

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМ. А. Ф. ИОФФЕ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

БУЯЛО
МИХАИЛ СЕРГЕЕВИЧ

ОСОБЕННОСТИ ПАССИВНОЙ СИНХРОНИЗАЦИИ МОД В
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРАХ НА НАНОГЕТЕРОСТРУКТУРАХ

01.04.10 – «физика полупроводников»

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание учёной степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
кандидат физико-математических наук
Е. Л. Портной

Санкт-Петербург

2016

Оглавление

Оглавление	2
Введение.....	4
Глава 1. Ширина линии радиочастотного спектра в лазерах с пассивной синхронизацией мод	12
1.1 Введение	12
1.2 Связь между джиттером и шириной радиочастотной линии.....	15
1.3 Экспериментальные образцы	20
1.4 Экспериментальные результаты.	23
1.5 Заключение.....	31
Глава 2. Эффект Штарка и синхронизация мод в лазерах на наногетероструктурах.....	32
2.1 Введение	32
2.2 Синхронизация мод в лазерах на квантовых ямах с длиной волны излучения вблизи 1,06 мкм	33
2.2.1 Глубокая квантовая яма в широком волноводе.	33
2.2.2 Глубокая яма в стандартном волноводе	41
2.3 Синхронизация мод и эффект Штарка в лазерах на КТ	48
2.3.1 Введение.....	48
2.3.2 Экспериментальные образцы.....	49
2.3.3 Экспериментальные результаты.....	50
2.4 Заключение.....	53
Глава 3. Пассивная синхронизация мод в лазерах с двумя связанными квантовыми ямами	55
3.1 Введение	55

3.2	Экспериментальные образцы	59
3.3	Спектральные особенности фундаментального края зоны поглощения в структурах с двумя связанными квантовыми ямами.....	62
3.3.2	Некоторые параметры и расчеты квантовых ям	63
3.3.3	Экспериментальные результаты.....	63
3.4	Две области существования режима пассивной синхронизации мод.	67
3.5	Режимы пассивной модуляции добротности и модулированной синхронизации мод	73
3.6	Заключение.....	77
Глава 4.	Синхронизация мод в лазерах со сверхрешеткой квантовых точек	78
4.1	Введение	78
4.2	Экспериментальные образцы	80
4.3	Люминесценция и поглощение в структурах с близкорасположенными слоями КТ.....	82
4.4	Эффект жесткого включения и режим пассивной синхронизации мод	84
4.5	Заключение.....	87
Выводы		89
Благодарности.....		91
Список публикаций.....		92
Список литературы		96

Введение

Актуальность темы исследования

В настоящее время для решения ряда задач науки и техники, в том числе микроволновой фотоники, требуются компактные, высокоэффективные генераторы высокочастотного оптического излучения с частотой повторения импульсов в несколько десятков гигагерц. Такие генераторы могут быть использованы для получения электромагнитного излучения миллиметрового и сантиметрового диапазона из оптического излучения, которое может быть легко усилено и передано по оптическому волокну.

Реализация таких генераторов в виде полупроводниковых лазеров с пассивной синхронизацией мод (ПСМ) представляет особый интерес, поскольку она лишена недостатков, присущих другим методам получения высокочастотных последовательностей импульсов. А именно, режим ПСМ реализуется в монолитно-интегрированных лазерных диодах (ЛД) полосковой геометрии [1], в которой усиливающая и модулирующая части изготавливаются на одном кристалле в рамках одних и тех же самых технологических процедур. Соответственно, для таких ЛД нет необходимости решать задачи по пространственному сопряжению оптических элементов и по подведению высокочастотного электрического сигнала к ЛД. При этом свойства полупроводниковых материалов позволяют получать стабильный высокочастотный сигнал в лазерных диодах в постоянной электрической цепи управления ЛД. Кроме того, лазер с пассивной синхронизацией мод может быть выполнен в интегральной конструкции с другими оптоэлектронными элементами, например, со спектрально-селективным элементом [2,3] и модулятором на эффекте Штарка или с оптическим усилителем [4].

Современное развитие технологий эпитаксиального роста материалов системы GaAs/InGaAs позволяет с высоким качеством создавать полупроводниковые волноводные наногетероструктуры на основе квантовых ям (КЯ) и слоев квантовых точек (КТ). В результате реализация новых типов активных сред с уменьшенной размерностью гетеропереходов привела к последовательному улучшению рабочих характеристик полупроводниковых лазеров, таких как плотность порогового тока и температурная стабильность [5]. Физические свойства различных наногетероструктур качественно отличаются друг от друга, что обуславливает существенные отличия динамических и спектральных характеристик различных типов лазеров с ПСМ [6]. Изучение различных типов активной среды и конструкций лазеров с ПСМ открывает возможности для создания новых оптоэлектронных устройств и улучшения рабочих характеристик известных приборов.

Таким образом, исследование особенностей режима пассивной синхронизации мод и реализация этого режима в лазерах с различными типами активной среды является актуальной задачей как с научной, так и с практической точки зрения.

Цели и задачи диссертационной работы

Целью диссертационной работы является экспериментальное исследование особенностей режима пассивной синхронизации мод в полупроводниковых лазерных диодах, содержащих в своей активной области квантово-размерные структуры, направленное на создание элементной базы и новых устройств микроволновой фотоники.

Для достижения этой цели потребовалось решать следующие задачи:

Исследование влияния конструкции волноводного слоя на стабильность следования импульсов в режиме пассивной синхронизации мод в двухсекционных InGaAs/GaAs лазерах с одиночной квантовой ямой.

Исследование спектральных характеристик поглощения в лазерных структурах на основе квантовых ям и квантовых точек и их влияния на режимы лазерной генерации.

Разработка InGaAs/GaAs лазерной структуры на основе двух асимметричных туннельно-связанных квантовых ям и исследование влияния непрямого оптического перехода на спектральные свойства вблизи фундаментального края поглощения в таких структурах.

Исследование режима пассивной синхронизации мод, обусловленного непрямым оптическим переходом в двухсекционных лазерах с активной областью, состоящей из двух асимметричных туннельно-связанных квантовых ям.

Исследование спектральных характеристик и режима пассивной синхронизации мод в лазерах с активной областью, состоящей из 10 слоев близко расположенных квантовых точек.

Научная новизна

Показано, что увеличение ширины волновода в лазерных структурах на основе квантовых ям приводит к существенному улучшению стабильности следования импульсов в режиме пассивной синхронизации мод. При этом доля шумов, связанных со спонтанным излучением, уменьшается за счет уменьшения коэффициента оптического ограничения, а шумы, связанные с автопульсациями, подавляются из-за увеличения времени доставки инжектированных носителей к активной области. Ширина радиочастотной линии в режиме синхронизации мод в лазерах с широким

волноводом составляет порядка 20 кГц на частоте следования импульсов 12 ГГц.

Показано, что в двухсекционных лазерах с глубокой квантовой ямой поглощение на длине волны генерации при малых обратных смещениях мало и не достаточно для эффективной работы поглотителя из-за эффекта сужения зоны в усиливающей секции и локализации носителей в глубокой яме и экситонного характера края спектра поглощения в поглощающей секции. В силу квадратичной зависимости от приложенного поля, штарковский сдвиг края поглощения мал при малых полях. При этом экситонный характер поглощения сохраняется в широком диапазоне приложенных смещений. Достаточное для работы лазера в режиме пассивной синхронизации мод поглощение на длине волны лазерной генерации достигается при внешнем приложенном поле более 50 кВ/см, при котором скорость выноса носителей из поглотителя уже насыщена.

Были исследованы спектральные свойства лазерных структур, содержащих в активной области две InGaAs/GaAs квантовые ямы различной ширины с GaAs барьером между ямами толщиной 2 и 5 нм. При толщине барьера 5 нм туннельная связь между электронными уровнями мала и поглощение определяется основным переходом широкой ямы. В спектрах поглощения структуры с узким барьерным слоем наблюдался дополнительный пик, соотносящийся с непрямым переходом между первым уровнем тяжелых дырок валентной зоны широкой ямы и первым уровнем электронов узкой ямы. При обратных смещениях вблизи 1 В положение пика совпадает с положением длины волны лазерной генерации, что приводит к увеличению поглощения на длине волны лазерной генерации и реализации режима пассивной синхронизации мод.

Впервые получен режим пассивной синхронизации мод в лазерных структурах, содержащих слои вертикально-коррелированных

квантовых точек. Коэффициенты поглощения на длине волны лазерной генерации для ТЕ и ТМ поляризаций света отличаются в 1,6 раза.

Практическая значимость

Предложен новый способ улучшения стабильности следования импульсов без использования систем обратной связи в режиме синхронизации мод в лазерах с активной областью на основе квантовых ям. Изготовление широкого волноводного слоя является технологически более простой задачей, чем рост квантовых точек. Предложенный способ может быть использован при создании стабильных генераторов импульсов в широком спектральном диапазоне для различных приложений микроволновой фотоники.

Полученные результаты о влиянии эффекта Штарка на режимы работы лазера могут быть использованы для создания многосекционных приборов, например, для реализации монолитно-интегрированного модулятора на эффекте Штарка с лазером с синхронизацией мод. При этом, структуры на основе квантовых ям имеют большой потенциал, так как они позволяют реализовывать усиливающие, поглощающие и прозрачные для света области в рамках конструкции с общим волноводом, и при этом являются технологически доступным объектом.

Предложены и реализованы монолитно-интегрированные лазеры спектрального диапазона 1,06 мкм с активной областью, содержащей две асимметричные туннельно-связанные квантовые ямы, в которых генерация пикосекундных импульсов света может развиваться при малых обратных смещениях порядка 1 В на поглощающей секции. Такая конструкция активной области может быть использована для создания эффективных модуляторов света, в которых для переключения между пропускающим и поглощающим состоянием не нужно прикладывать значительные обратные смещения. Также, использование такой активной среды в двух- и

многосекционных конструкциях лазеров может улучшить рабочие характеристики (надежность и срок службы) в приборах на их основе.

Показано, что в структурах на основе вертикально-коррелированных слоев квантовых точек величины поглощения для обеих поляризаций света отличаются менее чем в два раза. Реализация режима пассивной синхронизации мод с частотой следования импульсов 12,5 ГГц в таких лазерах показывает перспективы создания быстродействующего поляризационно-независимого модулятора на основе связанных слоев квантовых точек.

Основные положения, выносимые на защиту

Уменьшение фактора оптического ограничения и увеличение времени доставки инжектированных носителей на основной уровень за счет увеличения ширины волновода в лазерах на КЯ приводит к значительному улучшению стабильности частоты следования импульсов.

Экситонный характер поглощения в структурах с глубокими квантовыми ямами обуславливает необходимость прикладывать значительное (до 10 В) обратное смещение к секции поглотителя для достижения величины поглощения на длине волны лазерной генерации, достаточной для развития процесса синхронизации мод.

В лазерах с двумя асимметричными туннельно-связанными квантовыми ямами режим пассивной синхронизации мод может быть реализован при малых обратных смещениях за счет поглощения на непрямом оптическом переходе с основного уровня тяжелых дырок широкой ямы на основной электронный уровень узкой ямы.

В двухсекционных лазерах с активной областью, состоящей из десяти слоев вертикально-коррелированных квантовых точек, может быть реализован режим пассивной синхронизации мод.

Степень достоверности и апробация результатов

Основные результаты диссертации докладывались на следующих конференциях:

- Семинары лаборатории интегральной оптики на гетероструктурах ФТИ им. А. Ф. Иоффе, РАН
- "13th Int. Symp. Nanostructures: Physics and Technology", 2005, Saint-Petersburg, Russia
- "IX Всероссийская молодежная конференция по физике полупроводников и полупроводниковой опто- и наноэлектронике", 2007, Санкт-Петербург, Россия
- "European Semiconductor Laser Workshop", 2007, Berlin, Germany
- Симпозиум "Полупроводниковые лазеры: физика и технология", 2008, С.Петербург, Россия
- "X Всероссийская молодежная конференция по физике полупроводников и полупроводниковой опто- и наноэлектронике", 2008, С.Петербург, Россия
- "Laser Optics 2008", Saint-Petersburg, Russia
- "29th International Conference on the Physics of Semiconductors", 2008, Rio de Janeiro, Brazil.
- "European Semiconductor Laser Workshop", 2009, Vienna, Austria.
- "Semiconductor and Integrated Opto-Electronics Conference", 2009, Cardiff, Wales.
- "18th Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology", 2010, Saint-Petersburg, Russia.
- "Laser Optics 2012", Saint-Petersburg, Russia.
- "21th Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology", 2013, Saint-Petersburg, Russia.

