpha/dn > dg/dn$. На первый взгляд это условие можно выполнить и при малом уровне поглощения, если обеспечить необходимую длину НП. Однако из соображения повышения КПД секция поглотителя не должна превышать протяженности импульса. Например хорошо зарекомендовала схема двухсекционного лазера, в котором короткая секция НП располагается вблизи зеркала с высокоотражающим покрытием [5]. В такой конструкции эффект просветления усиливается за счет столкновения импульса с самим собой при отражении от “глухого” зеркала.

Иллюстрацией того, что структуры с КТ представляются хорошим выбором для создания лазеров с СМ являются Рис.4. 20 и Рис.4. 21. На первом из них для лазера с 10 слоями КТ длиной 8 мм частота следования импульсов в режиме СМ составляет 5 ГГц, а на втором лазер длиной 1 мм, изготовленный из той же структуры демонстрирует частоту около 40 ГГц. Длина секции НП для этих лазеров составляла 4-10% от длины резонатора. Следует отметить, что импульсная выходная мощность лазера длиной 8мм в режиме СМ составляла более 1.5Вт. При такой мощности импульс растягивается за счет дисперсии и фактора Генри, поэтому его длительность можно уменьшить сжатием в решеточном компрессоре [120]. Эффект увеличения длительности с ростом мощности хорошо известен [113], что иллюстрирует Рис.4. 22, причиной этого является то, что НП не достаточно синхронизирует все спектральные моды при высокой их интенсивности, и это приводит к необходимости компромисса между мощностью и длительностью импульса или спектра (Рис.4. 22).

Таким образом, совокупность характеристик лазеров с КТ позволяет реализовывать режим СМ мод в широком диапазоне частот и выходной мощности.

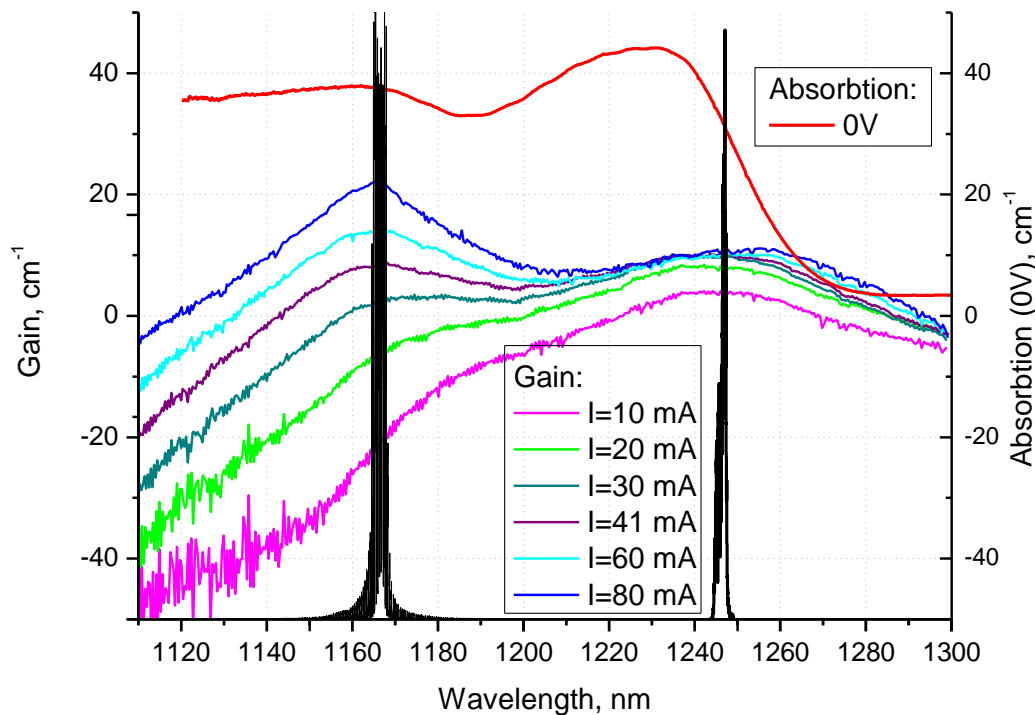


Рис.4. 18 Спектры поглощения и усиления структуры DO473 с 10 слоями InAs/In_{0.15}Ga_{0.85}As/GaAs КТ, а также спектры генерации длинных (1мм) и коротких (0.3 мм) лазеров.

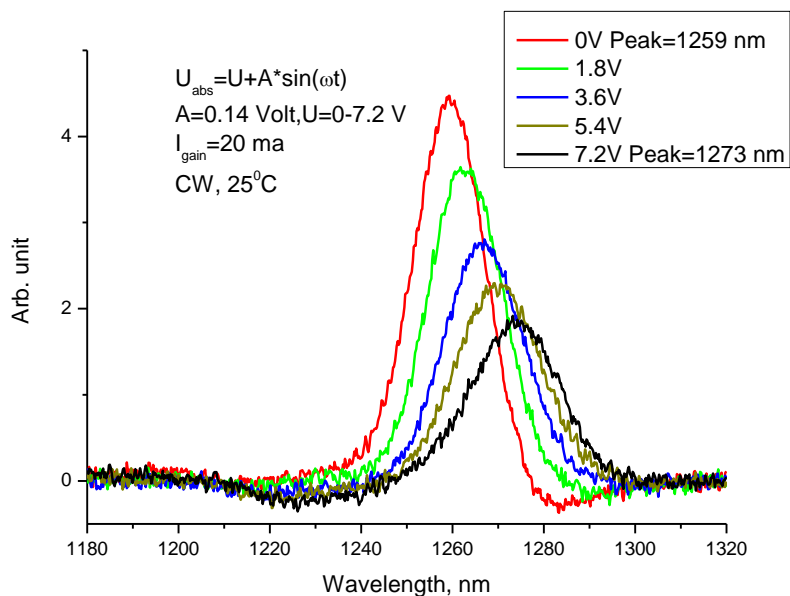


Рис.4. 19 Спектры дифференциального поглощения структуры DO473 с 10 слоями КТ

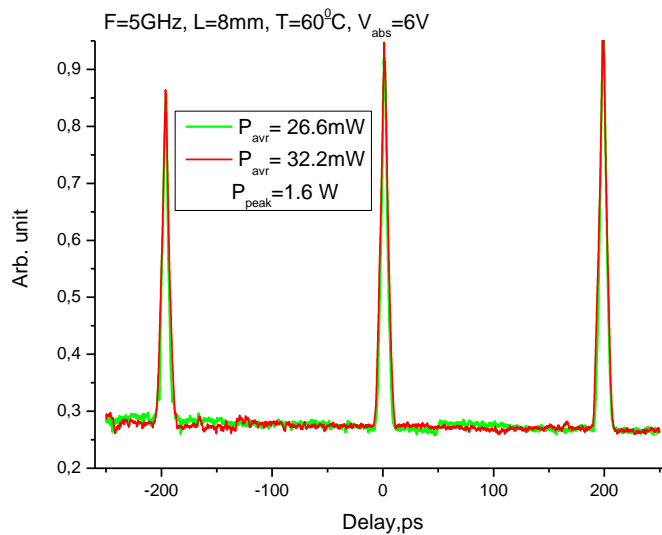


Рис.4. 20 АКФ лазера длиной 8 мм, структура с 10 слоями КТ

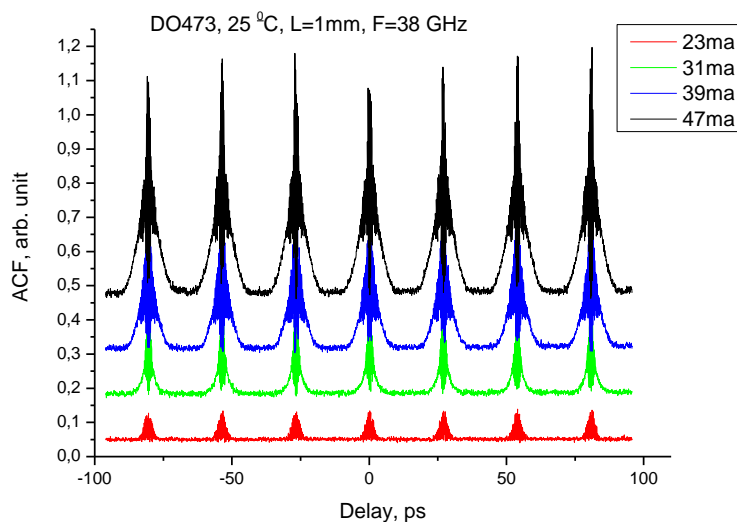


Рис.4. 21 АКФ лазера длиной 1 мм, структура с 10 слоями КТ

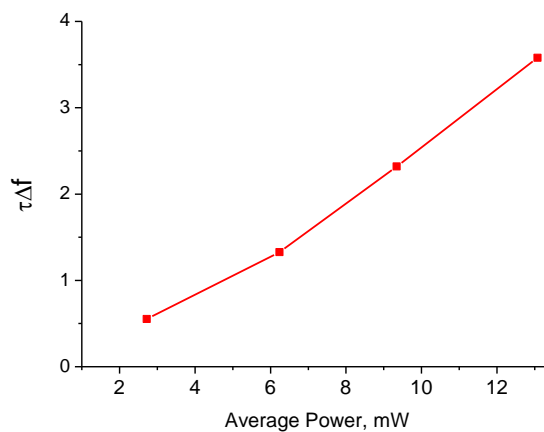


Рис.4. 22 Зависимость $\tau\Delta f$ от средней мощности излучения

Глава 5. Генерация пикосекундных импульсов с узким спектром и увеличенной мощностью при субнаносекундной накачке.

5.1 Введение

Преимуществами режимов МД и модуляции усиления перед СМ являются, во-первых, управляемая частота повторения, и во-вторых, большая энергия импульсов. Проиллюстрировать эти методы генерации пикосекундных импульсов можно на основе решения усредненных скоростных уравнений при накачке токовым импульсом длительностью 0.5 нс (Рис.5. 1), откуда видно, что оптическая мощность в режиме МД может быть на порядок больше, чем в случае модуляции усиления. Происходит это за счет того, что затвор в виде НП позволяет накопить большую инверсную населенность, которая переходит в большую плотность фотонов. Поэтому скачок на графике для концентрации носителей в режиме МД значительно больше, чем в случае модуляции усиления (Рис.5. 1). Также видно, что отсутствие возможности создать значительное превышение усиления над потерями приводит к отсутствию переосцилляций плотности носителей, и, соответственно к возможному появлению «хвоста» оптического импульса.