- 4-й Всероссийский симпозиум с международным участием "Полупроводниковые лазеры: физика и технология", Санкт-Петербург, Россия

Публикации

Основные результаты диссертации опубликованы в 23 печатных работах, в том числе 9 – в статьях в реферируемых журналах, рекомендованных ВАК, 14 – в тезисах научных конференций

Глава 1. Ширина линии радиочастотного спектра в лазерах с пассивной синхронизацией мод

1.1 Введение

Полупроводниковые лазеры, излучающие последовательности оптических импульсов, могут быть использованы в различных научных и технических задачах, в том числе в задачах оптической связи, измерения расстояний, оптической обработки сигналов и множестве других. Особый интерес представляют собой лазеры, в которых генерация в импульсных режимах осуществляется за счет собственных свойств среды, а не при помощи какого-либо внешнего источника. Такие полупроводниковые лазеры отличаются компактными размерами, высокой эффективностью, коммерчески реализуемой технологией изготовления, а также они обладают высоким потенциалом для дальнейшей интеграции с другими оптоэлектронными элементами, например, с полупроводниковыми оптическими усилителями [4] или излучающими антеннами [7]. Простейшей конструкцией таких лазеров является двухсекционная конструкция с электрически изолированными секциями усиления и поглощения, но с общим волноводом. Такая конструкция позволяет реализовывать импульсную генерацию при постоянных токах накачки усилителя и обратных смещениях на поглотителе в режимах пассивной модуляции добротности и пассивной синхронизации мод [8].

Во многих технических приложениях важна стабильность следования импульсов оптического генератора. Поскольку в режиме пассивной модуляции добротности частота следования импульсов зависит от тока накачки [8], то стабильность следования импульсов будет существенно зависеть от флуктуаций тока накачки. Для примера, на рис.1.1 приведен радиочастотный спектр ДГС InGaAs/InP лазера спектрального диапазона

1,3 мкм с секцией насыщающегося поглотителя, полученной путем ионной имплантации. Ширина линии радиочастотного спектра, измеренная на полувысоте ΔF_{FWHM} составляет 9 МГц на частоте следования импульсов модуляции добротности 2,3 ГГц, что дает стабильность следования импульсов $\approx 4 \cdot 10^{-3}$, что на два порядка больше, чем типичное значение для лазеров на КЯ с синхронизацией мод.

В случае лазеров с пассивной синхронизацией мод частота следования импульсов в двухсекционных лазерах определяется длиной резонатора как $f = c / 2Ln_g$ и не зависит от тока накачки. Это существенно увеличивает стабильность следования импульсов, поскольку частота повторения не зависит от флуктуаций тока накачки, а значит, влиянием технических шумов цепи управления лазера можно пренебречь. Однако, существует ряд физических эффектов, определяемых собственными характеристиками лазера, влияющих на стабильность следования импульсов. Основными факторами, ухудшающими стабильность, являются шумы, сбивающие фазу и/или амплитуду мод, и шумы, связанные с автопульсациями. Автопульсации, или, по сути, режим пассивной модуляции добротности, проявляются, как правило, при рабочих условиях, соответствующих минимальным длительностям импульсов режима синхронизации мод [9].

Были предложены различные пути подавления таких шумов, в частности, уменьшение скорости восстановления насыщающегося поглотителя [10] и специальная, но сложная в изготовлении конструкция насыщающегося поглотителя [11]. Также было показано, что увеличение отношения сечения захвата поглощения к усилению больше благоприятствует синхронизации мод, а не модуляции добротности, поэтому уменьшение количества КЯ в активной области может уменьшать диапазон существования модуляции добротности [12]. Еще одним эффектом,

позволяющим подавить шумы, связанные с автопульсациями, является насыщение усиления в усиливающей секции. В частности, в лазерах на квантовых точках значение коэффициента подавления усиления на порядок больше, чем в лазерах на квантовых ямах [13,14]. Большой коэффициент подавления усиления в структурах с КТ объясняется одновременно большим временем транспорта инжектированных носителей на основной уровень и эффектами выжигания дыр в спектре из-за дискретного спектра энергии точек. В теоретической работе [15] были представлены результаты рассмотрения переноса свойств квантовых точек – а именно, увеличенного времени захвата носителей на хорошо известные и стандартные структуры с квантовыми ямами, для чего квантовая яма была помещена в широкий симметричный волновод. Анализ показал, что увеличение ширины волновода приводит к последовательному уменьшению области существования автопульсаций, а затем - к полному их исчезновению и возможности получать стабильный режим синхронизации мод в широком диапазоне токов накачки, в том числе, и при малых токах накачки. В настоящей главе представлена экспериментальная проверка результатов теоретической работы [15], в ходе которой сравнивались двухсекционные лазеры с пассивной синхронизацией мод с различными конструкциями волноводного слоя.

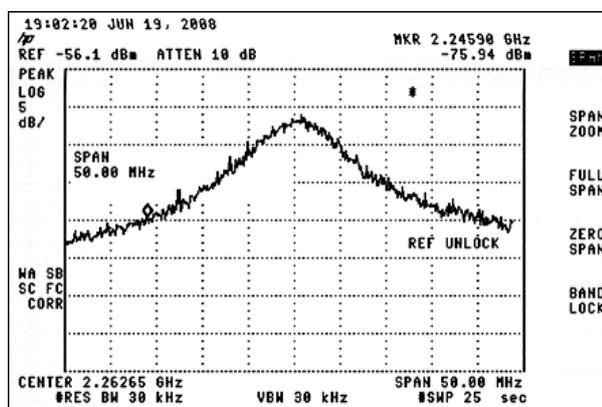


Рис.1.1. ДГС-лазер в режиме пассивной модуляции добротности. Частота следования импульсов $F_{QS} = 2,3$ ГГц, ширина линии $\Delta F_{FWHM} = 9$ МГц.

1.2 Связь между джиттером и шириной радиочастотной линии

В идеальном случае импульсы, излучаемые генератором, имеют один и тот же период и одну и ту же амплитуду. В реальности, одни импульсы могут запаздывать или опережать предыдущие, а их амплитуды могут различаться (Рис.1.2).

Излучение полупроводникового лазера в режиме пассивной синхронизации мод можно в идеальной ситуации (т.е. в случае, когда все моды синхронизованы и отсутствуют какие-либо шумы) представить в виде

$$F_0(t) = \sum_n f(t + nT_R), \quad (1.1)$$

где $f(t)$ - интенсивность импульса во времени, T_R - длительность периода, а целое число n изменяется от минус бесконечности до плюс бесконечности. С другой стороны, в действительности излучение лазера с пассивной синхронизацией мод подвержено влиянию различных флуктуаций, и выходная мощность в таком случае может быть представлена как

$$F(t) = F_0(t) + \delta F(t), \quad (1.2)$$

где $\delta F(t)$ представляет собой вклад флуктуаций в предположении, что они малы по сравнению с сигналом $F(t)$.

В случае спектрально-ограниченных импульсов и медленно меняющихся флуктуаций по сравнению с $f(t)$, зашумленное излучение лазера может быть записано в виде

$$F(t) = F_0(t) + F_0(t)A(t) + F_0(t)TJ(t). \quad (1.3)$$

Здесь второе слагаемое соответствует флуктуациям амплитуды, описываемым случайной функцией времени $A(t)$, а третье слагаемое соответствует временным флуктуациям, а $J(t)$ является случайной функцией времени, описывающей отклонения от периода импульсов. Тогда можно

выразить спектральную мощность интенсивности излучения лазера как произведение медленной огибающей $|\tilde{f}(\omega)|^2$ и быстрых компонент спектральных интенсивностей для $A(t)$ и $J(t)$ [16]:

$$P_F(\omega) = (2\pi/T_R)^2 |\tilde{f}(\omega)|^2 \sum_n [\delta(\omega_n) + P_A(\omega_n) + (2\pi n)^2 P_J(\omega_n)], \quad (1.4)$$

где $\omega_n = (\omega - 2\pi n/T_R)$. Таким образом спектральная мощность представляет собой набор гармоник в виде суммы дельта-функций с периодом, соответствующим частоте повторения импульсов и плавной огибающей, определяемой Фурье-образом импульса, при этом каждая гармоника уширена за счет амплитудного и временного джиттера.

Среднеквадратичный временной джиттер может быть определен как

$$(\sigma_J)^2 = \langle J^2 \rangle T_R^2 = T_R^2 \int_{-\infty}^{+\infty} P_J(\omega) d\omega, \quad (1.5)$$

где скобки $\langle \rangle$ - усреднение по всему времени. Поскольку в реальных измерениях приходится иметь дело с конечными промежутками времени, то пределами интегрирования становятся конечные значения частот f_d и f_u , и определяемый таким образом джиттер будет зависеть от выбранного временного диапазона.

Другим подходом для лазеров с пассивной синхронизацией мод является подход, предполагающий, что время прихода каждого импульса зависит от предыдущего импульса, а флуктуация этого времени является результирующей от нескольких процессов, которые происходят независимо. Такой подход, использованный в [17], дает следующее выражение для спектральной мощности лазера с ПСМ:

$$P(\omega) = |F(\omega)|^2 \frac{\sinh(\omega^2 DT_R/2)}{\cosh(\omega^2 DT_R/2) - \cos(\omega T_R)} \quad (1.6)$$

где $F(\omega)$ - амплитуда импульса, ω - частота, а D - постоянная диффузии, которая записывается как

$$D = \langle (\delta T_n - \delta T_{n\pm 1})^2 \rangle / T_R . \quad (1.7)$$

Уравнение (1.7) показывает флуктуации временного джиттера между соседними импульсами синхронизации мод, и оно может быть преобразовано для определения среднеквадратичного джиттера между импульсами в виде

$$\sigma_1 = \sqrt{DT_R} . \quad (1.8)$$

Еще одним подходом измерения джиттера является прямое исследование по измеренной АКФ излучения лазера с пассивной синхронизацией мод [18]. Он заключается в измерении кросс-корреляции между двумя импульсами, разделенными временным интервалом T_d , и определении уширения импульсов по сравнению с импульсом автокорреляции. Этот подход осуществим при использовании по меньшей мере одного длинного плеча автокоррелятора и пригоден для измерения высокочастотного джиттера. Выражение для временного джиттера может быть записано как в [18]:

$$\langle |J(t+T_d) - J(t)|^2 \rangle = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty S_J(\omega)(1 - \cos(\omega T_d)) d\omega \quad (1.9)$$

Из-за множителя $(1 - \cos)$ практический диапазон частот, на которых определяется джиттер, составляет приблизительно $\left[\frac{1}{4T_d}; \infty \right)$ [19], что требует существенного увеличения конструкции коррелятора или использования волоконных линий задержки. В предположении, что профиль импульсов и шумы являются гауссовыми, выражение для джиттера за период принимает простой вид

$$\tau_j = (T_R / \tau_{ac}) \sqrt{\tau_{cc}^2 - \tau_{ac}^2} \quad (1.10)$$

Однако для получения корректных результатов требуется измерять АКФ с большой точностью, и, более того, результаты таких измерений становятся не точными, если временной джиттер существенно меньше, чем ширина автокорреляционного импульса [18].

В настоящей работе для определения стабильности лазера с синхронизацией мод как генератора импульсов используется измерение радиочастотного спектра. Этот подход позволяет преодолеть сложности, связанные с измерением джиттера в области низких частот по АКФ или определением функции спектральной плотности шумов. Из-за собственных свойств фазовых шумов в полупроводниковых лазерах с синхронизацией мод [20] временную стабильность генератора можно определять более простым методом измерения ширины радиочастотной линии. При этом следует отметить роль амплитудных шумов при измерении временного джиттера или стабильности следования импульсов. Было показано [21], что амплитудные шумы в лазерах с ПСМ значительно меньше чем фазовые в широком диапазоне частот, и следовательно, не имеют влияния на ширину радиочастотной линии. Далее приведена связь между шириной радиочастотной линии и временным джиттером.

Временной джиттер может быть выражен либо как среднеквадратичный джиттер [16]

$$\sigma(f_u, f_d) = \frac{T_R}{2\pi} \sqrt{\int_{f_d}^{f_u} S_{\phi_{RF}}(f) df} \quad (1.11)$$

либо как среднеквадратичный джиттер между импульсами [18]

$$\sigma(N) = \frac{T_R}{\pi} \sqrt{\int_0^{+\infty} \sin^2(\pi f N T_R) S_{\phi_{RF}}(f) df} \quad (1.12)$$

где f_u и f_d - верхняя и нижняя частота интегрирования соответственно, T_R – период последовательности импульсов, N – число периодов между сравниваемыми импульсами, а $S_{\phi_{RF}}(f)$ – боковая полоса спектральной мощности радиочастотных шумов.

Было показано [17,20], что в лазерах с пассивной синхронизацией мод ширина радиочастотной линии связана в первую очередь с относительно широкополосным шумом спонтанного излучения, являющегося по сути белым шумом. Поэтому профиль первой гармоники радиочастотной линии может быть описан лоренцевой функцией. Соответственно, полная ширина на полувысоте лоренциана $\Delta\nu_{RF}$ полностью определяет боковую полосу спектральной мощности радиочастотных шумов [22,23]

$$S_{\phi_{RF}}(f) = \frac{\Delta\nu_{RF}}{\pi f^2}, \quad (1.13)$$

таким образом выражение для временного среднеквадратичного джиттера между импульсами можно переписать как

$$\sigma(N) = T_R \sqrt{\frac{\Delta\nu_{RF} N T_R}{2\pi}}, \quad (1.14)$$

а для интегрального среднеквадратичного джиттера – как

$$\sigma(f_u, f_d) = \frac{T_R \sqrt{\Delta\nu_{RF}}}{2\pi^{3/2}} \sqrt{\frac{1}{f_d} - \frac{1}{f_u}} \quad (1.15)$$

В этом случае метод фон дер Линде соответствует приближению лоренциана как $1/f^2$, что справедливо только при $f \gg \Delta\nu_{RF}/2$ и это, соответственно, приводит к большой ошибке при определении интегрального среднеквадратичного джиттера, если f_d мала.