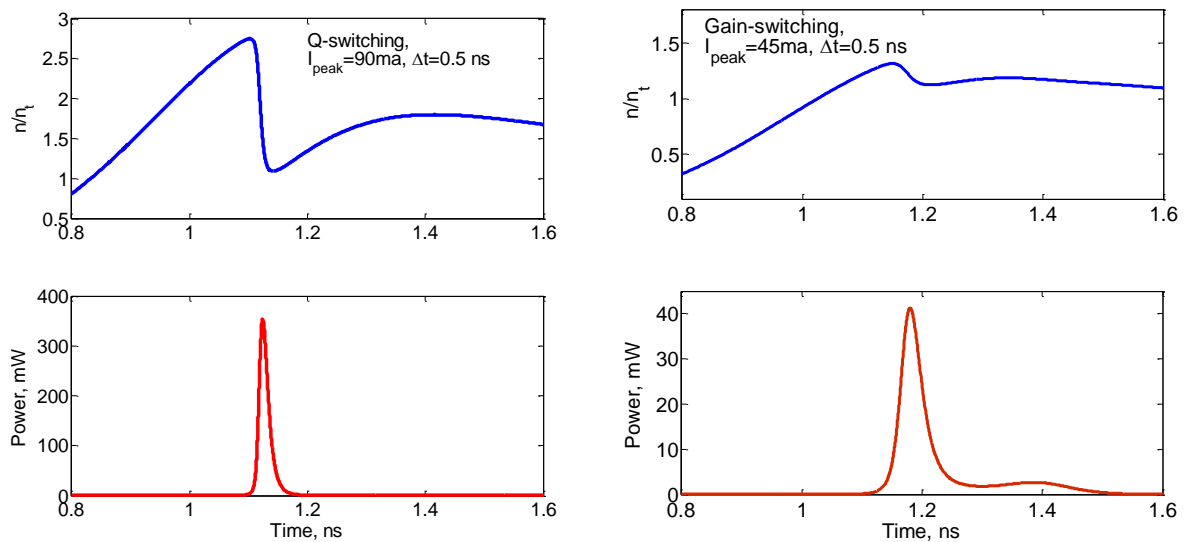


Рис.5. 1 Решение скоростных уравнений при накачке токовым импульсом $I_{peak} e^{-\frac{4 \ln 2}{\Delta t^2} (t-t_0)^2}$ для двухсекционного лазера в режиме модуляции добротности (слева) и лазера в режиме модуляции усиления (справа). Параметры структуры представлены в таблице 2.2

Из Рис.5. 1, на первый взгляд следует, что режим МД всегда лучше для генерации одиночных импульсов. Однако с учетом того, что между длинами усиливающей и поглощающей секций, временем выноса носителей из НП и длиной волны генерации существует связь, то для каждой структуры надо подбирать оптимальное соотношение между длиной резонатора/поглотителя и напряжением обратного смещения[82][87] или дозой имплантации[16]. Выполнить данную задачу на практике не всегда представляется возможным. Также следует учитывать, что из-за значительной перекачки, спектр излучения в режиме МД может значительно ушириться, а это во-первых нежелательно во многих приложениях, во-вторых препятствует оптимальной работе НП, и в-третьих способствует увеличению длительности импульсов из-за частотной модуляции (chirping). В [121] увеличение энергия и уменьшение длительности импульсов, излучаемых двухсекционным лазером в режиме МД, достигалось за счет накачки импульсами длительностью 1 нс. За счет этого лазер излучал в гибридном режиме МД и модуляции усиления [105], при этом длительность импульсов света, измеренная с помощью фотоприемника и осциллографа составляла 24 ps при $V_{rev} = 6.2$ V (Рис.5. 2).

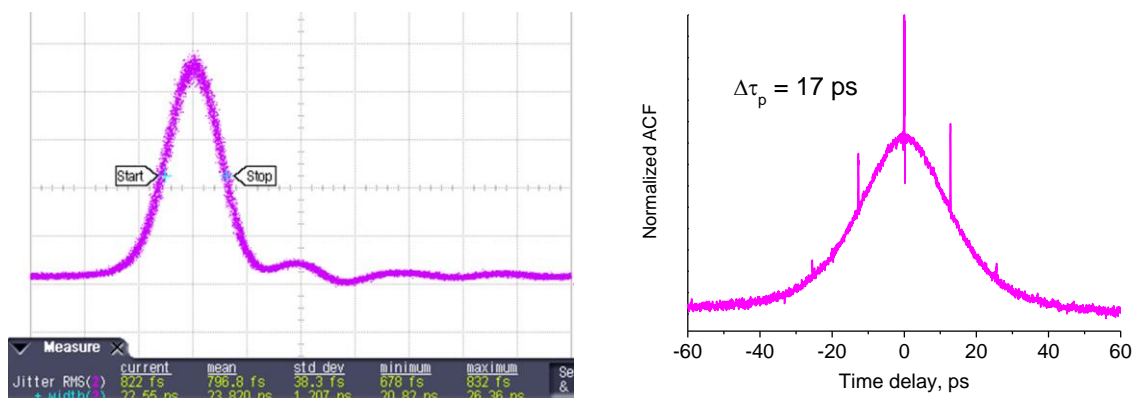


Рис.5. 2 Осциллограмма (20пс/дел.) лазерных импульсов в режиме МД при субнаносекундной накачке (слева) и соответствующая им АКФ (справа)[121].

С большей точностью длительность импульса лазера была измерена с помощью автокорреляционной функции второго порядка (АКФ) (Рис.5. 2). Ширина на полувысоте АКФ составляет 25 ps, что при гауссовой форме импульса дает значение длительности импульса 17 ps и соответственно, при энергии импульса 22 pJ мощность импульса в 1,3 W. Стоит отметить, что как и в режиме ПМД, длительность импульсов резко уменьшается при $V_{rev} > 6$ V. Увеличение импульсной мощности может быть объяснено тем, что по сравнению с "чистым" режимом ПМД

в гибридном режиме ПМД и модуляции усиления происходит трехкратное увеличение ширины спектра $\Delta\lambda$ (Рис.5. 3), а в большей величине спектра проще получить большую энергию.

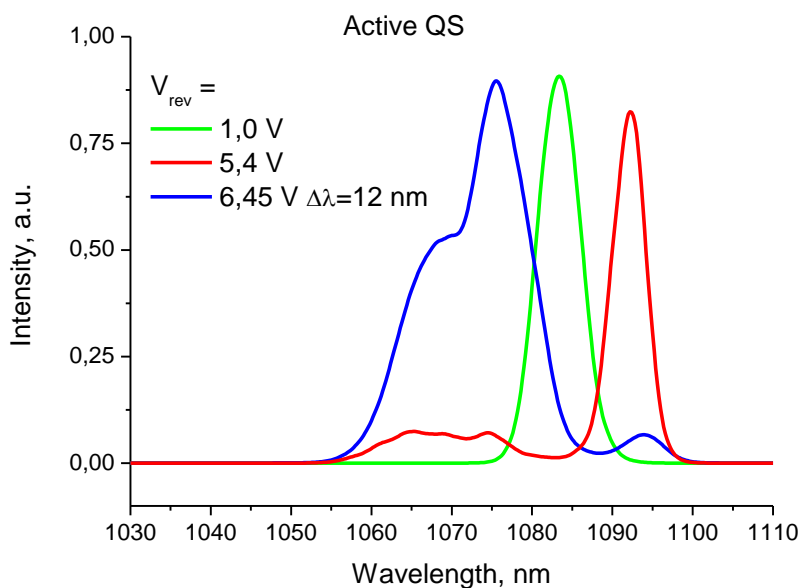


Рис.5. 3 Спектр излучения в гибридном режиме МД и модуляции усиления.

Мощность в режиме модуляции усиления также можно поднять за счет уменьшения длительности накачки, однако следует учитывать, что делать накачку короче оптического импульса не имеет особого смысла [122]. Действительно, согласно скоростным уравнениям время нарастания лазерного излучения $\tau_r \sim 1/g(n_{max})$, где усиление имеет эффект насыщения и уменьшается с ростом мощности, а время спада $\tau_f \approx \tau_{ph}$ [111]. Поэтому длительность импульсов не может быть меньше $\approx (\tau_r + \tau_f)$, какая бы короткая накачка не была. Подтверждение этого было сделано уже в ранних работах, посвященных режиму модуляции усиления. Например, в [123] лазер с $\lambda=0.83\mu\text{м}$ длиной 0.2мм излучал импульсы длительностью 30 пс и мощностью 200 мВт при накачке током синусоидальной формы на частоте 150-300 МГц, при этом авторы этой работы отмечали, что длительность оптических импульсов менялась слабо, произведение $\Delta\tau \cdot \Delta f$ было на примерно 2 порядка больше теоретического минимума согласно приведенной АКФ. В [124] лазер с $\lambda=0.82\mu\text{м}$ длиной 0.4мм излучал 40 пс импульсы при накачке длительностью 50 пс и амплитудой 25 В генератором с обострителем (comb generator). Таким образом, длительность импульсов в режиме модуляции усиления,

ограничивает его внутренне устройство, а не длительность накачки, и лазер большей длины, как правило, излучает более длинные импульсы, чем короткий лазер, даже когда накачка существенно короче.

Это также подтверждается в [122], где токовые импульсы амплитудой 9 В/50 Ом имели длительность 17 пс, и эта величина близка к наименьшей из тех, которые описаны в литературе. Лазер длиной 0.11 мкм с $\lambda=1.3$ мкм имел паразитные индуктивность 0.2 нГн и емкость 1 пф. Длительность оптических импульсов составила 14.7 пс, что на 20 % отличается от накачки, при этом лазер смещался постоянным током немного ниже порога. Ширина спектра излучения составляла 10 нм, поэтому $\Delta\tau \cdot \Delta f$ на полтора порядка больше, чем следует из преобразования Фурье.

В [125][126] была применена оптическая накачка лазера длиной 0.16 мкм с 4 GaAs КЯ оптическими импульсами длительностью 20 пс с $\lambda=700$ нм, которые фокусировались цилиндрической линзой в полосок шириной 10 мкм. Такая схема позволяет избавиться от проблем, связанных с высокочастотной электрической накачкой. Излучение поглощалось волноводом полупроводникового лазера ($\lambda=755$ нм), в результате генерировались импульсы, минимальная длительность которых составляла 1.3 пс [126], однако при этом на графиках временной формы лазерных импульсов, которые приводят авторы, вместе с узким коротким пиком присутствует пьедестал длительностью около 10 пс. Также сообщается, что в условиях стабильной накачки временная форма импульсов случайным образом менялась и могла состоять из нескольких пиков, разнесенных на время обхода резонатора. Сообщается об импульсах 12 пДж [125] и 100 пДж [126] и пиковой мощности 10 Вт [126], при этом моды ФП -резонатора отсутствовали в спектре излучения, измерения ближнего и дальнего полей не приводятся, пространственный модовый состав неизвестен.

В [99] лазер в режиме активной СМ излучал составные импульсы (Рис.5. 4), с энергией около 6 пДж и шириной спектра 6 нм. Боковые импульсы на автокорреляционной кривой связаны с недостаточным просветлением зеркала ЛД, обращенного внутрь внешнего резонатора (Рис.5. 4). Такой уровень энергии считается довольно высоким для данного способа генерации субпикосекундных импульсов, например в [68], где также используется схема внешнего резонатора с дифракционной решеткой, энергия импульсов составила 0.1 пДж.

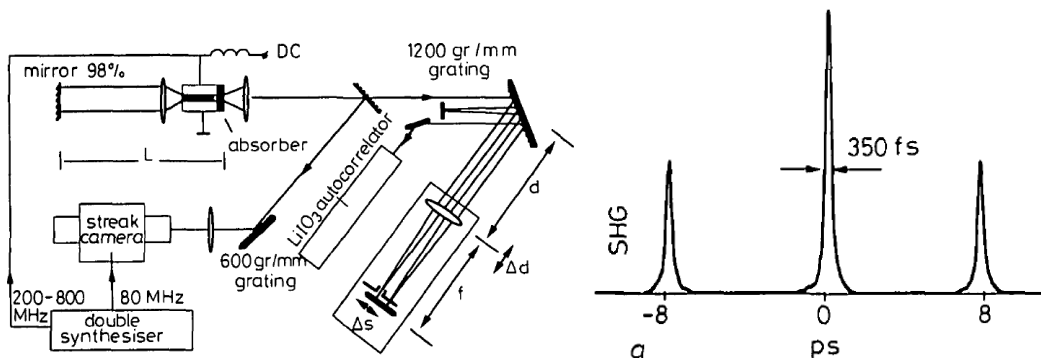


Рис.5. 4 Активная СМ во внешнем резонаторе с двухпроходным компрессором [99].

В [127] сообщается о генерации импульсов в режиме модуляции усиления длительностью 56 пс с модулированным спектром (chirp). Центральная длина волны 1060 нм задавалась небольшой долей излучения внешнего РОС- лазера. После сжатия в волоконном решеточном компрессоре длительность импульсов составила 20 пс с $\Delta\tau\Delta f = 0.64$ и пиковой мощностью 20 мВт, которые затем усиливались в 4-х каскадном усилителе в $0.5 \cdot 10^6$ раз.

Таким образом, в режиме модуляции усиления при генерации пикосекундных импульсов с энергией выше нескольких единиц пикоджоулей ширина спектра излучения значительно увеличивается, а для того, чтобы длительность спектра были ограничена шириной его спектра, необходимо использовать РОС - лазеры, схемы с внешним резонатором или инжекцией задающего сигнала.