Таким образом, вместо того, чтобы измерять фазовый шум боковой полосы спектральной мощности или измерять джиттер по

автокорреляционным функциям, временной джиттер можно определять по одной из формул (1.14) или (1.15), для чего достаточно измерить частоту последовательности импульсов синхронизации мод f_{ML} и ширину радиочастотного сигнала по уровню 3 дБ $\Delta\nu_{RF} = \Delta F_{FWHM}$. Использование такого подхода оправданно, если временной джиттер определяется в основном шумом спонтанного излучения.

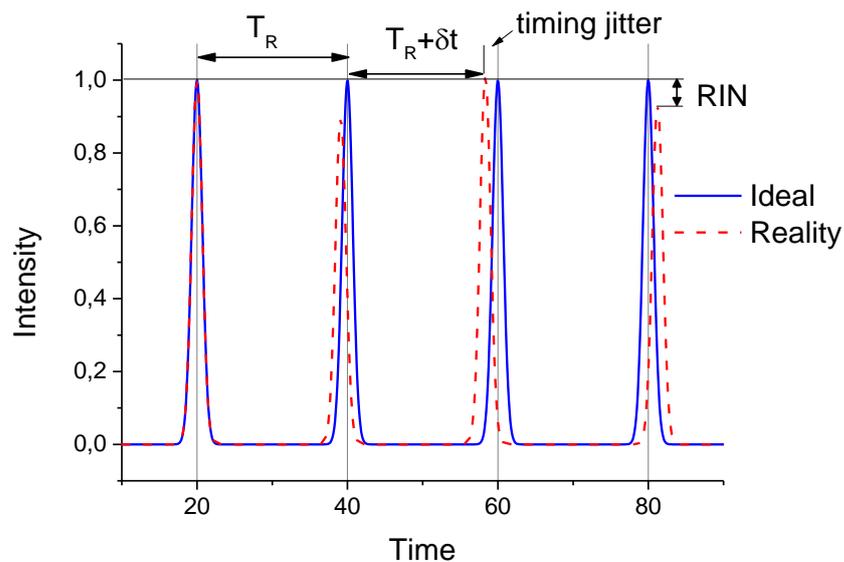


Рис.1.2. Последовательность импульсов с амплитудным (RIN) и временным джиттером.

1.3 Экспериментальные образцы

Были исследованы два типа лазерных структур, отличающихся дизайном волновода. Структура с узким волноводным слоем (ВС) была изготовлена в IQE и состоит из одиночной $In_{0.2}GaAs$ КЯ шириной 6 нм, заключенной в волновод переменного состава $Al_xGa_{1-x}As$, где x меняется от 0 на границе с КЯ до 0,5, ширина волновода составляла 0,4 мкм (рис.1.3 а). Длина волны излучения лазеров была вблизи 0,98 мкм. Двухсекционные полосковые лазеры с шириной полоска 5 мкм были изготовлены стандартными фотолитографическими методами. Для исследований

радиочастотного спектра были выбраны лазеры двухсекционной конструкции с длиной резонатора 2,14 мм, длина секции поглотителя составляла 10% длины лазера, электрическая изоляция между секциями обеспечивалась разрывом в контакте.

Лазеры с широким ВС были изготовлены методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений (МОС-гидридной эпитаксии) на установке Emcore GS-3100 в ФТИ Иоффе. Структуры состояли из двух широкозонных эмиттеров $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$, волноводного слоя, выполненного из GaAs, и напряженной квантовой ямы из $In_{0,26}GaAs$, расположенной асимметрично относительно центра волновода. Ширина волновода составляет 1,7 мкм; ширина квантовой ямы - 9 нм. (рис.1.3 b). Максимум длины волны излучения лежал в диапазоне 1062-1068 нм.

Конструкция лазерной структуры с широким волноводом была предложена и разработана с целью получения высокой выходной мощности, излучаемой полупроводниковым лазером за счет уменьшения оптических потерь. Основным методом снижения оптических потерь в лазерных квантово-размерных гетероструктурах отдельного ограничения является увеличение ширины волновода [24–26]. Естественным ограничением увеличения толщины волновода в симметричной лазерной гетероструктуре отдельного ограничения является условие возникновения мод высших порядков [26]. Для того, чтобы тем не менее увеличить ширину волновода и подавить моды высших порядков, авторами [27,28] была предложена и реализована конструкция с асимметрично расположенной в ВС квантовой ямой.

Двухсекционные лазеры с длиной резонатора 3 мм и секцией поглотителя 0,3 мм, с шириной полоска 5 мкм и глубиной мезы, при которой исключалась генерация мод высшего порядка, были изготовлены стандартными литографическими методами.

В лазерах на основе структуры с широким волноводом на зеркало со стороны усиливающей секции наносилось антиотражающее покрытие, зеркало со стороны поглотителя было получено методом скола. Лазеры были napаяны на медный теплоотвод, измерения проводились при комнатной температуре.

Электрическая изоляция усиливающей и поглощающей секций лазеров выполнена в виде разрыва в контактном полоске, обеспечивающим изоляцию более 100 кОм. Глубина травления разрыва была выбрана из соображений обеспечения компромисса между величиной сопротивления между секциями и отражением от интерфейса контакт-разрыв. По теоретической оценке, полученной из расчета эффективного показателя преломления, это "вредное" отражение составляет:

$$R_{interface} = \left(\frac{n_{contact} - n_{break}}{n_{contact} + n_{break}} \right)^2 \approx 10^{-5} , \quad (1.16)$$

что меньше отражения от зеркала более чем на четыре порядка.

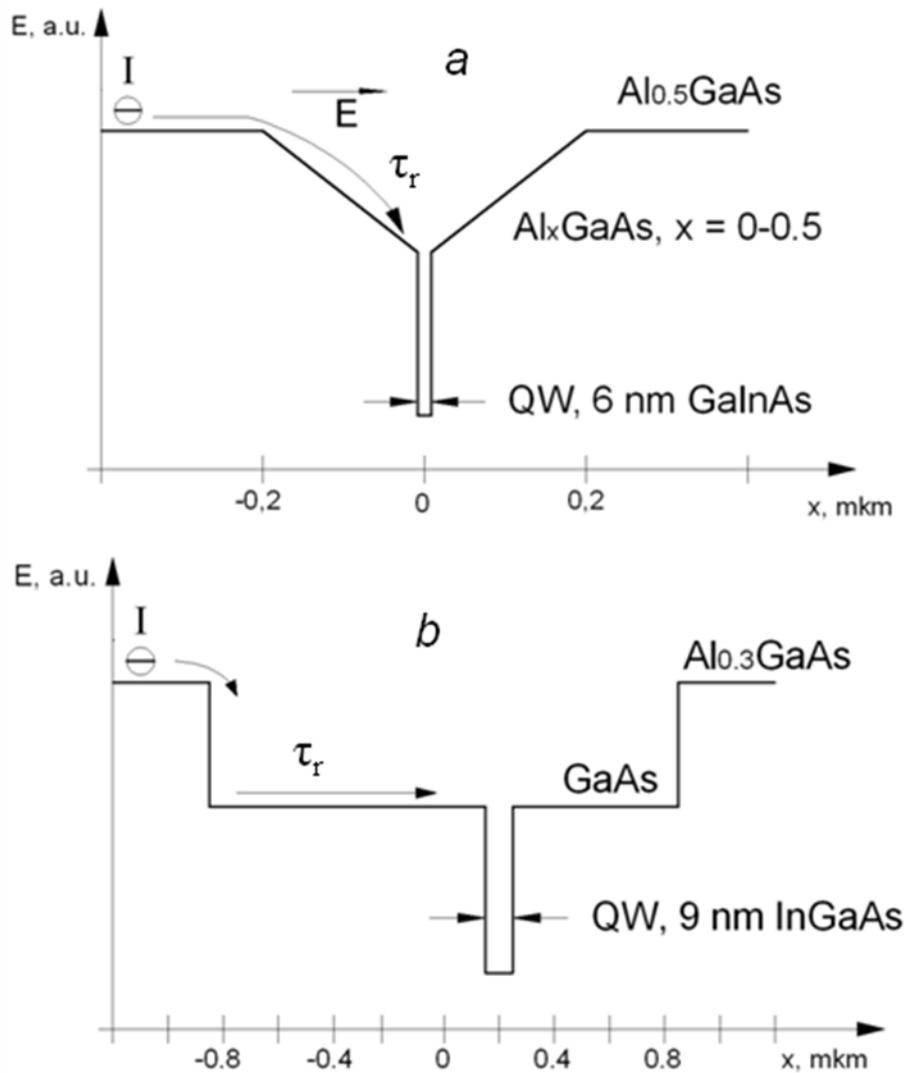


Рис.1.3. Схематическое изображение зонных структур для лазеров с а) узким, б) широким волноводом

1.4 Экспериментальные результаты.

На рис.1.4 представлено схематичное изображение экспериментальной установки, использованной для измерения радиочастотных спектров лазеров с синхронизацией мод. Излучение с лазерного диода вводилось в оптическое одномодовое волокно с торцом АРС-типа, затем поступало на фотоприемник (частотный диапазон 25 ГГц), с которого электрический сигнал обрабатывался спектроанализатором с

полосой 24 ГГц. Контроль измерений осуществлялся с помощью 50 ГГц двухканального осциллографа и автокоррелятора на основе интерферометра Майкельсона. Измерения проводились при комнатной температуре.

Лазеры были исследованы при постоянном токе накачки и различных обратных смещениях на секции поглотителя. В лазерах с узким волноводом был реализован как режим пассивной модуляции добротности, так и синхронизации мод, а также модулированный по амплитуде режим синхронизации мод. Режим ПМД наблюдался при малых отрицательных, нулевых и положительных обратных смещениях на секции поглотителя. На рис.1.5 представлена типичная осциллограмма лазера с частотой следования импульсов 2 ГГц и длительностью импульсов порядка 100 пс. Увеличение обратного смещения на секции поглотителя приводит к уменьшению времени жизни носителей в нем до значений, меньших времени полного обхода резонатора, и лазер переключается в режим ПСМ.

Синхронизация мод наблюдалась при токах, незначительно превышающих пороговый ток I_{th} , и при малом обратном смещении V_{rev} на секции поглотителя -1 – -2,5 В. Длительность импульсов $\Delta\tau$ в режиме ПСМ составляла 3,9 пс, ширина оптического спектра 0,9 нм, что дает произведение длительности импульсов на частотную ширину спектра $\Delta t \cdot \Delta\nu$ около 0,75 при теоретическом минимуме 0,44 в предположении гауссовой формы импульсов.

На рис.1.6 представлен типичный радиочастотный спектр излучения лазера с узким ВС (линия 1). Наилучшая ширина линии, достигнутая в лазерах с узким волноводным слоем составляла 1 МГц, что соответствует стабильности следования импульсов $\Delta F_{FWHM}/F_{ML}$ на уровне $5 \cdot 10^{-5}$. Соответствующее значение джиттера между соседними импульсами, определенное по формуле (1.14) составляет 130 фс. Таким образом, лазеры с градиентным волноводом могут устойчиво работать как в режиме

синхронизации мод, так и в режиме модуляции добротности, при этом переход между режимами осуществляется изменением обратного смещения на секции поглотителя.

Лазеры с широким волноводным слоем излучали в режиме ПСМ при обратных смещениях более 9 В, соответствующих напряженности поля $5 \cdot 10^4$ В/см, при котором скорость выноса носителей уже насыщена. Исследование спектра поглощения в этих лазерах, представленное в настоящей работе в главе 2, показало, что необходимость прикладывать большие обратные смещения для достижения ПСМ вызвана сильным эффектом сужения зоны и экситонным характером поглощения, сохраняющимся при высоких электрических полях. Частота следования импульсов составила 12,3 ГГц, что соответствует времени полного обхода резонатора.

Режим ПМД, характерный для лазеров с узким волноводом, в лазерах с широким волноводом отсутствовал во всем диапазоне токов накачки и обратных смещений. При V_{rev} , меньших 9 В, лазер работал в непрерывном режиме. Увеличение обратного смещения приводило последовательно к переходу в режим синхронизации мод с широким радиочастотным спектром, затем уменьшению радиочастотной линии, как это показано на рис.1.7, при этом мощность лазера падала в силу возрастающего поглощения на длине волны лазерной генерации. В случае, когда лазер оказывался близок к порогу генерации, ширина радиочастотной линии увеличивалась, а при дальнейшем увеличении обратного смещения лазер выключался. Пример зависимости ΔF_{FWHM} от тока накачки представлен на рис.1.8. Поведение зависимости, а именно, уменьшение ΔF_{FWHM} с некоторыми скачками соответствует аналогичным зависимостям, представленными в мировой литературе [29]. Следует отметить, что с увеличением тока накачки происходит уширение импульсов синхронизации мод, сопровождаемое ухудшением произведения $\Delta t \cdot \Delta \nu$, поэтому в реальном приборе выбор рабочего тока накачки лазера

становится компромиссом между длительностью импульсов и их стабильностью.