5.2 Режим модуляции усиления в РОС –лазерах

В ряде приложений требуется импульсы со спектральной шириной не более 0.1 нм и произвольной частотой повторения [128],[129]. Гетеролазеры с распределенной обратной связью (РОС-лазеры) являются наиболее подходящими для этих целей, поскольку позволяют получить импульсы длительностью десятки пикосекунд с узким спектром в режиме модуляции усиления. Этот способ совмещает такие достоинства как простота токовой накачки, произвольная частота повторения, доступность. Длительность импульсов, получаемых таким способом, может составлять несколько пикосекунд. Такая короткая длительность импульсов достигается за счет компенсации частотной модуляции, возникающей при генерации пикосекундного лазерного импульса, волокном с отрицательной дисперсией длиной 300м [130]. Эффект частотной модуляции практически отсутствует при генерации импульсов в лазере с дополнительной интегрированной поглощающей секцией [131], однако при способе значительно ограничена мощность.

Следует отметить, что в приложениях требуется большая энергия, поэтому чаще предпочтительнее иметь большую мощность и длительность импульсов [128]. В работе [132] пиковая мощность пикосекундных импульсов увеличилась с 0.1 до 0.3 W за счет использования синхронно накачиваемой секции усилителя, реализованной на одном чипе с РОС-лазером.

В [133] продемонстрировано существование оптимального диапазона температур, в котором длительность импульсов, излучаемых РОС –лазерами в режиме модуляции усиления, была минимальной и составила 35 пс при ширине спектра на полувысоте 0.07 нм. Лазерные диоды были изготовлены в Innolume GmbH [83], из лазерной структуры с InGaAs/GaAs квантовой ямой, выращенной методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Пространственное ограничение для волны в продольном направлении обеспечивается оксидацией слоя с высокой концентрацией алюминия, дифракционная решетка первого порядка располагается над волноводом [134]. Лазерные чипы были смонтированы в стандартный герметичный 14-пиновый баттерфляй корпус. Для снижения паразитных отражений на зеркала лазера нанесено антиотражающее покрытие, а сам чип расположен под углом к оптическому волокну. Режим модуляции усиления достигался при накачке лазера генератором электрических импульсов длительностью порядка 300 ps с постоянной амплитудой. Регулировка накачки осуществлялась за счет непрерывной подкачки постоянным током, величиной существенно ниже порога генерации. Лазерные модули монтировались на медный теплоотвод, его температура определялась током через Пельтье-элемент. Применение герметичного баттерфляй корпуса, заполненного азотом, позволило задавать температуру чипа в диапазоне от -3.5 до 60 °C без риска образования росы на поверхности чипа. Полоса токовой модуляции такого корпуса составляет около 0.5 ГГц.

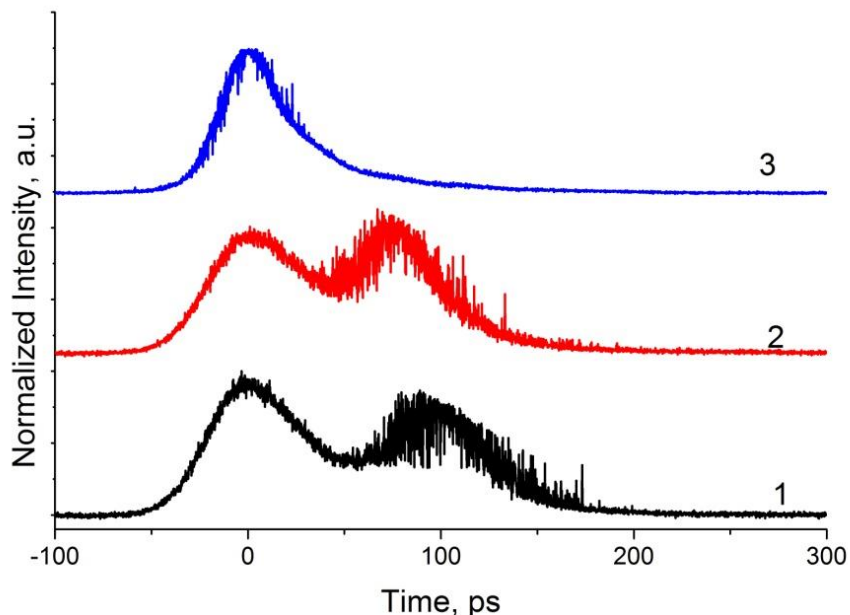


Рис.5. 5 Временные профили импульсов при температуре лазера -3.5, 5 и 50 °С (кривые 1-3 соответственно).

На Рис.5. 5 представлены временные профили импульсов для температур -3.5, 5 и 50 °С. При -3.5 °С излучаемый импульс длительностью 150 пс имеет два разделенных на 100 пс максимума. Увеличение температуры приводит к уменьшению длительности импульса и сближению максимумов. При температуре 50°С лазер излучает одиночный импульс с измеренной длительностью по осциллографу 40.5 пс. Принимая во внимание быстродействие фотоприемника 19 пс, реальную длительность импульса можно оценить как 35 пс. Энергия импульса на выходе с волокна составляет 19,2 пДж, а пиковая мощность – 0.4 Вт. В данной работе [133] приводятся заниженные значения пиковой мощности, поскольку она измерялась по амплитуде осциллограммы, полученной детектором с полосой 24GHz, который занижает амплитуду импульсов короче 40 пс. Дальнейшее увеличение температуры до 60 °С приводило к незначительному укорочению импульса на 2 пс при сохранении его формы. Диапазон перестройки длины волны при изменении температуры лазера от 25 до 60 °С составил 1062.8-1065.8нм в режиме генерации импульсов длительностью менее 45 пс.

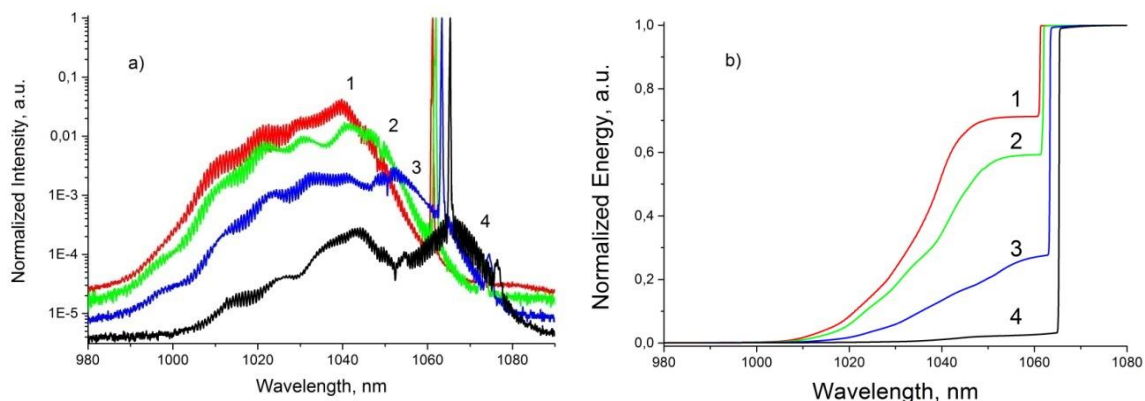


Рис.5. б а) Спектры излучения РОС-лазера в режиме модуляции усиления и б) энергия импульса, определенная как интеграл от спектра, при температурах лазера 1 – -3.5°C , 2 – 5°C , 3 – 25°C , 4 – 50°C

Качественное изменение динамических характеристик лазера сопровождается изменением спектральных свойств излучения. Спектр излучения РОС-лазера (Рис.5. б) в режиме генерации коротких импульсов состоит из двух частей – коротковолновой широкой части, обусловленной спонтанным излучением лазера и длинноволновой части с узкой линией, обусловленной положением отражения дифракционной решетки лазера. Положение максимума спонтанной части соответствует спектру усиления лазерной структуры, которое при температуре 25°C отстоит от положения решетки на 10 нм в синюю область спектра для обеспечения высокой выходной мощности в непрерывном режиме генерации. Как видно из Рис.5. ба, спектр усиления и положение решетки с увеличением температуры сдвигаются в длинноволновую область спектра со скоростями 0.4 и 0.08 нм/К соответственно. При отрицательных и близких к нулю температурах положение линии генерации находится на краю усиления (кривые 1 и 2). При этом большая часть энергии излучения сосредоточена в коротковолновой части спектра (Рис.5. бб) – 75 и 60% для температур -3.5 и 5°C соответственно. Увеличение энергии в области 1064 нм также сопровождается увеличением амплитуды второго максимума импульса лазера. Таким образом, первый из максимумов может быть соотнесен со спонтанным излучением лазера, а второй – генерацией, заданной решеткой, что соответствует литературным данным [135]. Дальнейшее увеличение температуры приводит к уменьшению спектрального расстояния между областью отражения РБО и максимумом спектра усиления лазера и уменьшению доли энергии последнего. При температуре 50°C положение брэгговской линии и максимум спектра усиления совпадают, при этом доля энергии в диапазоне отражения решетки составляет 97%.

Ширина спектра на полувывсоте составляет 0.070 нм, а подавление боковых гармоник более 30 dB. Увеличение ширины спектра при температурах менее 25 °C может быть объяснено подавлением усиления на частоте, соответствующей брэгговскому отражению и большей доли спонтанного излучения по сравнению с непрерывным режимом генерации лазера. Произведение длительности импульсов на ширину спектра составляет 0.7, при теоретическом значении для гауссовой форме импульса 0.44, чем и объясняется отличие формы спектра от гауссовой.

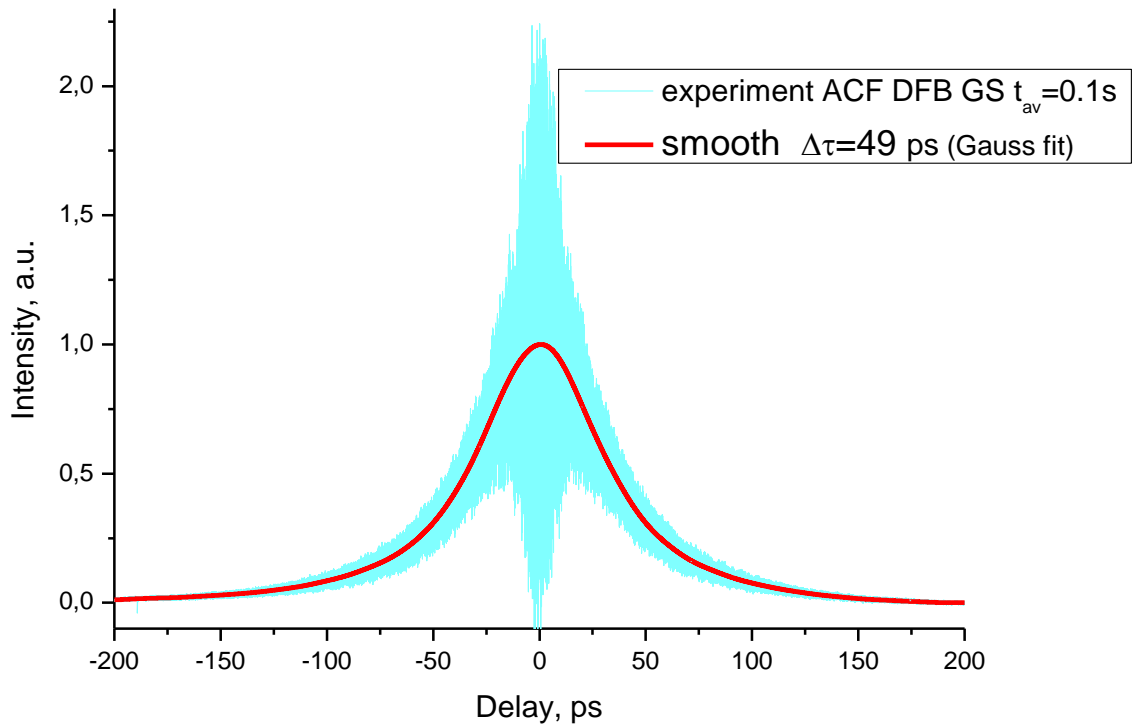


Рис.5. 7 АКФ излучения РОС –лазера в режиме модуляции усиления.