Таким образом, подбором соответствующих оптимальных значений тока накачки и обратного смещения было получено значение ширины радиочастотной линии 20 кГц (рис.1.6, линия 2 и рис.1.9), что дает отношение $\Delta F_{FWHM}/F_{ML} \approx 1.7 \cdot 10^{-6}$. Этот результат на момент получения превосходил рекордное значение ширины радиочастотной линии в 30 кГц, полученный ранее для InGaAsP/InP лазера на одной КЯ [30]; в настоящее время были получены значения ширины линии для лазеров на КЯ порядка 2 кГц [31]. Соответствующее значение среднеквадратичного джиттера для соседних импульсов, вычисленное по формуле (1.14) дает значение 40 фс.

На основании данных о лазерных структурах был проведен расчет коэффициента оптического ограничения Γ для структур с КЯ (Таблица 1.1, Γ_{str}). Корректность определения Γ подтверждается измерением коэффициента поглощения лазерных структур основного оптического перехода, составившего 88 и 230 см^{-1} для широкого и узкого волноводного слоя, соответственно. Отсюда, значение поглощения для материала составляет порядка $1.1-1.3 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$, что хорошо согласуется с литературными данными [32].

Широкий волновод обуславливает меньший коэффициент оптического ограничения по сравнению с узким волноводом. Это приводит к уменьшению доли спонтанных шумов в оптической моде. Соответственно, уменьшаются шумы, сбивающие процесс синхронизации мод, что приводит к узкой линии радиочастотного спектра.

Тип структуры	$\Gamma_{str}, \%$	$\tau_r, \text{пс}$
Узкий волновод	2	10
Широкий волновод	0.7	200

Таблица 1.1. Параметры лазеров с одиночной квантовой ямой

Еще одним следствием широкого волноводного слоя является длительное время транспорта инжектированных носителей, τ_r в КЯ. В случае лазеров с широким волноводом τ_r является временем диффузии дырок в КЯ, и может быть определено как

$$\tau_{D(e,h)} = \frac{L_{e,h}^2}{D_{e,h}}, \quad (1.17)$$

где индексы e,h соответствуют электронам и дыркам. Поскольку коэффициент диффузии для дырок в AlGaAs меньше, чем для электронов, то $\tau_r = \tau_{Dh}$ и составляет примерно 200 пс (таблица 1.1, τ_r). В приведенном в [33] теоретическом расчете указывалось, что при таких временах релаксации носителей на основной уровень шумы, связанные с автопульсациями, не будут оказывать влияние на стабильность следования импульсов в ПСМ. В лазерах с узким волноводом τ_r определяется дрейфом дырок во встроенном электрическом поле волновода и составляет порядка 10 пс (таблица 1.1). Длительное время транспорта носителей приводит к сильному коэффициенту подавления усиления. Соответственно, уменьшаются шумы, связанные с автопульсациями [33].

Следует отметить, что в лазерах с активной областью, состоящей из квантовых точек (КТ), интеграл перекрытия активной области с волноводным слоем составляет десятые доли процента, а процесс релаксации носителей на основной уровень затруднен в силу пространственного ограничения носителей по всем трем направлениям и конечного количества КТ. Это приводит к еще большему усилению эффектов, рассмотренных выше, и соответственно к ширинам линии вплоть до единиц кГц [29].

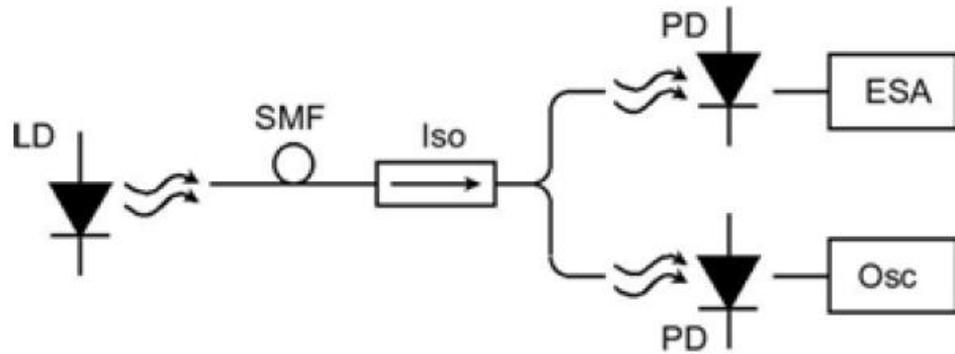


Рис.1.4. Схема экспериментальной установки. LD - Лазерный диод с ПСМ, SMF - APC-одномодовое оптическое волокно, Iso - оптический изолятор, PD - фотоприемник, ESA - спектроанализатор, Osc - осциллограф.

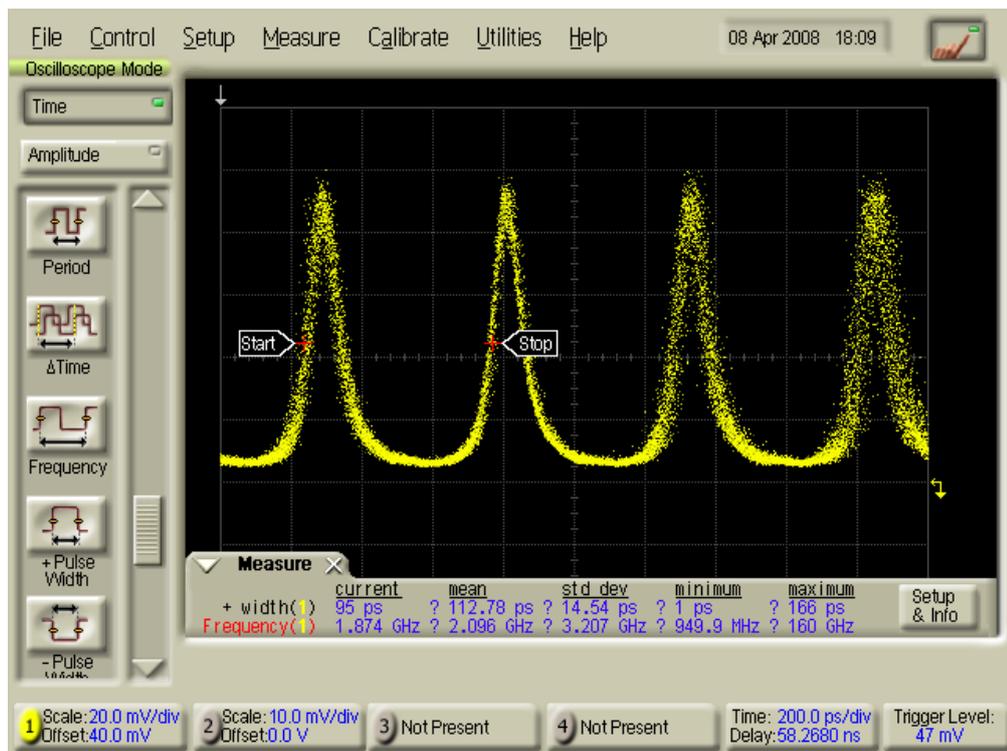


Рис.1.5. Осциллограмма лазера с градиентным волноводом в режиме ПМД, $I_f = 51 \text{ mA}$, $V_{rev} = +1 \text{ V}$, частота следования импульсов - 2 ГГц.

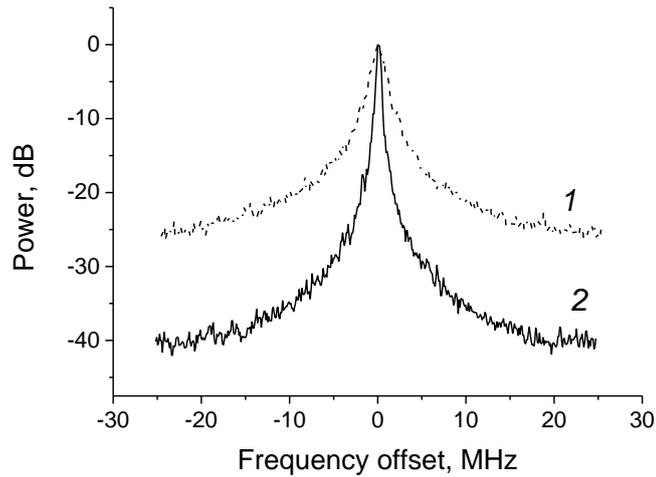


Рис.1.6. Радиочастотные спектры лазеров с ПСМ. 1) – лазер с узким волноводом: частота следования импульсов $F_{ML} = 21.3$ ГГц, ширина радиочастотной линии $\Delta F_{FWHM} = 1$ МГц при токе накачки $I_f = 44$ мА и обратном смещении на поглощающей секции $V_{rev} = -2.3$ В. 2) – лазер с широким волноводом: $F_{ML} = 12.3$ ГГц, $\Delta F_{FWHM} = 20$ кГц

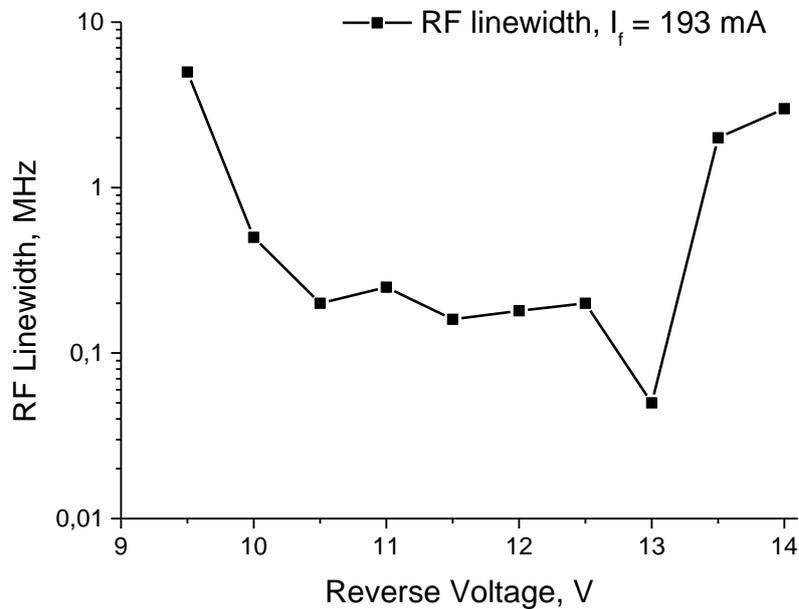


Рис.1.7. Зависимость ширины линии радиочастотного спектра от обратного смещения на поглощающей секции при фиксированном токе накачки 193 мА в режиме ПСМ.

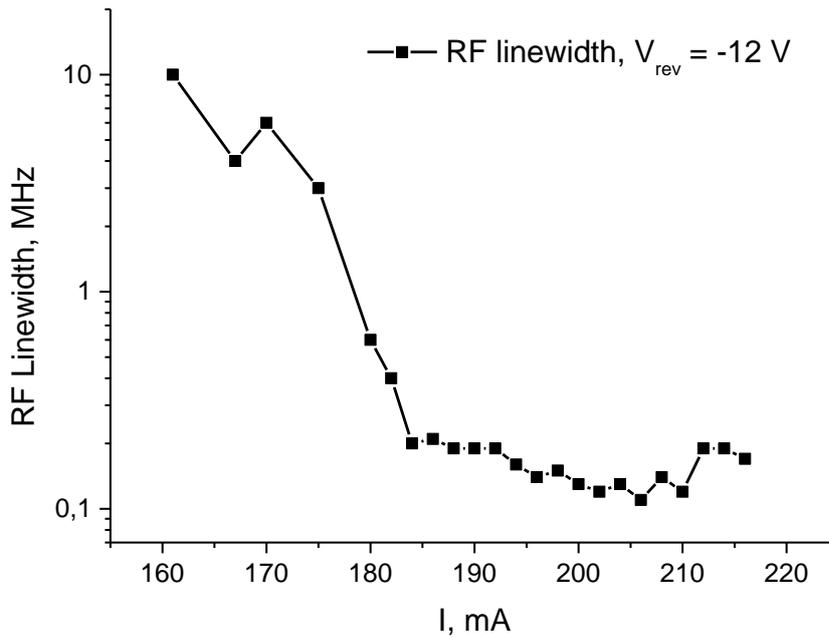


Рис.1.8. Зависимость ширины линии радиочастотного спектра от тока накачки при постоянном обратном смещении на секции поглотителя -12 В в режиме ПСМ.