Отличие экспериментально значения $\Delta\tau \cdot \Delta f$ от теоретического в 1.6 раза иллюстрирует АКФ (Рис.5. 7). Экспериментальный график состоит из огибающей, которая модулирована быстро осциллирующей интерференционной составляющей, при этом только у примерно половины АКФ интерференция является полной, а у другой части интерференция частичная. Если бы $\Delta\tau \cdot \Delta f$ равнялась теоретическому значению, то интерференция была бы полной для всей АКФ. Для сравнения, у лазера с МД, у которого нет спектрально- селективного элемента в виде РОС, у АКФ на Рис.5. 2 интерференция наблюдается только в узком районе пиков, соответствующих времени обхода светом резонатора.

Таким образом, в РОС-лазерах был получен режим модуляции усиления, при этом в оптимальном диапазоне температур произведение длительности импульсов на ширину спектра было сопоставимо с величиной, соответствующей теоретическому пределу для гауссовой форме импульса.

5.3 Пикосекундные оптические импульсы в волоконном кольцевом резонаторе с полупроводниковым усилителем

Источники лазерных импульсов диапазона 1.06 мкм находят широкое применение в системах сканирования с временным разрешением [136], томографии биологических сред [137], приборах оптической связи на GaAs-компонентах [138]. Это обусловлено тем, что излучение в диапазоне 0.9-1.2 мкм слабо поглощается многими практически важными средами, а также тем, что в этом диапазоне существуют доступные полупроводниковые и редкоземельные лазеры, а также оптические усилители. Одними из наиболее простых способов получения коротких оптических импульсов является их генерация полупроводниковыми лазерами в режиме модуляции усиления или в режиме модуляции добротности [139]. В то же время существуют методы генерации коротких импульсов в кольцевых волоконных лазерах на основе полупроводниковых оптических усилителей (ПОУ), которые позволяют получить меньшую длительность. В работе [140] на основе такого метода были получены импульсы с длительностью 4 пс на частоте 10 ГГц. Там же отмечалось, что для получения импульсов с длительностью определяемой шириной спектра нужно использовать оптическое волокно с компенсацией дисперсии и спектральный фильтр. Для практических приложений также важно то, что ПОУ могут иметь значительный спектральный диапазон усиления, поэтому в кольцевых лазерах на их основе перестройка по длине волны может отставлять десятки нм в диапазоне 1060 нм [141].

Длительность импульсов в несколько пикосекунд в кольцевых лазерах с ПОУ обычно достигается вследствие использования регенеративного усиления с оптоэлектронной обратной связью. Такая схема довольно сложна, и при этом частота импульсов как правило велика - 10 ГГц и более [140], а пиковая мощность на выходе небольшая - порядка 10 мВт. На такой частоте в резонаторе одновременно существуют десятки и сотни импульсов, т.е. лазер излучает на высокой гармонике основной частоты. В практических приложениях часто требуется меньшая частота и

большая мощность оптических импульсов [136], что может быть реализовано при работе на основной частоте кольцевого резонатора [142].

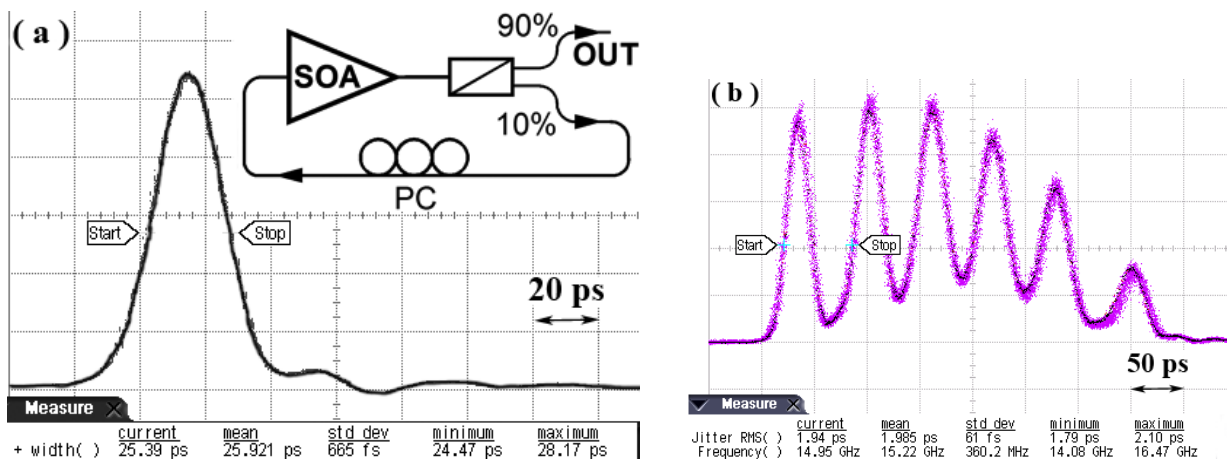


Рис.5. 8 а) Осциллограмма лазерного импульса при среднем уровне накачки на частоте $f_0 + 2 \cdot 10^{-4} \cdot f_0 \approx 45$ МГц, на вставке- схема лазера и б) осциллограмма при высоком уровне накачки [142]

Схема кольцевого лазера с ПОУ представлена на вставке на Рис.5. 8а. Обратная связь, необходимая для лазерной генерации, возникала за счет того, что 10% излучения с выхода ПОУ возвращалась не его вход, а 90% выводилась из резонатора волоконным Y-разветвителем. Также присутствовал ручной поляризационный контроллер РС, настраиваемый по максимуму сигнала. Основная частота резонатора составляла 45.074 МГц и определялась в основном длиной 4.5 м оптического кабеля. Полупроводниковый чип был смонтирован в стандартный герметичный 14-пиновый корпус, вывод и ввод излучения осуществлялся одномодовым волокном без сохранения поляризации, температура теплоотвода поддерживалась на уровне 25°C. Частота следования импульсов накачки задавалась стандартным радиочастотным генератором, синусоидальный сигнал которого преобразовывался самодельным обострителем в импульсы тока длительностью 0.3 нс с максимальной величиной 600 мА. Контроль временных параметров проводился высокоскоростным (24 GHz) фотоприемником, спектральные измерения проводились на оптическом спектроанализаторе. Важно отметить, что синхронизация осуществлялась по запуску накачки, что позволяло измерять джиттер оптического импульса относительно электрического сигнала. Величина джиттера составляла менее 2 пс, что является небольшой величиной при периоде повторения 22 нс, и обуславливается как джиттером накачки, так и амплитудными и фазовыми шумами лазерных импульсов в кольцевом резонаторе.

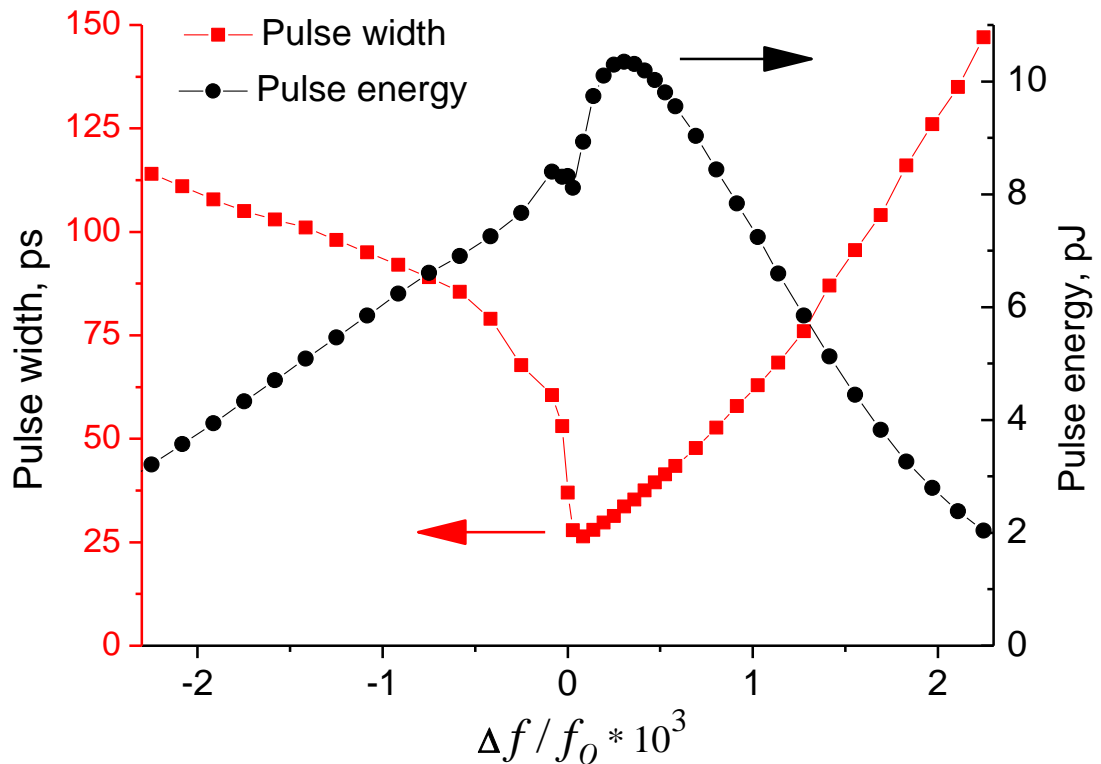


Рис.5. 9 Длительность и энергия импульсов в зависимости от относительной отстройки от резонансной частоты f_0 .

Когда период повторения импульсов накачки совпадает с временем обхода оптическими импульсами кольцевого резонатора выполняется условие лазерной генерации. Это условие выполняется вблизи резонансной частоты f_0 , когда накачка перекрывается с лазерными импульсами. Грубо оценить диапазон относительной перестройки по частоте можно величиной $\Delta t/T$, где Δt – длительность накачки, а T – период повторения. Длительность оптического импульса короче импульса накачки за счет того, что передний фронт бегущей волны снимает инверсную заселенность и усиливается больше заднего. Временная форма импульса при частоте выше центральной представлена на Рис.5. 8а. Когда частота увеличивается, оптический импульс начинает запаздывать и попадает на задний фронт накачки, где усиление больше, чем на переднем фронте. Поэтому длительность оптических импульсов меньше при частоте несколько большей чем f_0 . Это иллюстрирует Рис.5. 9, на котором кривая, соответствующая зависимости длительности импульсов от частоты, сильно асимметрична относительно центра. Минимальная длительность достигается в диапазоне отстройки $\Delta f \approx 5 \cdot 10^{-4} \cdot f_0$ выше центральной частоты f_0 . С учетом быстродействия детектора минимальная длительность лазерного импульса

составляет 18 пс. Энергия импульсов также достигает максимального значения (рис. 2) в диапазоне Δf , соответствующая мощность превышает 0.5 W, что на 1-2 порядка больше мощности высокочастотных кольцевых лазеров с ПОУ[140]. Обусловлено это тем, что при высокой частоте повторения носители не успевают накапливаться, и энергия импульсов снижается с ростом частоты. При кратном изменении частоты повторения на $2 \cdot f_0$, $3 \cdot f_0$ параметры оптических импульсов менялись незначительно, что является распространенным эффектом для резонансных систем. С увеличением тока накачки во время одного токового импульса существуют несколько импульсов, интервал между которыми около 70 ps (Рис.5. 8b). Этот режим в работе не исследовался, но было установлено, что интервал между импульсами уменьшается с увеличением накачки, и такое поведение является типичным для режима модуляции усиления.

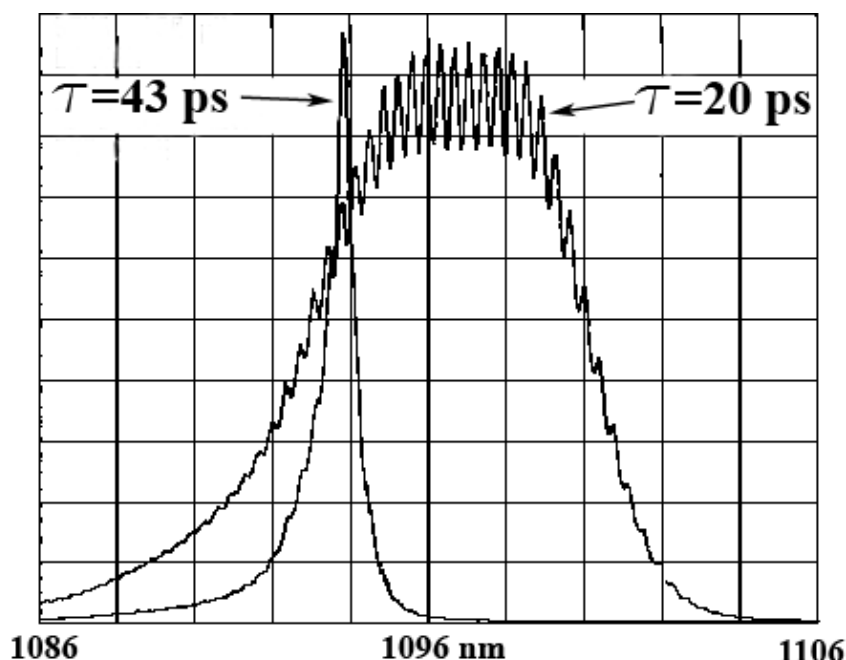


Рис.5. 10 Спектры лазера при резонансной частоте f_0 (длительность 43 ps) и при отстройке от резонанса $f_0 + 1.5 \cdot 10^{-4} \cdot f_0$ (длительность 20 ps).

Спектр излучения меняется радикально при переходе через резонансную частоту (Рис.5. 10), одновременно с этим длительность уменьшается в ~ 2 раза. При увеличении частоты на малую величину $\sim 1.5 \cdot 10^{-4} \cdot f_0$ и более ширина спектра увеличивается с 0.7 до 7 nm, что свидетельствует об изменении режима работы. На частоте резонанса лазер работает в режиме частичной синхронизации мод кольцевого резонатора, для которого характерен узкий спектр. При отстройке от

резонанса спектральные моды не синхронизованы, и лазер работает в гибридном режиме модуляции усиления и регенеративного усилителя.

Таким образом, в кольцевом резонаторе с полупроводниковым усилителем в режиме генерации пикосекундных импульсов ширина оптического спектра уменьшается на порядок при периоде накачки, совпадающей со временем обхода резонатора.

Заключение

В работе исследованы режимы работы полупроводниковых лазеров, излучающих пико- и субпикосекундные импульсы в режимах модуляции добротности, модуляции усиления и синхронизации мод. Исследованы лазерные диоды с дифракционным выводом излучения, двух- и трехсекционные лазеры, РОС-лазеры в режиме модуляции усиления, полупроводниковые усилители в кольцевом волоконном резонаторе. На основе упрощенных моделей проведено численное моделирование лазеров с дифракционным выводом, режимов модуляции усиления и модуляции добротности. В результате полученных экспериментальных данных и численных оценок выявлены физические особенности генерации сверхкоротких оптических импульсов для инжекционных лазеров на основе одиночной и двойной гетероструктур, квантовых ям и точек. Основными результатами работы являются:

1. Разработаны методы изготовления излучателей с дифракционной решеткой на поверхности волноводной гетероструктуры. Изготовлены лазеры с дифракционным выводом излучения в спектральных диапазонах 980 и 1550 нм. Выполнено численное моделирование и получены оценки коэффициента отражения и эффективности нерезонансного дифракционного излучателя. На основе оптической схемы с одним внешним зеркалом реализован лазер с диапазоном перестройки более 100 нм и генерацией пикосекундных импульсов с узкой шириной спектра.
2. Изготовлены лазеры с насыщающимся поглотителем, как на основе имплантированной области, так и с обратносмещенной секцией; выполнены комплексные исследования их характеристик. В результате численного решения скоростных уравнений получены соотношения между длинами усиливающей и поглощающей секций для реализации режима модуляции добротности. В лазерах с объемными и квантоворазмерными активными областями экспериментально

изучены режимы генерации пикосекундных импульсов. В двухсекционных лазерах исследовано влияние эффекта Штарка на спектр поглощения и его влияние на область существования синхронизации мод и модуляции добротности.

3. Получено лазерное излучение с длительностью импульсов 1.3 пс на частоте 75 ГГц в лазерах с квантовыми ямами и 4 пс на частоте 5 ГГц с квантовыми точками. Режим синхронизации мод реализован в лазерах спектрального диапазона 0.98, 1.06, 1.3, 1.55 мкм, выявлена связь между диапазоном существования режима генерации пикосекундных импульсов и соотношениями между спектрами поглощения и усиления.

4. В структурах с КТ и КЯ продемонстрирован эффект туннельной связи, на основе таких структур были изготовлены двухсекционные лазеры с пониженным напряжением на секции насыщающегося поглотителя в режиме синхронизации мод.

5. Экспериментально установлено, что в режиме модуляции усиления в РОС-лазерах излучаются пикосекундные импульсы с высоким уровнем энергии в основной спектральной моде при условии смещения брэгговской линии в коротковолновую область относительно длинноволнового края люминесценции.

Сокращения

СМ – синхронизация мод

ПСМ – пассивная синхронизация мод

МД – модуляция добротности

НП– насыщающийся поглотитель

ХС– халькогенидное стекло

ДР–дифракционная решетка

ПОУ–полупроводниковый оптический усилитель

ОГС– односторонняя гетероструктура

ДГС– двойная гетероструктура

КЯ– квантовая яма

КТ– квантовые точки.

Список литературы.

- [1] Ж. И. Алферов, В. М. Андреев, В. И. Корольков, Е. Л. Портной, Д. Н. Третьяков, “Инжекционные свойства гетеропереходов n-AlGaAs - p-GaAs,” *ФТП*, т. 2, с. 1016–1017, 1968.
- [2] В. Д. Курносков, В. И. Магальяс, А. А. Плешков, Л. А. Ривлин, В. Г. Трухан, В. В. Цветков, “Автомодуляция излучения инжекционного полупроводникового квантового генератора,” *ПЖЭТФ*, т. 4, в. 2, с. 9–453, 1966.
- [3] Ж. И. Алферов, Е. Л. Портной, А. Б. Журавлев, Н. М. Стельмах, “Генерация пикосекундных импульсов в инжекционных гетеролазерах с модулированной добротностью,” *Письма в ЖТФ*, т. 12, в. 18, с. 1093–1098, 1986.
- [4] W. Wei, J. Chen, J. Huang, Z. Wang, J. Zhang, and T. Wang, “Advances of semiconductor mode-locked laser for optical frequency comb generation,” *Natl. Sci. Open*, vol. 1, no. 3, p. 20220026, Oct. 2022.
- [5] И. М. Гаджиев, М. С. Буяло, А. С. Паюсов, А. Е. Губенко, С. С. Михрин, В. Н. Неведомский, Е. Л. Портной, “Режимы излучения двухсекционных лазеров спектрального диапазона 1.06 мкм с активной областью на основе квантовых точек,” *ПЖТФ*, т. 44, в. 21, с. 30, 2018.
- [6] М. С. Буяло, И. М. Гаджиев, Н. Д. Ильинская, А. А. Усикова, И. И. Новиков, Л. Я. Карачинский, Е. С. Колодезный, В. Е. Бугров, А. Ю. Егоров, Е. Л. Портной, “Синхронизация мод в лазерах спектрального диапазона 1.55 мкм на основе ‘тонких’ квантовых ям,” *ПЖТФ*, т. 44, в. 4, с. 95, 2018.
- [7] И. М. Гаджиев, М. С. Буяло, А. Е. Губенко, А. Ю. Егоров, А. А. Усикова, Н. Д. Ильинская, А. В. Лютецкий, Ю. М. Задиранов, Е. Л. Портной, “Переключение между режимами синхронизации мод и модуляции добротности в двухсекционных лазерах с квантовыми ямами при изменении свойств поглотителя за счет эффекта Штарка,” *ФТП*, т. 50, в. 6, с. 843–847, 2016.
- [8] Р. Ф. Казаринов, Р. А. Сурис, “Инжекционный гетеролазер с дифракционной решеткой на контактной поверхности,” *ФТП*, т. 6, в. 7, с. 1359–1365, 1972.
- [9] Ж. И. Алферов, С. А. Гуревич, Р. Ф. Казаринов, М. И. Мизеров, Е. Л. Портной, Р. П. Сейсян, Р. А. Сурис, “ПКГ со сверхмалой расходимостью излучения,” *ФТП*, т. 8, в. 4, с. 832–833, 1974.
- [10] M. Kanskar, J. Cai, D. Kedlaya, D. Olson, Y. Xiao, T. Klos, M. Martin, C. Galstad,

- and S. H. Macomber, “High-brightness 975-nm surface-emitting distributed feedback laser and arrays,” in *Laser Technology for Defense and Security VI*, 2010, vol. 7686, p. 76860J.
- [11] L. Wang, A. Qi, X. Zhou, T. Fu, C. Xu, R. Han, H. Qu, and W. Zheng, “High Power Conversion Efficiency Narrow Divergence Angle Photonic Crystal Laser Diodes,” *IEEE Photonics J.*, vol. 14, no. 4, pp. 1–6, Aug. 2022.
- [12] V. V. Nikolaev, N. S. Averkiev, M. M. Sobolev, I. M. Gadzhiyev, I. O. Bakshaev, M. S. Buyalo, and E. L. Portnoi, “Tunnel coupling in an ensemble of vertically aligned quantum dots at room temperature,” *Phys. Rev. B*, vol. 80, no. 20, p. 205304, Nov. 2009.
- [13] M. S. Buyalo, I. M. Gadzhiyev, A. A. Gorbacevich, A. Y. Egorov, I. O. Bakshaev, Y. M. Zadiranov, N. D. Il’inskaya, and E. L. Portnoi, “Passive modelocking due to diagonal optical transition in asymmetric double quantum well,” *Electron. Lett.*, vol. 48, no. 14, p. 870, 2012.
- [14] E. B. J. Pipek, *Handbook of Optoelectronic Device Modeling and Simulation*. Boca Raton, FL : CRC Press, Taylor & Francis Group, [2017] |: CRC Press, 2017.
- [15] E. U. Rafailov and E. Avrutin, “Ultrafast pulse generation by semiconductor lasers,” in *Semiconductor Lasers*, Elsevier, 2013, pp. 149–217.
- [16] А. Е. Губенко, Г. Б. Венус, И. М. Гаджиев, Е. Л. Портной, “Синхронизация мод и модуляция добротности вблизи порога в диодных лазерах с быстрым насыщающимся поглотителем,” *ПЖТФ*, т. 25, в. 9, с. 15–22, 1999.
- [17] Л. А. Волков, А. И. Гуриев, В. Г. Данильченко, А. Г. Дерягин, Д. В. Куксенков, В. И. Кучинский, В. Б. Смирницкий, Е. Л. Портной, “Генерация и регистрация пикосекундных оптических импульсов в InGaAsP/InP ($\lambda=1.5-1.6$ мкм) лазерах с пассивной модуляцией добротности,” *Письма в ЖТФ*, т. 15, в. 13, с. 6–9, 1989.
- [18] А.И.Гуриев, А.Б.Грудинин, А.Г.Дерягин, С.В.Зайцев, Д.В.Куксенков, В.И.Кучинский, Е.Л.Портной, И.Ю.Хрущев, “Генерация пикосекундных ($\tau=1.7$ пс) импульсов излучения в InGaAsP/InP ($\lambda=1.535$ мкм) гетеролазере со сверхбыстрым насыщающимся поглотителем,” *ПЖТФ*, т. 18, в. 3, с. 38–41, 1992.
- [19] V. I. Kuchinskii, E. L. Portnoi, I. Y. Khrushchev, A. G. Deryagin, and D. V. Kuksenkov, “Generation of 110 GHz train of subpicosecond pulses in 1.535 μm