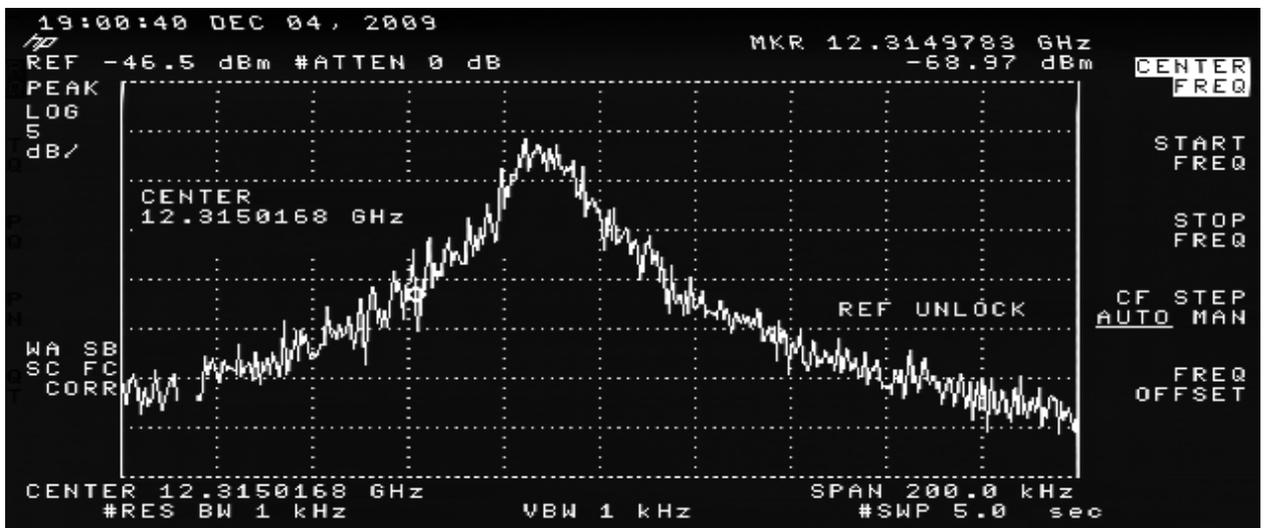


Рис.1.9. Радиочастотный спектр лазера с широким волноводом с частотой синхронизации мод $F_{ML} = 12.3$ ГГц. Ширина линии $\Delta F_{FWHM} = 18$ кГц при токе накачки $I_f = 210$ мА и обратном смещении на поглощающей секции $V_{rev} = -13$ В

1.5 Заключение.

Таким образом, в двухсекционных лазерах как с широким, так и с узким, градиентным волноводом реализован режим синхронизации мод. Режим пассивной модуляции добротности наблюдался только в лазерах с градиентным волноводом при уменьшении обратного смещения на поглощающей секции. Увеличение ширины волновода приводит одновременно к двум эффектам: уменьшению доли спонтанного излучения в излучении лазера из-за уменьшения коэффициента оптического перекрытия и увеличению времени доставки инжектированных носителей на основной уровень. Это обуславливает улучшение стабильности следования импульсов в режиме синхронизации мод за счет подавления шумов, связанных со спонтанным излучением, и шумов автопульсаций. Минимально полученная ширина радиочастотной линии синхронизации мод составляет 20 кГц при частоте повторения 12 ГГц.

Глава 2. Эффект Штарка и синхронизация мод в лазерах на наногетероструктурах

2.1 Введение

Синхронизация мод в полупроводниковых инжекционных лазерах была впервые продемонстрирована для ДГС лазеров с использованием двух разных типов насыщающихся поглотителей в 1989-1990 гг практически одновременно [34,35]. Свойства поглотителя должны обеспечивать необходимые условия возникновения режима синхронизации мод, а именно, время жизни неравновесных носителей в поглотителе должно быть не больше времени полного обхода резонатора, а дифференциальное усиление должно быть меньше дифференциального поглощения [36]. Метод, реализованный во ФТИ, использовал поглотитель, сформированный при ионной имплантации в зеркала AlGaAs ДГС лазера. Проходящие в материале высокоэнергетичные ионы формируют треки, которые увеличивают скорость рекомбинации фотовозбужденных носителей. Это позволило реализовать генерацию субпикосекундных импульсов на частотах 200 [35] и 250 ГГц [37]. В дальнейшем этот метод был успешно применен для InGaAsP лазеров, в том числе 1,55 спектрального диапазона [38,39]. Такой подход позволяет реализовывать высокочастотные генераторы оптических импульсов с применением только одного контакта, что существенно увеличивает надежность приборов. В то же время использование ионной имплантации через зеркало в полупроводниковых лазерах с активной областью, состоящей из квантовых ям или квантовых точек крайне ограничено [40] в силу необходимости создания протяженных секций поглотителя.

Вторым методом является создание секций усиления и поглощения, электрически изолированных друг от друга, но использующих один и тот же волновод. Впервые этот метод был предложен в [34,41], где

были достигнуты частоты порядка 100 ГГц. Секция поглотителя смещается в обратном направлении, что приводит к выносу приложенным полем фотовозбужденных носителей заряда. Использование электрически изолированных секций позволяет реализовывать не только простейшую двухсекционную конструкцию лазеров, но и создавать многосекционные приборы, в которых может быть реализована синхронизация мод на сталкивающихся импульсах [1], или использовать одну из секций в качестве модулятора на эффекте Штарка, оптического усилителя [4], спектрально-селективного элемента и многого другого [42]. Подробное описание с примерами конструкций и теоретическими моделями лазеров с синхронизацией мод можно найти в [1,36,43]. Однако в этих работах в основном рассматриваются аспекты, связанные со временем работы поглотителя. Поэтому, несмотря на существенное количество работ, опубликованных по динамическим режимам в двухсекционных лазерах на КЯ, вопрос о влиянии спектральных свойств поглотителя на режимы ПСМ и ПМД остается недостаточно изученным и, как следствие, актуальным.

2.2 Синхронизация мод в лазерах на квантовых ямах с длиной волны излучения вблизи 1,06 мкм

2.2.1 Глубокая квантовая яма в широком волноводе.

В настоящем разделе рассматриваются лазеры с синхронизацией мод, изготовленные из лазерной структуры с широким волноводом и квантовой ямой, расположенной асимметрично относительно центра волновода. В отличие от предыдущей главы, здесь будут рассмотрены вопросы спектрального совмещения положения линии генерации лазера и спектра поглощения за счет квантово-размерного эффекта Штарка.

2.2.1.1 Описание образцов

Подробное описание исследуемых лазеров было приведено ранее, в главе 1, в разделе с описанием образцов с широким волноводным слоем. Здесь же следует подчеркнуть, что использованная одиночная InGaAs КЯ является напряженной, что приводит к выдавливанию уровня легких дырок вглубь валентной зоны. На рис.2.1 приведена энергетическая диаграмма уровней в КЯ с учетом деформации, вызванной несогласованностью решеток GaAs/InGaAs. При расчете были использованы данные о лазерной структуре, представленные в [44], при этом значение доли In в КЯ было выбрано вблизи 0,25. Величина запрещенной зоны для ненапряженного InGaAs, значения для эффективных масс электронов, легких и тяжелых дырок были рассчитаны по соответствующим формулам на основе данных, представленных в [45], величина сдвига для зоны проводимости в напряженной InGaAs КЯ в GaAs определена по формуле

$$\Delta E_c(x)[\text{эВ}] = 0.814x - 0.21x^2, \quad (2.1)$$

полученной в работе [46]. Остальные значения параметров, необходимых для расчета, были получены на основе линейной аппроксимации данных, представленных в [47]. Расчет энергетических уровней проводился в среде программирования MATLAB решением трансцендентного уравнения вида [48]

$$\begin{aligned} \cos x &= ax, \tan x > 0 \\ \sin x &= ax, \tan x < 0 \end{aligned}$$

Таким образом, энергия перехода с основного состояния тяжелых дырок $hh1$ на основное состояние электронов $e1$ составляет 1,203 эВ, что соответствует длине волны 1,031 мкм.

2.2.1.2 Экспериментальные результаты

Измерения проводились при комнатной температуре при постоянном токе накачки и различных обратных смещениях на секции поглотителя. Спектры поглощения были измерены методом интегрально-абсорбционной спектроскопии (ИАС) [49], подробно описанным в [50]. На рис.2.2 представлены спектры поглощения и спектры генерации двухсекционного лазера. Узкий экситонный пик на фундаментальном краю сохраняется во всем диапазоне приложенных обратных смещений, при этом крутизна спада поглощения практически не меняется и составляет 10 и 6 см⁻¹/мэВ для 0 и 14 В, соответственно. Это может быть объяснено тем, что в относительно широкой яме с большой суммарной величиной барьеров для дырок и электронов в 270 мэВ экситон локализован в яме даже при большой величине приложенного поля [51]. Длина волны генерации, измеренная при прокачке обеих секций лазера в прямом направлении при токе накачки, близком к пороговому $J_{th} = 0.6$ кА/см² (пунктирная линия CW на рис.2.2), сдвинута в длинноволновую область относительно пика экситонного поглощения на 18 мэВ. Относительно края запрещенной зоны сдвиг экситона составляет 12 мэВ [52], поэтому величина сужения запрещенной зоны при пороговом токе составляет 30 мэВ и увеличивается с ростом тока накачки [53]. Увеличение обратного смещения приводит к штарковскому сдвигу края поглощения, квадратично зависящему от приложенного поля (рис.2.3), и потому малому при малых V_{rev} . Штарковский сдвиг, в свою очередь, обуславливает увеличение поглощения на длине волны лазерной генерации до значений, достаточных для эффективной работы поглотителя для синхронизации мод, а также приводит к длинноволновому сдвигу линии генерации около 11 нм.

Синхронизация мод возникает только при больших напряжениях (линия ML на рис.2.2), когда поглощение достаточно велико; при малых обратных смещениях, когда поглощение мало, наблюдается непрерывный

режим генерации (линия CW на рис.2.2). Остаточное поглощение $4,4 \text{ см}^{-1}$, наблюдаемое в длинноволновой области, обусловлено тем, что измерения проводились на лазерах с короткой поглощающей секцией. В этом случае коэффициент прохождения составляет около 90%, т.е. доля поглощаемого света мала, что затрудняет точное определение поглощения в длинноволновой области. Для выяснения точной величины поглощения были изготовлены двухсекционные лазеры с длинными секциями поглотителя и соответственно большей доле поглощаемого света. Измеренный на таких лазерах коэффициент поглощения в длинноволновой области спектра составляет 1 см^{-1} . Следует отметить, что точность измерения поглощения вблизи экситонного пика в таких образцах хуже, чем в лазерах с короткой секцией поглотителя.

На рис.2.4 представлена схема измерения автокорреляционной функции второго порядка излучения лазера в динамических режимах работы, построенная на основе интерферометра Майкельсона. Излучение двухсекционного лазера фокусируется в параллельный пучок, который разделяется светоделителем на два плеча автокоррелятора, соответствующий неподвижной и подвижной задержкам. Подвижная задержка выполнена с помощью рефрактора, установленного на подвижку с шаговым двигателем, причем шаг двигателя составляет 13 фс, а диапазон перестройки – более 1 нс. Это позволяет измерять не только импульсы, излучаемые лазером в режиме синхронизации мод, но и изучать режим пассивной модуляции добротности с частотой следования импульсов более 1 ГГц. Излучение от рефракторов линий задержек собирается тем же светоделителем и фокусируется на нелинейный оптический кристалл, в настоящей работе – LiIO_3 , а затем фокусируется на фотоэлектронный умножитель Hamamatsu. При этом излучение на второй гармонике фильтруется до входа на нелинейный кристалл, а излучение на основной гармонике - перед ФЭУ (фильтры на схеме не отображены). Для улучшения соотношения сигнал/шум

используется схема синхронного детектирования сигнала, которая вместе с шаговым двигателем управляется с ПК через плату National Instruments посредством ПО, написанного на Labview.

На рис.2.5 представлены автокорреляционные функции второго порядка, измеренные при различных токах накачки и обратном смещении 12,5 В. Режим синхронизации мод наблюдается с порога генерации. При увеличении средней излучаемой мощности в два раза от 4 до 8 мВт (рис.2.5) длительность импульсов увеличивается всего в 1,5 раза - от 5,2 до 8,5 пс, измеренных по данным АКФ в гауссовом приближении формы импульсов. На рис.2.6 представлены спектры излучения лазера, соответствующие автокорреляционным функциям на рис.2.5. Увеличение тока накачки приводит к незначительному длинноволновому сдвигу около 2 нм и увеличению интенсивности максимума спектра. Произведение длительности импульса на ширину спектра на полувысоте $\Delta\tau \cdot \Delta f$ минимально на пороге генерации и составляет 0,81. С увеличением средней мощности до 9 мВт оно растет до 1,2. Особенностью исследуемых лазеров с широким волноводом является то, что в режиме ПСМ они обладают достаточно узкой линией спектра порядка 0,6 нм, в то время как в обычных лазерах с КЯ и тем более КТ с ПСМ эта величина больше в несколько раз. Такая узкая линия генерации свидетельствует о высокой однородности лазерной структуры.