- spectral region by passively modelocked InGaAsP/InP laser diodes,” *Electron. Lett.*, vol. 30, no. 4, pp. 309–311, Feb. 1994.
- [20] E. A. Аврутин, М. Е. Портной, “Оценка времени жизни неравновесных носителей заряда в полупроводнике, облученном тяжелыми ионами,” *ФТП*, т. 22, в. 8, с. 1524–1526, 1988.
- [21] M. L. Crespillo, O. Caballero-Calero, V. Joco, A. Rivera, P. Herrero, J. Olivares, and F. Agulló-López, “Recrystallization of amorphous nanotracks and uniform layers generated by swift-ion-beam irradiation in lithium niobate,” *Appl. Phys. A*, vol. 104, no. 4, pp. 1143–1152, Sep. 2011.
- [22] Y. K. Chen, M. C. Wu, T. Tanbun-Ek, R. A. Logan, and M. A. Chin, “Subpicosecond monolithic colliding-pulse mode-locked multiple quantum well lasers,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 58, no. 12, pp. 1253–1255, Mar. 1991.
- [23] I. M. Gadzhiev, M. S. Buyalo, I. O. Bakshaev, R. I. Grigor’ev, S. O. Slipchenko, N. A. Pikhtin, A. Y. Leshko, A. V. Lyutetskiĭ, D. A. Vinokurov, I. S. Tarasov, and E. L. Portnoi, “Features of mode locking in laser with quantum well in broad waveguide layer,” *Tech. Phys. Lett.*, vol. 36, no. 11, pp. 1038–1041, Nov. 2010.
- [24] M. Shinada and S. Sugano, “Interband Optical Transitions in Extremely Anisotropic Semiconductors. I. Bound and Unbound Exciton Absorption,” *J. Phys. Soc. Japan*, т. 21, в. 10, с. 1936–1946, Oct. 1966.
- [25] G. Bastard, E. E. Mendez, L. L. Chang, and L. Esaki, “Exciton binding energy in quantum wells,” *Phys. Rev. B*, vol. 26, no. 4, pp. 1974–1979, 1982.
- [26] R. A. Morgan, L. M. F. Chirovsky, and R. E. Leibenguth, “Resonant tunneling in thin-barrier multiple-quantum-well electroabsorption modulators,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 9, no. 6, p. 858, Jun. 1992.
- [27] Y. Masumoto, S. Tarucha, and H. Okamoto, “Tunneling dynamics of photogenerated carriers in semiconductor superlattices,” *Phys. Rev. B*, vol. 33, no. 8, pp. 5961–5964, 1986.
- [28] G. Bastard, E. E. Mendez, L. L. Chang, and L. Esaki, “Variational calculations on a quantum well in an electric field,” *Phys. Rev. B*, vol. 28, no. 6, pp. 3241–3245, Sep. 1983.
- [29] S. Schmitt-Rink, D. S. Chemla, and D. A. B. Miller, “Linear and nonlinear optical properties of semiconductor quantum wells,” *Adv. Phys.*, vol. 38, no. 2, pp. 89–188, 1988.

- [30] E. Burstein, “Anomalous Optical Absorption Limit in InSb,” *Phys. Rev.*, vol. 93, no. 3, pp. 632–633, Feb. 1954.
- [31] S. R. Chinn, P. S. Zory, and A. R. Reisinger, “A Model for GRIN-SCH-SQW Diode Lasers,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 24, no. 11, pp. 2191–2214, 1988.
- [32] P. Y. Yu and M. Cardona, *Fundamentals of Semiconductors*, vol. 28, no. 5–6. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2010.
- [33] L. A. Coldren, S. W. Corzine, and M. L. Mašanović, *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*. Hoboken, NJ, USA: John Wiley & Sons, Inc., 2012.
- [34] C. Hamaguchi, *Basic Semiconductor Physics*, vol. 5, no. 3. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2010.
- [35] E. O. Kane, “Band structure of indium antimonide,” *J. Phys. Chem. Solids*, vol. 1, no. 4, pp. 249–261, Jan. 1957.
- [36] G. N. Childs, S. Brand, and R. A. Abram, “Intervalence band absorption in semiconductor laser materials,” *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 1, no. 2, pp. 116–120, 1986.
- [37] C. Henry, R. Logan, F. Merritt, and J. Luongo, “The effect of intervalence band absorption on the thermal behavior of InGaAsP lasers,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 19, no. 6, pp. 947–952, Jun. 1983.
- [38] С. А. Гуревич, Г. С. Симин, and М. С. Шаталов, “Влияние поперечной неоднородности тока накачки и распределения поля на динамические характеристики полосковых инжекционных лазеров,” *ФТП*, т. 31, в. 5, с. 611–615, 1997.
- [39] J. Sieber, U. Bandelow, and H. Wenzel, “Travelling Wave Equations for Semiconductor Laser with Gain Dispersion,” *Weierstrass Inst. Appl. Anal. Stochastics, Prepr.*, no. 459, 1998.
- [40] K. Petermann, “Calculated spontaneous emission factor for double-heterostructure injection lasers with gain-induced waveguiding,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 15, no. 7, pp. 566–570, Jul. 1979.
- [41] K. Y. Lau and A. Yariv, “Chapter 2 High-Frequency Current Modulation of Semiconductor Injection Lasers,” in *Semiconductors and Semimetals*, vol. 22, no. PB, 1985, pp. 69–152.
- [42] T. Makino, “Corrections To ‘Analytical Formulas For The Optical Gain Of Quantum Wells,’” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 33, no. 8, pp. 1440–1440, Aug.

- 1997.
- [43] Z. H. Alferov, V. Andreyev, S. Gurevich, R. Kazarinov, V. Larionov, M. Mizerov, and E. Portnoy, "Semiconductor lasers with the light output through the diffraction grating on the surface of the waveguide layer," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 11, no. 7, pp. 449–451, Jul. 1975.
- [44] G. A. Evans, N. W. Carlson, J. M. Hammer, M. Lurie, J. K. Butler, S. L. Palfrey, R. Amantea, L. A. Carr, F. Z. Hawrylo, E. A. James, C. J. Kaiser, J. B. Kirk, and W. F. Reichert, "Two-dimensional coherent laser arrays using grating surface emission," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 25, no. 6, pp. 1525–1538, Jun. 1989.
- [45] J. Jiang, O. Smolski, C. Roychoudhuri, E. Portnoi, G. Venus, I. Gadjiev, and J. McKillop, "Broad tunability of grating coupled surface-emitting laser with external cavity," *Electron. Lett.*, vol. 35, no. 21, p. 1847, 1999.
- [46] L. Vaissié, O. V. Smolski, and E. G. Johnson, "Crossed-beam superluminescent diode," *Opt. Lett.*, vol. 30, no. 13, p. 1608, 2005.
- [47] Y. Hu, A. Gubenko, G. Venus, I. Gadjiev, N. Il'inskaja, S. Nesterov, E. Portnoi, M. Dubov, and I. Khrushchev, "Gain switching of an external cavity grating-coupled surface emitting laser with wide tunability," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 82, no. 24, pp. 4236–4237, 2003.
- [48] K. Kim, S. Lee, O. Smolski, and P. J. Delfyett, "External-cavity, actively mode-locked grating-coupled surface-emitting laser and amplification characteristics of a grating-coupled semiconductor optical amplifier," *Opt. Lett.*, vol. 29, no. 11, p. 1273, Jun. 2004.
- [49] N. Eriksson, P. Modh, and A. Larsson, "Grating-coupled surface-emitting laser with a hyperbolic unstable-resonator producing a stable focused output beam," in *1999 IEEE LEOS Annual Meeting Conference Proceedings. LEOS'99. 12th Annual Meeting. IEEE Lasers and Electro-Optics Society 1999 Annual Meeting (Cat. No.99CH37009)*, 1999, vol. 1, no. 11, pp. 339–340.
- [50] Г. С. Соколовский, В. В. Дюделев, И. М. Гаджиев, С. Н. Лосев, А. Г. Дерягин, В. И. Кучинский, Э. У. Рафаилов, В. Сиббет, "Особенности фокусировки выходного излучения в лазере с распределенным брэгговским зеркалом с искривленными штрихами," *ПЖТФ*, т. 31, в. 19, с. 28–34, 2005.
- [51] I. M. Gadjiev, G. B. Venus, A. E. Gubenko, N. D. Il'inskaya, S. I. Nesterov, E. Araktcheeva, and E. L. Portnoi, "1.2 W CW and 13.5 W Pulse Grating-Coupled

- Surface Emitting Lasers at 970 nm,” in *Proceedings of 11th Int Symp. Nanostructure: Physics and Technology*, 2003, pp. 25–26.
- [52] T. J. Garrod, D. Olson, Y. Xiao, and M. Kanskar, “Long wavelength surface-emitting distributed feedback (SE-DFB) laser for range finding applications,” in *High-Power Diode Laser Technology and Applications X*, 2012, vol. 8241, p. 824113.
- [53] C. Boyle, C. Sigler, J. D. Kirch, D. F. Lindberg, T. Earles, D. Botez, and L. J. Mawst, “High-power, surface-emitting quantum cascade laser operating in a symmetric grating mode,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 108, no. 12, p. 121107, Mar. 2016.
- [54] J. K. O’Daniel, O. V. Smolski, and E. G. Johnson, “Fabrication of dual grating reflectors for high-power laser diodes,” *Micromach. Technol. Micro-Optics Nano-Optics IV*, vol. 6110, p. 61100O, 2006.
- [55] G. P. Agrawal and N. K. Dutta, *Semiconductor Lasers*. Van Nostrand Reinhold; 2nd edition (July 31, 1993), 1993.
- [56] Х. Кейси and М. Паниш, “Лазеры на гетероструктурах.” М. "Мир", т.1-2 1981.
- [57] H. Kogelnik and C. V. Shank, “Coupled-Wave Theory of Distributed Feedback Lasers,” *J. Appl. Phys.*, vol. 43, no. 5, pp. 2327–2335, May 1972.
- [58] W. Streifer, D. Scifres, and R. Burnham, “Analysis of grating-coupled radiation in GaAs:GaAlAs lasers and waveguides - I,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 12, no. 7, pp. 422–428, Jul. 1976.
- [59] Уиттекер Э.Т. , Д. Н. Ватсон, *Курс современного анализа Т.2*. М.: Физматлит; Издание 2-е, 1963.
- [60] W. Streifer, D. R. Scifres, and R. D. Burnham, “Periodic corrugated dielectric waveguides,” *Fiber Integr. Opt.*, vol. 1, no. 1, pp. 63–75, Jan. 1977.
- [61] W. Streifer, D. Scifres, and R. Burnham, “Coupling coefficients for distributed feedback single- and double-heterostructure diode lasers,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 11, no. 11, pp. 867–873, Nov. 1975.
- [62] H. Venghaus and N. Grote, *Fibre Optic Communication*. IEEE, 2017.
- [63] Y. Feng, H. Deng, G. Song, and J.-J. He, “Design and optimization of a widely tunable semiconductor laser for blood oxygenation and blood flow measurements,” in *Semiconductor Lasers and Applications VI*, 2014, vol. 9267, p. 926712.
- [64] J. O. Gwaro, C. Brenner, L. S. Theurer, M. Maiwald, B. Sumpf, and M. R.

- Hofmann, “Continuous Wave THz System Based on an Electrically Tunable Monolithic Dual Wavelength Y-Branch DBR Diode Laser,” *J. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves*, vol. 41, no. 5, pp. 568–575, May 2020.
- [65] H. Debregeas-Sillard, A. Vuong, F. Delorme, J. David, V. Allard, A. Bodere, O. LeGouezigou, F. Gaborit, J. Rotte, M. Goix, V. Voiriot, and J. Jacquet, “DBR module with 20-mW constant coupled output power, over 16 nm (40 x 50-GHz spaced channels),” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 13, no. 1, pp. 4–6, Jan. 2001.
- [66] M. Corato-Zanarella, A. Gil-Molina, X. Ji, M. C. Shin, A. Mohanty, and M. Lipson, “Widely tunable and narrow-linewidth chip-scale lasers from near-ultraviolet to near-infrared wavelengths,” *Nat. Photonics*, vol. 17, no. February, Dec. 2022.
- [67] M. Bagley, R. Wyatt, D. J. Elton, H. J. Wickes, P. C. Spurdens, C. P. Seltzer, D. M. Cooper, and W. J. Devlin, “242 nm continuous tuning from a GRIN-SC-MQW-BH InGaAsP laser in an extended cavity,” *Electron. Lett.*, vol. 26, no. 4, p. 267, 1990.
- [68] R. Ludwig and A. Ehrhardt, “Turn-key-ready wavelength-, repetition rate- and pulsewidth-tunable femtosecond hybrid modelocked semiconductor laser,” *Electron. Lett.*, vol. 31, no. 14, p. 1165, 1995.
- [69] J. Li, D. V. Kuksenkov, W. Liu, Y. Li, N. J. Visovsky, D. Pikula, A. P. Heberle, G. C. Brown, G. A. Piech, D. L. Butler, and C. Zah, “Wavelength tunable high-power single-mode 1060-nm DBR lasers,” in *Wavelength Tunable High-Power Single-Mode 1060-nm DBR Lasers*, 2012, vol. 8277, pp. 82771L-82771L–6.
- [70] A. E. Gubenko, G. B. Venus, I. M. Gadzhiev, E. M. Ramushina, G. A. Zaboev, and E. L. Portnoi, “Tunable dual-wavelength grating-coupled surface-emitting diode laser for THz frequency optoelectronics,” in *Proceedings of 2002 4th International Conference on Transparent Optical Networks (IEEE Cat. No.02EX551)*, 2002, vol. 2, pp. 81–83.
- [71] А. Г. Дерягин, В. И. Кучинский, Г. С. Соколовский, “Релаксационные колебания в InGaAsP/InP ($\lambda = 1.55$ мкм) гетеролазерах с насыщающимся поглотителем,” *ПЖТФ*, т. 22, в. 7, с. 44–49, 1996.
- [72] M. Kuznetsov, “Pulsations of semiconductor lasers with a proton bombarded segment: Well-developed pulsations,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 21, no. 6,

- pp. 587–592, Jun. 1985.
- [73] A. G. Deryagin, D. V. Kuksenkov, V. I. Kuchinskii, E. L. Portnoi, I. Y. Khrushchev, and J. Frahm, “Generation of high repetition frequency subpicosecond pulses at 1.535 μm by passive mode-locking of InGaAsP/InP laser diode with saturable absorber regions created by ion implantation,” in Proceedings of IEEE 14th International Semiconductor Laser Conference, 1991, vol. 9, no. 1, pp. 107–108.
- [74] E. L. Portnoi, G. B. Venus, A. A. Khazan, I. M. Gadjiev, A. Y. Shmarcev, J. Frahm, and D. Kuhl, “Superhigh-power picosecond optical pulses from Q-switched diode laser,” *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 3, no. 2, pp. 256–260, Apr. 1997.
- [75] B. Zhu, I. H. White, K. A. Williams, F. R. Laughton, and R. V. Pentry, “High-peak-power picosecond optical pulse generation from Q-switched bow-tie laser with a tapered traveling wave amplifier,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 8, no. 4, pp. 503–505, Apr. 1996.
- [76] S. Vainshtein, V. V. Rossin, A. Kilpela, J. Kostamovaara, R. Myllyla, and K. Maatta, “Internal Q-switching in semiconductor lasers: high intensity pulses of the picosecond range and the spectral peculiarities,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 31, no. 6, pp. 1015–1021, Jun. 1995.
- [77] Г. Б. Венус, И. М. Гаджиев, А. Е. Губенко, Е. Л. Портной, А. А. Хазан, “Получение режима модуляции добротности в лазерах на основе одинарной гетероструктуры и генерация сверхмощных пикосекундных оптических импульсов,” *Письма в ЖТФ*, т. 23, в. 4, с. 11–16, 1997.
- [78] И. А. Андреев, О. Ю. Серебренникова, Г. С. Соколовский, Е. В. Куницына, В. В. Дюделев, И. М. Гаджиев, А. Г. Дерягин, Е. А. Гребенщикова, Г. Г. Коновалов, М. П. Михайлова, Н. Д. Ильинская, В. И. Кучинский, Ю. П. Яковлев, “Быстродействующие р – i – n -фотодиоды для спектрального диапазона 0.9 – 2.4 μm ,” *ПЖТФ*, т. 36, в. 9, с. 43–49, 2010.
- [79] С. А. Минтаиров, И. М. Гаджиев, Н. А. Калюжный, М. В. Максимов, А. М. Надточий, М. В. Нахимович, Р. А. Салий, М. З. Шварц, А. Е. Жуков, “Быстродействующие фотодетекторы оптического диапазона 950-1100 nm на основе In_{0.4}Ga_{0.6}As/GaAs-наноструктур квантовая яма-точки,” *ПЖТФ*, т. 46, в. 24, с. 11, 2020.

- [80] E. L. Portnoi, J. H. Marsh, E. A. Avrutin, “Monolithic and multi-GigaHertz mode-locked semiconductor lasers: Constructions, experiments, models and applications,” *IEE Proc. - Optoelectron.*, vol. 147, no. 4, pp. 251–278, Aug. 2000.
- [81] J.-P. Zhuang, V. Pusino, Y. Ding, S.-C. Chan, and M. Sorel, “Experimental investigation of anti-colliding pulse mode-locked semiconductor lasers,” *Opt. Lett.*, vol. 40, no. 4, p. 617, Feb. 2015.
- [82] M. S. Buyalo, I. M. Gadzhiyev, A. A. Usikova, Y. M. Zadiranov, N. D. Il’inskaya, A. E. Gubenko, A. Y. Egorov, and E. L. Portnoi, “Power increase in Q-switched two-sectional quantum well lasers due to Stark effect,” *Tech. Phys. Lett.*, vol. 41, no. 10, pp. 984–986, Oct. 2015.
- [83] <https://www.innolume.com/innoproducts/semiconductor-optical-amplifiers-soa/>.
Online Available: <https://www.innolume.com/innoproducts/semiconductor-optical-amplifiers-soa/>.
- [84] M. S. Buyalo, I. M. Gadzhiev, I. O. Bakshaev, and E. L. Portnoi, “RF linewidth in passively mode locked quantum well lasers,” *Tech. Phys. Lett.*, vol. 39, no. 2, pp. 161–163, Feb. 2013.
- [85] Н. Ю. Гордеев, М. В. Максимов, И. О. Бакшаев, М. С. Буяло, И. М. Гаджиев, Н. Д. Ильинская, Е. Л. Портной, “Синхронизация мод на высших гармониках в лазерах на квантовых точках с туннельно-связанными волноводами,” *ПЖТФ*, т. 38, в. 2, с. 25–31, 2012.
- [86] L. Hou, M. Haji, and J. H. Marsh, “240 GHz pedestal-free colliding-pulse mode-locked laser with a wide operation range,” *Laser Phys. Lett.*, vol. 11, no. 11, p. 115804, Nov. 2014.
- [87] I. M. Gadzhiyev, M. S. Buyalo, A. E. Gubenko, A. Y. Egorov, A. A. Usikova, N. D. Il’inskaya, A. V. Lyutetskiy, Y. M. Zadiranov, and E. L. Portnoi, “Switching between the mode-locking and Q-switching modes in two-section QW lasers upon a change in the absorber properties due to the Stark effect,” *Semiconductors*, vol. 50, no. 6, pp. 828–831, Jun. 2016.
- [88] B. S. Ryvkin, “Optical bistability in semiconductors (review),” *Sov. Phys. Semicond.*, vol. 19, no. 1, pp. 1–15, 1985.
- [89] Д. М. Бутусов, Г. Г. Гоцадзе, Б. С. Рывкин, Р. А. Сурис, “Внутреннее перераспределение электрического поля и оптическая нелинейность в P-i-N-гетероструктурах при электропоглощении света,” *ФТП*, т.24, в 6, с. 1062–

1066, 1990.

- [90] H. Su and L. F. Lester, “Dynamic properties of quantum dot distributed feedback lasers: high speed, linewidth and chirp,” *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 38, no. 13, pp. 2112–2118, Jul. 2005.
- [91] A. Capua, L. Rozenfeld, V. Mikhelashvili, G. Eisenstein, M. Kuntz, M. Laemmlin, and D. Bimberg, “Direct correlation between a highly damped modulation response and ultra low relative intensity noise in an InAs/GaAs quantum dot laser,” *Opt. Express*, vol. 15, no. 9, p. 5388, 2007.
- [92] M. G. Thompson, K. T. Tan, C. Marinelli, K. A. Williams, R. L. Sellin, R. V. Penty, I. H. White, M. Kuntz, D. Ouyang, I. N. Kaiander, N. N. Ledentsov, D. Bimberg, V. M. Ustinov, A. E. Zhukov, A. R. Kovsh, F. Visinka, S. Jochum, S. Hansmann, D.-J. Kang, and M. G. Blamire, “Mode locking of InGaAs quantum dot lasers,” in *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, 2004, vol. 5452, no. 1, p. 117.
- [93] Xiaodong Huang, A. Stintz, Hua Li, L. F. Lester, J. Cheng, and K. J. Malloy, “Demonstration of passive Q-switching and passive mode-locking in 1.3 μm , two-section InAs quantum dot lasers,” in *Technical Digest. Summaries of papers presented at the Conference on Lasers and Electro-Optics. Postconference Technical Digest (IEEE Cat. No.01CH37170)*, 2001, p. 359.
- [94] H. Liu, P. Smowton, H. Summers, G. Edwards, and W. Drexler, “Self-pulsing 1050 nm quantum dot edge emitting laser diodes,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 95, no. 10, p. 101111, Sep. 2009.
- [95] U. Bandelow, M. Radziunas, A. Vladimirov, B. Hüttel, and R. Kaiser, “40 GHz Mode-Locked Semiconductor Lasers: Theory, Simulations and Experiment,” *Opt. Quantum Electron.*, vol. 38, no. 4–6, pp. 495–512, Mar. 2006.
- [96] М. С. Буяло, А. А. Горбацевич, А. Ю. Егоров, И. М. Гаджиев, И. О. Бакшаев, Ю. М. Задиранов, Н. Д. Ильинская, Е. Л. Портной, “Влияние ширины барьера в структуре с двумя асимметричными связанными квантовыми ямами на область существования пассивной синхронизации мод,” *ПЖТФ*, т. 38, в. 7, с. 31–39, 2012.
- [97] M. G. Thompson, K. T. Tan, C. Marinelli, K. A. Williams, R. V. Penty, I. H. White, M. Kuntz, D. Ouyang, D. Bimberg, V. M. Ustinov, A. E. Zhukov, A. R. Kovsh, N. N. Ledentsov, D.-J. Kang, and M. G. Blamire, “Transform-limited

- optical pulses from 18 GHz monolithic modelocked quantum dot lasers operating at ~ 1.3 mcm,” *Electron. Lett.*, vol. 40, no. 5, p. 346, 2004.
- [98] P. -T. Ho, L. A. Glasser, E. P. Ippen, and H. A. Haus, “Picosecond pulse generation with a cw GaAlAs laser diode,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 33, no. 3, pp. 241–242, Aug. 1978.
- [99] N. Stelmakh and J.-M. Lourtioz, “230 fs, 25 W pulses from conventional mode-locked laser diodes with saturable absorber created by ion implantation,” *Electron. Lett.*, vol. 29, no. 2, p. 160, 1993.
- [100] S. Arahira and Y. Ogawa, “40 GHz Actively Mode-Locked Distributed Bragg Reflector Laser Diode Module with an Impedance-Matching Circuit for Efficient RF Signal Injection,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 43, no. 4B, pp. 1960–1964, Apr. 2004.
- [101] R. Kaiser and B. Hüttl, “Monolithic 40-GHz mode-locked MQW DBR lasers for high-speed optical communication systems,” *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 13, no. 1, pp. 125–136, 2007.
- [102] S. Arahira, H. Yaegashi, K. Nakamura, and Y. Ogawa, “Chirp control and broadband wavelength-tuning of 40-GHz monolithic actively mode-locked laser diode module with an external CW light injection,” *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 11, no. 5, pp. 1103–1111, Sep. 2005.
- [103] A. Gubenko, E. Portnoi, G. Venus, N. Il’inskaia, I. Gadjiev, and J. Frahm, “Q-switched and mode-locked QW diode lasers with implanted multisectional saturable absorber,” in *Conference Digest. ISLC 1998 NARA. 1998 IEEE 16th International Semiconductor Laser Conference (Cat. No. 98CH361130)*, 1998, pp. 253–254.
- [104] S. Arahira, Y. Matsui, and Y. Ogawa, “Mode-locking at very high repetition rates more than terahertz in passively mode-locked distributed-Bragg-reflector laser diodes,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 32, no. 7, pp. 1211–1224, Jul. 1996.
- [105] B. Lanz, B. S. Ryvkin, E. A. Avrutin, and J. T. Kostamovaara, “Performance improvement by a saturable absorber in gain-switched asymmetric-waveguide laser diodes,” *Opt. Express*, vol. 21, no. 24, p. 29780, Dec. 2013.
- [106] I. M. Gadzhiyev, M. S. Buyalo, N. D. Il’inskaya, A. A. Usikova, V. N. Nevedomskiy, and E. L. Portnoi, “Absorption and generation spectra investigation in passive mode-locked 1.55 μm lasers,” in *24th Int Symp. Nanostructure: Physics*

and Technology, 2016, pp. 28–29.