Таким образом, в двухсекционных лазерах с широким волноводным слоем и асимметрично расположенной глубокой квантовой ямой продемонстрирован режим пассивной синхронизации мод. Структура с глубоким залеганием уровней квантовой ямы обуславливает экситонный характер поглощения при комнатной температуре и в широком диапазоне приложенных обратных смещений. Носители в такой структуре локализованы в квантовой яме, и в силу квадратичной зависимости эффекта Штарка от поля, для заметного сдвига края поглощения необходимо прикладывать значительные обратные смещения. Длина волны лазерной

генерации при малых обратных смещениях находится на краю зоны поглощения из-за эффекта сужения зон и узкого экситонного пика поглощения.

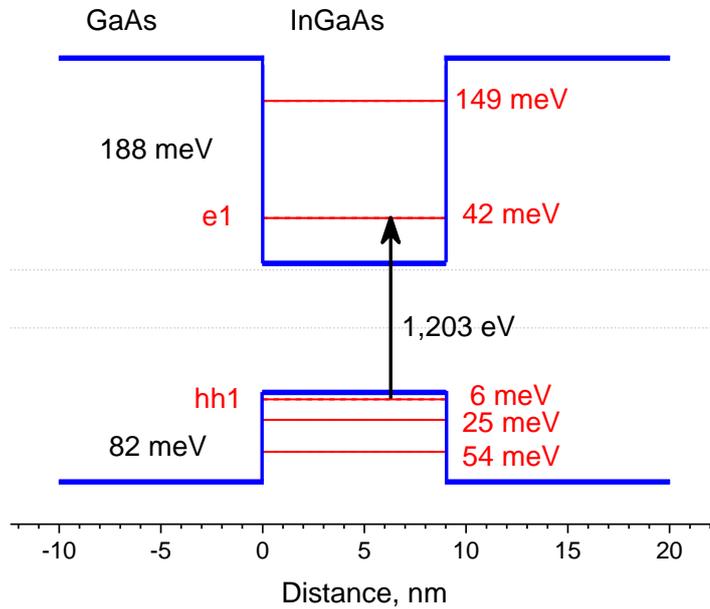


Рис.2.1. Зонная диаграмма квантовой ямы в широком волноводе

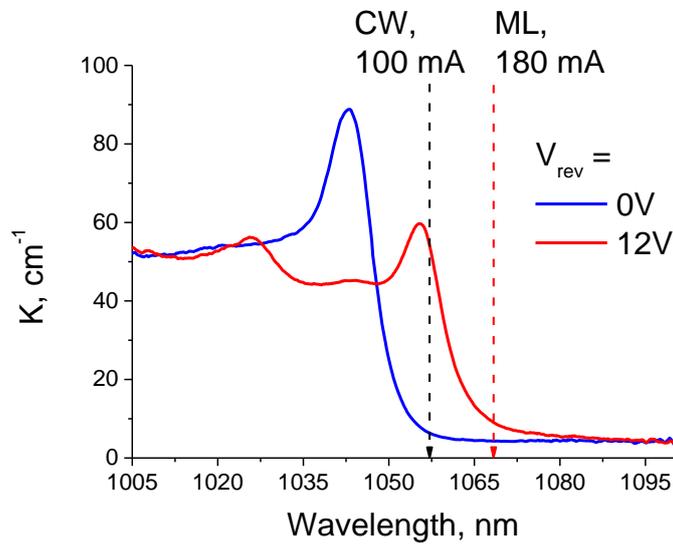


Рис.2.2. Сдвиг экситонного края поглощения с ростом обратного смещения и местоположение линий спектра излучения в непрерывном режиме вблизи порога генерации (CW) и в режиме ПСМ (ML)

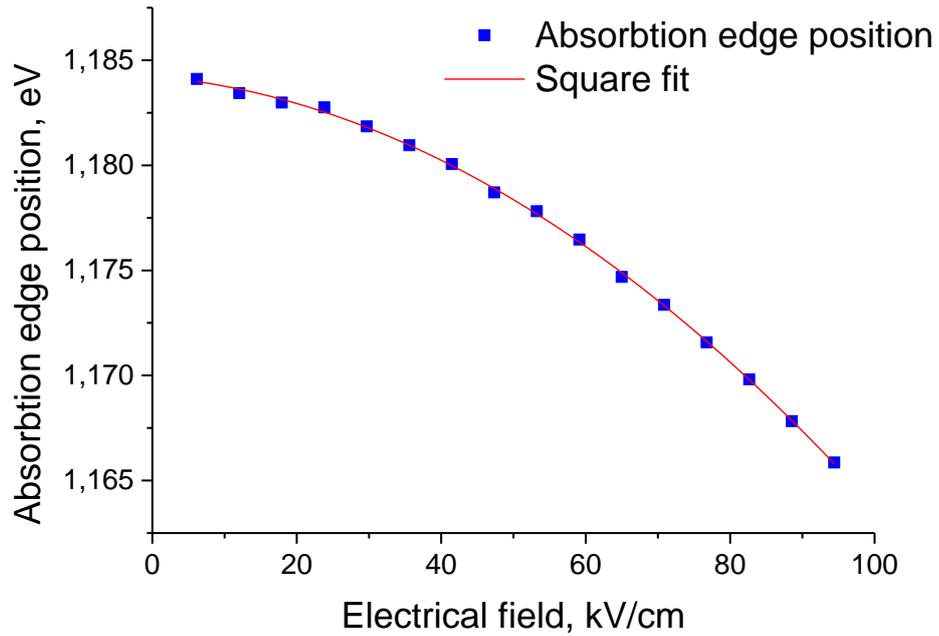


Рис.2.3. Зависимость положения края зоны поглощения в лазерной структуре с широким волноводом от приложенного поля к поглотителю. Точки - экспериментальные данные, линия - квадратичная аппроксимация.

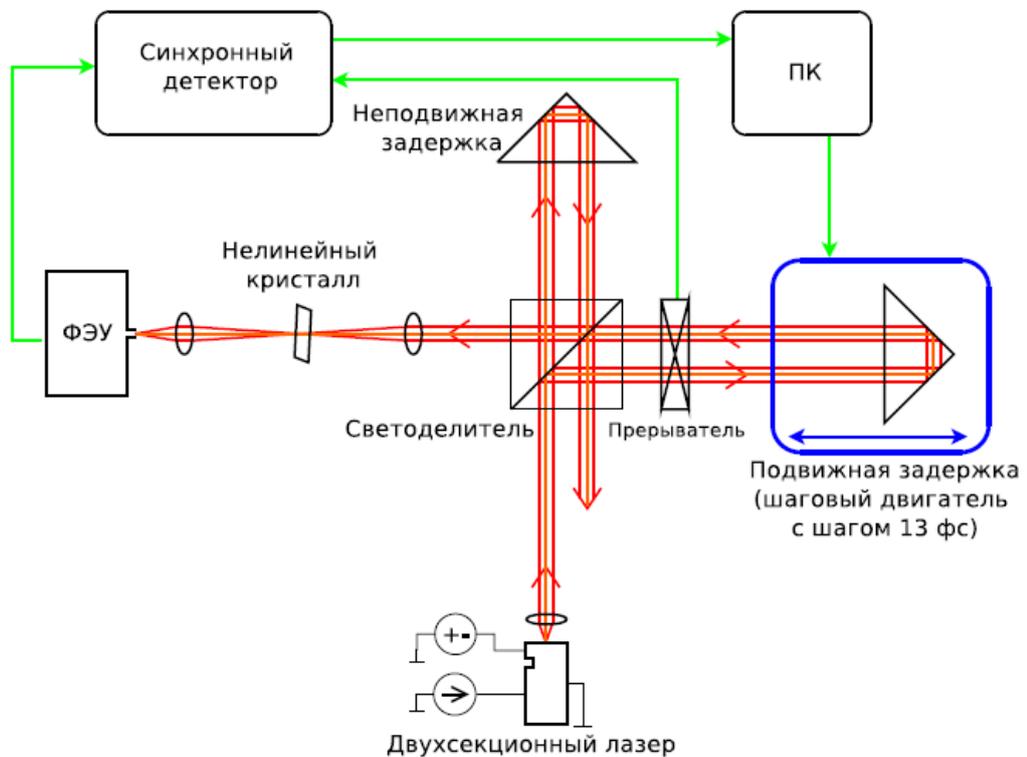


Рис.2.4. Схема измерения автокорреляционных функций второго порядка.

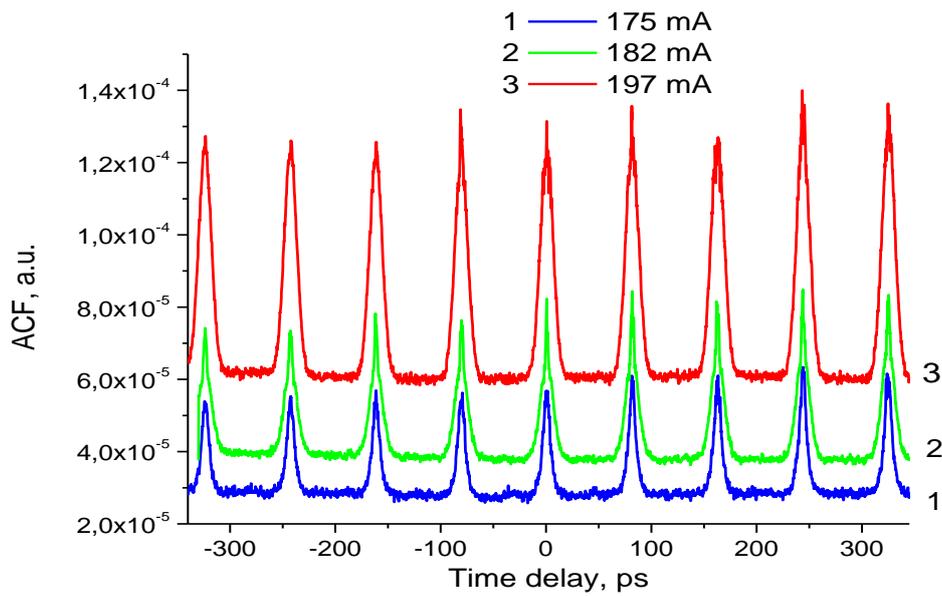


Рис.2.5. Автокорреляционные функции при токах 1 - 175, 2 - 182, 3 – 197 мА и обратном смещении 12,5 В

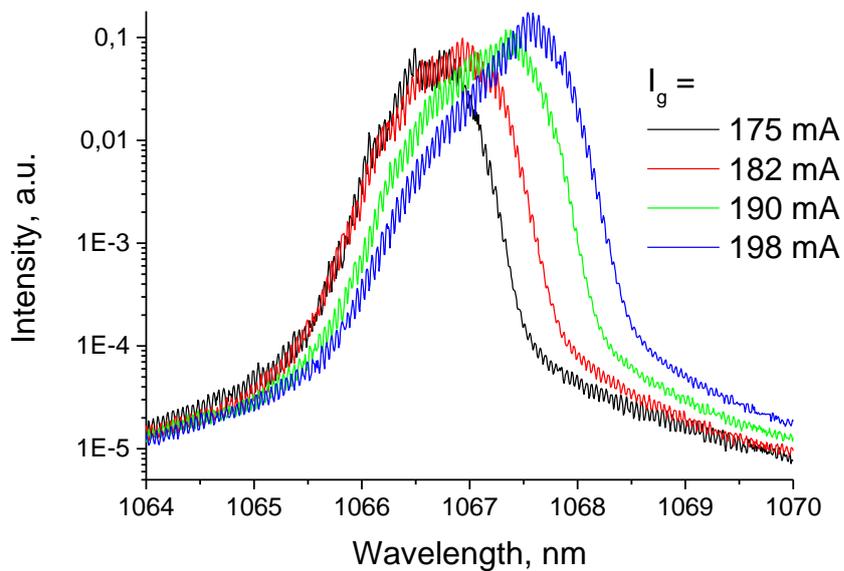


Рис.2.6. Спектры излучения лазера при различных токах накачки и обратном смещении 12,5 В на поглощающей секции.

2.2.2 Глубокая яма в стандартном волноводе

В практических приложениях активная область лазерной структуры спектрального диапазона вблизи 1 мкм, предназначенной для осуществления одномодовой генерации, как правило, состоит из одной или нескольких квантовых ям, заключенных в симметричный нелигированный волновод толщиной порядка 0,5 мкм. Такая толщина волновода вместе с центральным расположением активной области обеспечивает усиление только основной ТЕ-моды. Ограничение моды в плоскости р-п перехода может быть обеспечено геометрией полоскового лазера с узким полоском. В настоящем разделе рассматриваются двухсекционные лазеры со стандартным волноводом, работающие в режиме пассивной синхронизации мод.

2.2.2.1 Описание и изготовление образцов

Лазерные структуры были выращены методом осаждения металлоорганических соединений из газообразной фазы на подложках n^+ -GaAs ориентацией (001). Активная область состояла из квантовой ямы $\text{In}_{0.19}\text{Ga}_{0.21}\text{As}$ толщиной 10 нм. Квантовая яма была заключена в симметричный волноводный слой GaAs шириной 470 нм, ограниченный снизу слоем $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}:\text{Si}$ с проводимостью n-типа, толщиной 1.6 мкм, и слоем $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}:\text{Be}$ с проводимостью p-типа, толщиной 1.6 мкм, сверху. В таблица 2.1 приведены параметры структуры, измеренные на просвечивающем электронном микроскопе JEM 2100F, производства фирмы JEOL, Япония, при ускоряющем напряжении 200 кВ.

Обознач.	LP1767	Материал
6	300	GaAs
5	1650	AlGaAs
4	235	GaAs
3	10,1	InGaAs

Обознач.	LP1767	Материал
2	235	GaAs
1	1650	AlGaAs

Таблица 2.1.

Для изготовления лазеров была использована постростовая технология изготовления лазерных диодов, представляющего меза-полоски, шириной 5 мкм (рис.2.7). Полоски формировались методом ионно-плазменного травления через маску фоторезиста марки AZ1518 на глубину 350-400 нм ниже контактного слоя для обеспечения ограничения растекания электрического тока. Были отработаны режимы сухого травления данной структуры, обеспечивающие хорошее качество вытравленной и боковой поверхности полоска.

В качестве изолирующего диэлектрического покрытия был выбран слой Si_3N_4 , нанесенный методом низкотемпературного плазмоактивированного пиролиза. Использование Si_3N_4 обусловлено хорошими электрическими и защитными (по отношению к влаге и диффузии материала контакта) свойствами. Формирование рисунка в пленке Si_3N_4 проводили методом взрывной фотолитографии, совмещенной с процессом травления полосков, используя одну и ту же маску фоторезиста. Такое построение технологического процесса позволяет сократить количество фотолитографий и полностью исключить погрешности совмещения рисунков, которое неизбежно происходит при проведении дополнительной фотолитографии вскрытия окна в диэлектрике для нанесения р-контакта (верхняя часть лазерного полоска).

Описанным выше способом на основе лазерных структур были изготовлены двухсекционные образцы с одинаковой длиной секций для измерения поглощения методом интегрального абсорбционного поглощения [49]. Длина секций составляла 0,4 мм, что обеспечивает достаточную

точность измерений абсолютного значения поглощения вблизи основного перехода. Также были изготовлены двухсекционные лазеры для реализации динамических режимов излучения лазера. Длина лазеров составляла 2 мм, длина секции поглотителя лазера – 10% длины резонатора лазера, секции были изолированы электрическим разрывом в контакте. Лазеры монтировались на медный теплоотвод.

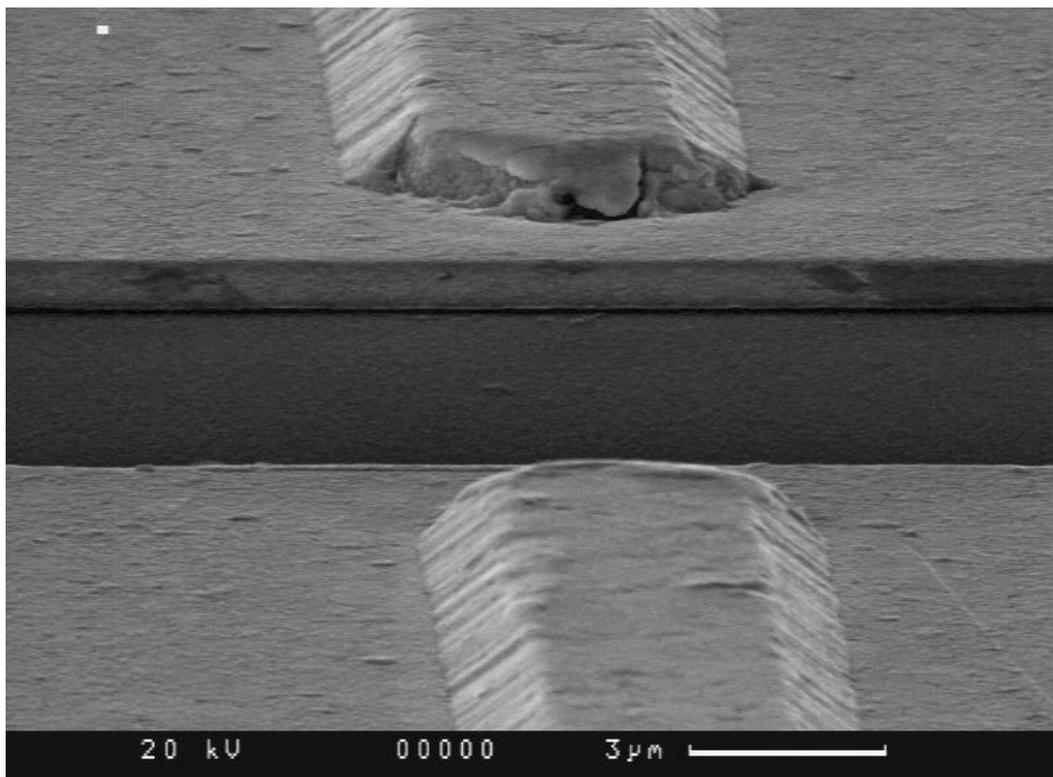


Рис.2.7. SEM-изображение лазера с узким полоском с разрывом в контакте.

2.2.2.2 Экспериментальные результаты

Поглощение в лазерах исследовалось при постоянном токе накачки 10 мА и различных обратных смещениях на поглощающей секции. На рис.2.8 представлены спектры поглощения для ТЕ-поляризации при изменении обратного смещения от 0,0 до 8,0 В. При малых обратных смещениях в данной структуре сохраняется экситонный пик поглощения, который только уменьшается с ростом обратного смещения из-за

уменьшения интеграла перекрытия, однако при смещениях более 5 В экситонный пик размывается. Значение пика поглощения 175 см^{-1} при величине коэффициента оптического ограничения 2,1 % соответствует поглощению $0,8 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$, что согласуется с литературными данными по поглощению материала для InGaAs [51]. С увеличением обратного смещения также растет интенсивность второго пика поглощения, связанного с переходом с основного электронного уровня на второй уровень тяжелых дырок. На рис.2.9 представлены зависимости изменения энергий переходов от приложенного поля для первого и второго пиков поглощения. Характер изменения энергии первого перехода квадратичен по полю, что соответствует квантово-размерному эффекту Штарка [54].

На рис.2.10 представлены спектры излучения лазера с одиночной квантовой ямой, измеренные при одном и том же токе накачки и наложенные на спектр поглощения лазерной структуры. Видно, что при малых смещениях линия лазерной генерации находится на краю зоны поглощения, где величина поглощения оказывается недостаточной для развития процесса синхронизации мод (линия 1). С увеличением обратного смещения край зоны поглощения сдвигается в длинноволновую область и поглощение становится достаточным для синхронизации мод (линия 2). В случае, если приложенное обратное смещение достаточно велико, то линия лазерной генерации находится в локальном минимуме поглощения. Однако оптической мощности в этом случае не хватает для развития синхронизации мод и лазер излучает маломощный сигнал в непрерывном режиме (линия 3). Полученные данные могут свидетельствовать о том, что в поглощающей секции даже в случае лазерной генерации двухсекционного лазера количество фотоиндуцированных носителей недостаточно для разрушения экситона.

На одном и том же лазерном образце были получены различные режимы генерации лазерного излучения. При обратных смещениях на поглотителе менее 2,7 В наблюдался режим постоянной генерации. При

обратных смещениях в диапазоне 2,7-3,5 В в зависимости от тока накачки могли наблюдаться режимы синхронизации мод, модуляции добротности и синхронизации мод, модулированной по амплитуде. Спектральное поведение лазера в зависимости от изменения тока накачки или обратного смещения следующее. При фиксированном обратном смещении максимум спектра генерации практически не меняется при росте тока накачки, но при этом происходит уширение спектра и рост коротковолновой составляющей, находящейся в области локального минимума поглощения. В свою очередь, увеличение обратного смещения при фиксированном токе накачки приводит к длинноволновому сдвигу линии лазерной генерации на расстояние 7 нм. При дальнейшем увеличении обратного смещения линия лазерной генерации скачком сдвигается в коротковолновую область спектра (рис.2.10). Такое поведение может быть объяснено тем, что усиление на фундаментальном краю зоны поглощения, т.е. в длинноволновой области спектра, оказывается слишком мало для обеспечения лазерной генерации при большом уровне поглощения, но, в тоже время, усиление достаточно велико для лазерной генерации в более коротковолновой спектральной области, и способно обеспечить лазерную генерацию при больших потерях, чем на краю зоны поглощения. При этом лазер переходил в непрерывный режим излучения с малой оптической мощностью. Аналогичный эффект также наблюдался в лазерах с активной областью, состоящей из трех КЯ спектрального диапазона 1,06 мкм [55], однако в этом случае большое усиление лазерной среды приводило к скачкообразному изменению импульсных характеристик в режиме пассивной модуляции добротности, в частности к более чем двукратному росту импульсной мощности [56].

Режим синхронизации мод наблюдался при постоянном токе накачки в широком диапазоне. Наиболее близкие к спектральному ограничению импульсы лазер излучал вблизи порога генерации (рис.2.11). Длительность импульсов вблизи порога генерации составляет 2,5 пс в

предположении лоренцевой формы импульсов, а соответствующее произведение длительности импульсов на ширину спектра - 0,543. Частота следования импульсов составляет 19 ГГц, что соответствует времени полного обхода резонатора. Наилучшая достигнутая ширина радиочастотной линии спектра была около 300 кГц.

С увеличением обратного смещения и тока накачки появляется медленная (порядка сотен МГц) огибающая импульсов синхронизации мод. Диапазон по перестройки частоты модуляции составляет от 100 до 500 МГц, с линейной скоростью около 16 МГц/мА.

Таким образом, в двухсекционных лазерах с одиночной квантовой ямой в стандартном волноводе продемонстрирован режим пассивной синхронизации мод при увеличении поглощения на длине волны генерации за счет квантово-размерного эффекта Штарка. При дальнейшем увеличении обратного смещения положение длины волны лазерной генерации смещается в коротковолновую область спектра. Показано, что в такой структуре при больших обратных более 6 В смещениях характер поглощения изменяется - разрушается экситон из-за малого интеграла перекрытия волновых функций.

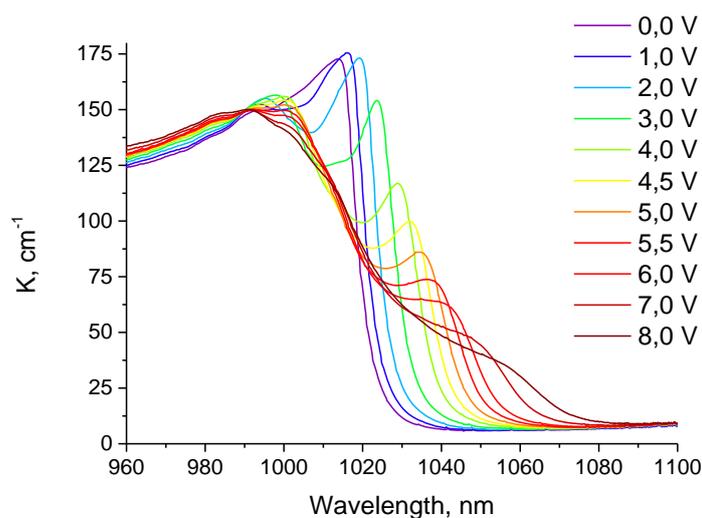


Рис.2.8. Спектры поглощения при различных обратных смещениях лазера на

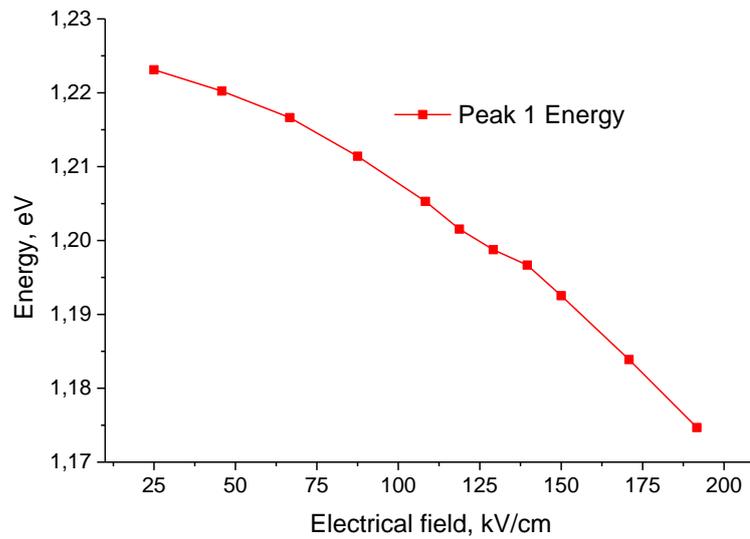


Рис.2.9. Движение первых двух пиков поглощения во внешнем поле в структуре с КЯ

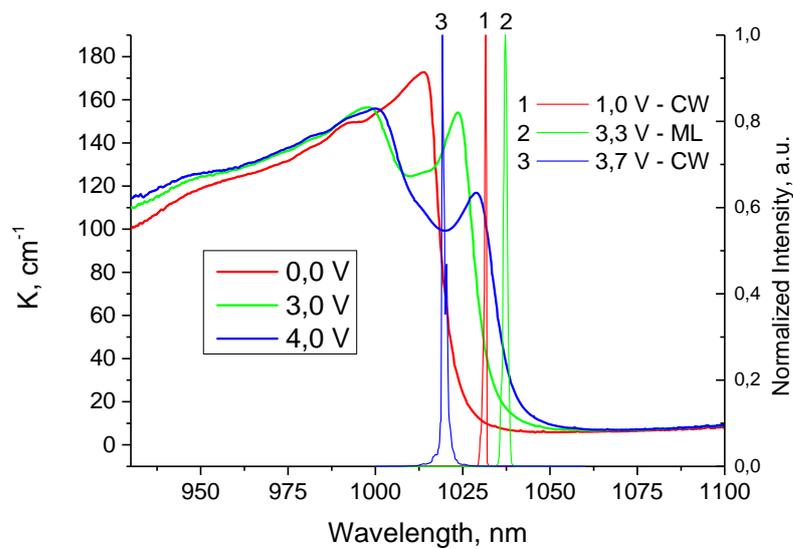


Рис.2.10. Положение спектров генерации лазера с КЯ при токе накачки 71,5 мА относительно спектров поглощения. CW - непрерывный режим генерации, ML - режим пассивной синхронизации мод.