- [107] W. Kobayashi, M. Arai, T. Yamanaka, N. Fujiwara, T. Fujisawa, T. Tadokoro, K. Tsuzuki, Y. Kondo, and F. Kano, “Design and Fabrication of 10-/40-Gb/s, Uncooled Electroabsorption Modulator Integrated DFB Laser With Butt-Joint Structure,” *J. Light. Technol.*, vol. 28, no. 1, pp. 164–171, Jan. 2010.
- [108] A. R. Kovsh, N. N. Ledentsov, S. S. Mikhlin, A. E. Zhukov, D. A. Livshits, N. A. Maleev, M. V. Maximov, V. M. Ustinov, A. E. Gubenko, I. M. Gadjiev, E. L. Portnoi, J. S. Wang, J. Y. Chi, D. N. Ouyang, D. Bimberg, and J. A. Lott, “Long-wavelength (1.3-1.5 micron) quantum dot lasers based on GaAs,” in *Proceedings of SPIE*, 2004, vol. 5349, p. 31.
- [109] D. von der Linde, “Characterization of the noise in continuously operating mode-locked lasers,” *Appl. Phys. B*, vol. 39, no. 4, pp. 201–217, Apr. 1986.
- [110] L. Hou, M. Haji, J. Akbar, B. Qiu, and a C. Bryce, “Low divergence angle and low jitter 40 GHz AlGaInAs/InP 1.55 μm mode-locked lasers,” *Opt. Lett.*, 2011.
- [111] P. P. Vasil’ev, “Ultrashort pulse generation in diode lasers,” *Opt. Quantum Electron.*, vol. 24, no. 8, pp. 801–824, Aug. 1992.
- [112] E. A. Avrutin and E. L. Portnoi, “Suppression of q-switching instabilities in broadened-waveguide monolithic mode-locked laser diodes,” *Opt. Quantum Electron.*, vol. 40, no. 9, pp. 655–664, 2008.
- [113] A. E. Gubenko, L. M. Gadjiev, N. D. Il’inskaya, Y. M. Zadiranov, A. E. Zhukov, V. M. Ustinov, Z. I. Alferov, E. L. Portnoi, A. R. Kovsh, D. A. Livshits, and N. N. Ledentsov, “Mode-locking at 9.7 GHz repetition rate with 1.7 ps pulse duration in two-section QD lasers,” in *2004 IEEE 19th International Semiconductor Laser Conference, 2004. Conference Digest.*, 2004, pp. 51–52.
- [114] A. Gorodetsky, I. T. Leite, and E. U. Rafailov, “Operation of quantum dot based terahertz photoconductive antennas under extreme pumping conditions,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 119, no. 11, p. 111102, Sep. 2021.
- [115] P. Singhal and H. N. Ghosh, “Hot Charge Carriers in Quantum Dots: Generation, Relaxation, Extraction, and Applications,” *ChemNanoMat*, vol. 5, no. 8, pp. 985–999, Aug. 2019.
- [116] R. B. Kohlhaas, S. Breuer, L. Liebermeister, S. Nellen, M. Deumer, M. Schell, M. P. Semtsiv, W. T. Masselink, and B. Globisch, “637 μW emitted terahertz power from photoconductive antennas based on rhodium doped InGaAs,” *Appl. Phys.*

- Lett.*, vol. 117, no. 13, p. 131105, Sep. 2020.
- [117] Z. Zhang, D. Jung, J. C. Norman, W. W. Chow, and J. E. Bowers, “Linewidth Enhancement Factor in InAs/GaAs Quantum Dot Lasers and Its Implication in Isolator-Free and Narrow Linewidth Applications,” *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 25, no. 6, 2019.
- [118] М. М. Соколов, И. М. Гаджиев, И. О. Бакшаев, В. Н. Неведомский, М. С. Буяло, Ю. М. Задиранов, Е. Л. Портной, “Оптическое поглощение в сверхрешетках квантовых точек InAs / GaAs в электрическом поле при комнатной температуре,” *ФТП*, т. 45, в. 8, с. 1095–1101, 2011.
- [119] М. М. Соколов, И. М. Гаджиев, И. О. Бакшаев, В. Н. Неведомский, М. С. Буяло, Ю. М. Задиранов, Р. В. Золотарева, Е. Л. Портной, А. Ф. И. Российской, “Поляризационные зависимости электролюминесценции и поглощения вертикально-коррелированных InAs/GaAs-квантовых точек,” *ФТП*, т. 46, в. 1, с. 96, 2012.
- [120] E. Treacy, “Optical pulse compression with diffraction gratings,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 5, no. 9, pp. 454–458, Sep. 1969.
- [121] М. С. Буяло, И. М. Гаджиев, А. А. Усикова, Ю. М. Задиранов, Н. Д. Ильинская, А. Е. Губенко, А. Ю. Егоров, Е. Л. Портной, “Влияние эффекта Штарка на увеличение мощности в двухсекционных лазерах с квантовыми ямами в режиме модуляции добротности,” *ПЖТФ*, т. 41, в. 20, с. 30–36, 2015.
- [122] P. Downey, J. Bowers, R. Tucker, and E. Agyekum, “Picosecond dynamics of a gain-switched InGaAsP laser,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 23, no. 6, pp. 1039–1047, Jun. 1987.
- [123] H. Ito, H. Yokoyama, S. Murata, and H. Inaba, “Picosecond optical pulse generation from an r.f. modulated AlGaAs d.h. diode laser,” *Electron. Lett.*, vol. 15, no. 23, p. 738, 1979.
- [124] C. Lin, P. L. Liu, T. C. Damen, D. J. Eilenberger, and R. L. Hartman, “Simple picosecond pulse generation scheme for injection lasers,” *Electron. Lett.*, vol. 16, no. 15, p. 600, 1980.
- [125] Y. Arakawa, T. Sogawa, M. Nishioka, M. Tanaka, and H. Sakaki, “Picosecond pulse generation (<1.8 ps) in a quantum well laser by a gain switching method,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 51, no. 17, pp. 1295–1297, Oct. 1987.
- [126] T. Sogawa, Y. Arakawa, M. Tanaka, and H. Sakaki, “Observation of a short optical

- pulse (<1.3 ps) from a gain-switched quantum well laser,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 53, no. 17, pp. 1580–1582, Oct. 1988.
- [127] P. Dupriez, A. Piper, A. Malinowski, J. K. Sahu, M. Ibsen, B. C. Thomsen, Y. Jeong, L. M. B. Hickey, M. N. Zervas, J. Nilsson, and D. J. Richardson, “High average power, high repetition rate, picosecond pulsed fiber master oscillator power amplifier source seeded by a gain-switched laser diode at 1060 nm,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 18, no. 9, pp. 1013–1015, May 2006.
- [128] K. Patokoski, J. Rissanen, T. Noronen, R. Gumenyuk, Y. Chamorovskii, V. Filippov, and J. Toivonen, “Single-frequency 100 ns / 05 mJ laser pulses from all-fiber double clad ytterbium doped tapered fiber amplifier,” *Opt. Express*, vol. 27, no. 22, p. 31532, Oct. 2019.
- [129] F. Di Teodoro, J. Morais, T. S. McComb, M. K. Hemmat, E. C. Cheung, M. Weber, and R. Moyer, “SBS-managed high-peak-power nanosecond-pulse fiber-based master oscillator power amplifier,” *Opt. Lett.*, vol. 38, no. 13, p. 2162, Jul. 2013.
- [130] R. Calvani, R. Caponi, C. Naddeo, D. Roccatò, and M. Rosso, “Ultrashort Pulses from a Gain-Switched DFB Laser by Fiber Compensation of the Chirp and Thermal Tuning of the Cavity,” *Opt. Fiber Technol.*, vol. 1, no. 4, pp. 346–351, Oct. 1995.
- [131] H. Tanaka, M. Suzuki, and Y. Matsushima, “Optical short pulse generation by a DFB laser/EA modulator integrated light source,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 29, no. 6, pp. 1708–1713, Jun. 1993.
- [132] Y. Yokoyama, K. Takada, T. Kageyama, S. Tanaka, H. Kondo, S. Kanbe, Y. Maeda, R. Mochida, K. Nishi, T. Yamamoto, K. Takemasa, M. Sugawara, and Y. Arakawa, “1064-nm DFB laser diode modules applicable to seeder for pulse-on-demand fiber laser systems,” *Opt. Fiber Technol.*, vol. 20, no. 6, pp. 714–724, Dec. 2014.
- [133] И. М. Гаджиев, М. С. Буяло, А. С. Паюсов, И. О. Бакшаев, Е. Д. Колыхалова, Е. Л. Портной, “Генерация пикосекундных импульсов лазерами с распределенной обратной связью с длиной волны 1064 нм,” *ПЖТФ*, т. 46, в. 7, с. 12, 2020.
- [134] A. Gubenko, D. Livshits, S. Mikhrin, and I. Krestnikov, “Single-step-grown transversely coupled distributed feedback laser,” US9350138B2, 2016.

- [135] S. M. Riecke, H. Wenzel, S. Schwertfeger, K. Lauritsen, K. Paschke, R. Erdmann, and G. Erbert, "Picosecond spectral dynamics of gain-switched DFB lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 47, no. 5, pp. 715–722, May 2011.
- [136] I. Akkaya and S. Tozburun, "A 1060 nm stretched-pulse mode-locked wavelength-swept laser source providing an A-scan rate of 20 MHz," *Optik (Stuttg.)*, vol. 266, no. June, p. 169648, Sep. 2022.
- [137] E. Ferocino, E. Martinenghi, A. Dalla Mora, A. Pifferi, R. Cubeddu, and P. Taroni, "High throughput detection chain for time domain optical mammography," *Biomed. Opt. Express*, vol. 9, no. 2, p. 755, Feb. 2018.
- [138] A. Larsson, E. Simpanen, J. S. Gustavsson, E. P. Haglund, E. P. Haglund, T. Lengyel, P. A. Andrekson, W. V. Sorin, S. Mathai, M. Tan, and S. R. Bickham, "1060 nm VCSELs for long-reach optical interconnects," *Opt. Fiber Technol.*, vol. 44, no. November 2017, pp. 36–42, Aug. 2018.
- [139] I. M. Gadzhiev, M. S. Buyalo, A. S. Payusov, I. O. Bakshaev, E. D. Kolykhalova, and E. L. Portnoi, "Generation of Picosecond Pulses by Lasers with Distributed Feedback at a Wavelength of 1064 nm," *Tech. Phys. Lett.*, vol. 46, no. 4, pp. 316–318, Apr. 2020.
- [140] M. Yoshida, A. Ono, and M. Nakazawa, "10 GHz regeneratively mode-locked semiconductor optical amplifier fiber ring laser and its linewidth characteristics," *Opt. Lett.*, vol. 32, no. 24, p. 3513, Dec. 2007.
- [141] S.-K. Liaw, D.-C. Li, H.-C. Lee, Y.-Z. Huang, C.-S. Shin, and Y.-W. Lee, "Multiple Parameters Optical Sensing Using Fiber Ring Laser Based on Fiber Bragg Gratings and 1064 nm Semiconductor Optical Amplifier," *Opt. Spectrosc.*, vol. 127, no. 6, pp. 1057–1061, Dec. 2019.
- [142] И. М. Гаджиев, "Генерация пикосекундных импульсов волоконным лазером с полупроводниковым оптическим усилителем в спектральном диапазоне 1.06 мкм," *ПЖТФ*, т. 48, в. 21, с. 14, 2022.