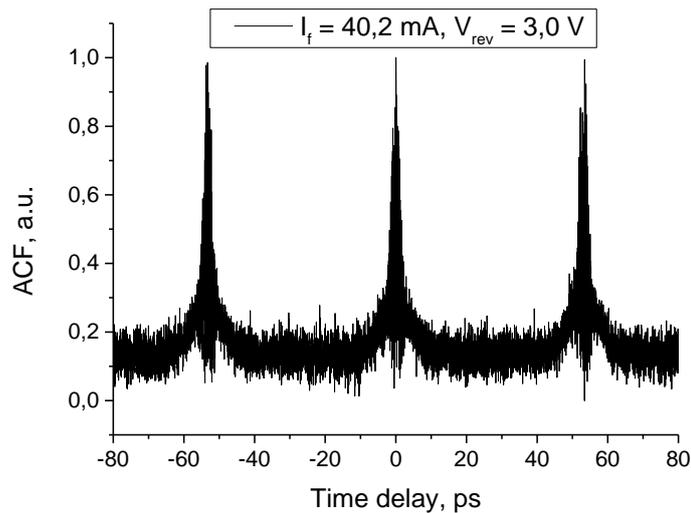


Рис.2.11. Автокорреляционная функция лазера в режиме синхронизации мод вблизи порога генерации лазера.

2.3 Синхронизация мод и эффект Штарка в лазерах на КТ

2.3.1 Введение

Лазеры, содержащие в активной области массивы квантовых точек, представляют особый интерес, поскольку такой тип структур обладает ярко выраженными преимуществами перед структурами на основе квантовых ям. В частности, лазеры на основе КТ имеют рекордно низкие значения плотности порогового тока и высокую температурную стабильность [57]. В тоже время, теоретическая максимальная частота прямой токовой модуляции f_{max} лазера на КТ ограничена так называемым K -фактором

$$f_{max} = \sqrt{2}(2\pi/K)$$

который определяется временем жизни фотонов и нелинейным насыщением усиления. В реальных структурах на КТ время захвата на основной уровень точки достаточно велико [58–71] и большой коэффициент нелинейного

насыщения усиления [13,65,72–78] приводит к тому, что полоса модуляции лазера не превышает 10 ГГц.

Следствием указанных ограничений для прямой токовой модуляции является то, что шумы, связанные с автопульсациями, подавлены в лазерах на КТ, что в свою очередь благоприятно для развития стабильного режима синхронизации мод [33]. Дополнительные преимущества структур с квантовыми точками для режима ПСМ связаны с широким спектром усиления из-за разброса размеров самоорганизующихся точек, быстрым насыщением дифференциального усиления и малым коэффициентом оптического ограничения. Также, если рассматривать InAs квантовые точки в InGaAs квантовой яме, то особенности их роста таковы, что наилучшие параметры лазеров достигаются на длине волны около 1.3 мкм, которая соответствует одному из окон прозрачности стандартного оптического волокна. Все это привело ко множеству работ, посвященных ПСМ в лазерах на КТ [79–88], часть из которых была выполнена во ФТИ [89–92].

Структуры с квантовыми точками также представляют собой интерес в качестве модуляторов на эффекте Штарка [93], поскольку отклик поглощения на поле более быстрый процесс, чем электрон-фотонное взаимодействие в лазере на КТ. Поэтому изучение эффекта Штарка в структурах с квантовыми точками представляет большой интерес [50,94]. В настоящей части работы проводится сравнение влияния эффекта Штарка и профиля спектра поглощения для структур с не связанными слоями КТ и структур с КЯ.

2.3.2 Экспериментальные образцы

Лазерная структура DO-324 была выращена методом молекулярно-пучковой эпитаксии в NL Nanosemiconductors, Дортмунд, Германия (ныне Innolume GmbH). Активная область лазеров состояла из 5 слоев квантовых точек InAs в матрице GaAs, с барьерами между слоями 33 нм помещенных в

GaAs волновод толщиной 340 нм. Двухсекционные полосковые лазеры были изготовлены в ФТИ им. Иоффе с использованием стандартной литографической технологии. Сопротивление изоляции между секциями было более 10 кОм. Длина резонатора варьировалась от 0.4 до 2.1 мм, доля секции поглотителя составляла 5-15% общей длины, ширина полоска - 8 мкм. Образцы припаивались на медный теплоотвод; при измерениях температура теплоотвода равнялась 20°C.

2.3.3 Экспериментальные результаты

На рис.2.12 представлено сравнение спектров поглощения, измеренных при нулевом обратном смещении на поглощающей секции структуры с квантовой ямой и структуры с квантовыми точками; спектры при этом совмещены таким образом, что масштаб по оси длин волн один и тот же. Из него четко видно, что в структурах с квантовыми точками пик поглощения, связанный с основным переходом сильно размыт из-за разброса размеров точек. Положение линии генерации в структурах с квантовыми точками при этом находится в спектральной области, где поглощение достаточно велико. Это объясняется как широким пиком поглощения в таких структурах, так и слабым эффектом сужения зон. В структурах с КЯ, напротив, как было показано выше, длина волны генерации сдвинута в длинноволновую область спектра на край фундаментальной зоны поглощения, где коэффициент поглощения мал. Таким образом, в структурах с квантовыми точками для реализации режима синхронизации мод достаточно удовлетворить условие на время жизни носителей, поскольку спектры генерации и поглощения фактически совмещены.

Активная секция лазера накачивалась постоянным током, секция поглотителя смещалась внешним источником через сопротивление, величина которого выбиралась в зависимости от режимов работы. Генерация осуществлялась на основной пространственной моде. Лазеры с длиной резонатора порядка 2 мм, оптимальной с точки зрения порогового тока,

работали на длине волны около 1.1 мкм. Сокращение длины резонатора до порядка 1 мм приводило к существенному сдвигу максимума в коротковолновую сторону (40 нм). Максимум спектра излучения лежал в интервале 1064-1069 нм, при этом в режиме СМ спектр был сдвинут в коротковолновую область.

На рис.2.13 представлена автокорреляционная функция второго порядка для лазера, излучающего в режиме пассивной СМ. Длительность импульсов составляет 3,4 пс, а частота следования импульсов соответствует времени полного обхода резонатора. Произведение ширины спектра на длительность импульсов в предположении гауссовой формы импульсов равнялось 1,2 при средней мощности 4 мВт с одного зеркала и увеличивалось с ростом мощности.

Стоит также отметить, что в данных лазерах был реализован низкочастотный режим пассивной модуляции добротности при токах и обратных смещениях меньших, чем те, при которых лазер работает в режиме синхронизации мод. Частота следования импульсов увеличивалась с ростом тока накачки от 200 до 820 МГц, длительность импульсов при этом уменьшалась от 350 до 150 пс. Полученные малые частоты повторения хорошо согласуются с результатами других работ [79,95]. Низкая предельная частота модуляции добротности объясняется влиянием нелинейности усиления с увеличением оптической мощности P , которое можно записать как

$$g \sim \frac{1}{(1 + \varepsilon P)^m},$$

где значение m в зависимости от модели принимается равным либо единице, либо 1/2, в рассматриваемом случае двухуровневой модели $m = 1$, а ε - феноменологический коэффициент подавления усиления. На основе полученных экспериментальных данных и численного решения скоростных

уравнений с учетом указанного ранее выражения для усиления была проведена оценка параметра коэффициента подавления усиления ε по формуле из [36]:

$$\varepsilon = g_0 v_g \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi} f_{\max}} - \tau_{ph} \right),$$

где f_{\max} - максимальная частота следования импульсов, $v_g = c/n_g = 0,83 \cdot 10^{10}$ см/с, $\tau_{ph} = 13$ пс, $g_0 = 3 \cdot 10^{-16}$ см². Полученное значение $\varepsilon = 7,5 \cdot 10^{-16}$ см³ хорошо согласуется с результатами других работ [13,65,74]. Важно отметить, что значение ε для лазеров на квантовых точках на порядок больше, чем для лазеров на квантовых ямах и на два - для ДГС-лазеров.

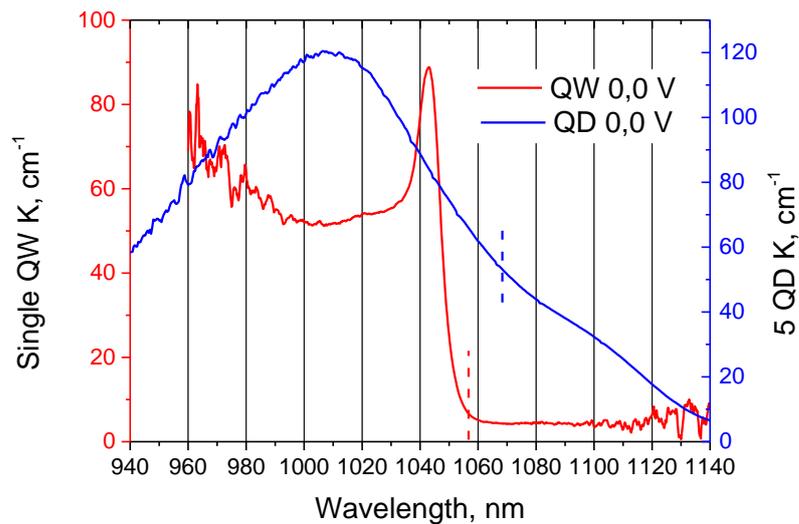


Рис.2.12. Сравнение спектров поглощения структур с квантовой ямой и структуры с квантовыми точками. Пунктирными линиями показано положение линии генерации соответствующих двухсекционных лазеров при нулевом обратном смещении на поглощающей секции.

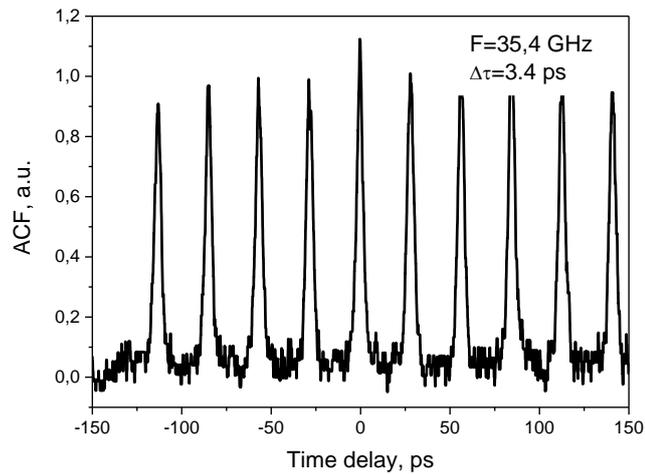


Рис.2.13. Автокорреляционная функция излучения лазера в режиме синхронизации мод при $I_f = 131$ мА и $V_{rev} = -1$ В. Длительность импульсов составляет 3,4 пс

2.4 Заключение.

Таким образом, в двухсекционных лазерах с различными типами активной среды продемонстрирован режим пассивной синхронизации мод. В лазерах, активная среда которых содержит одну глубокую квантовую яму, линия генерации лазера сдвинута в длинноволновую спектральную область из-за эффекта сужения зон, при этом поглощение на фундаментальном краю в таких структурах характеризуется узким экситонным пиком, что приводит к малому значению коэффициента поглощения на длине волны лазерной генерации, прозрачности поглотителя, и, соответственно, отсутствию режима пассивной синхронизации. Увеличение обратного смещения на поглощающей секции приводит к Штарковскому сдвигу поглощения, при этом, поскольку этот сдвиг квадратичен по полю, необходимо прикладывать значительные по величине поля порядка 80-100 кВ/см, при которых скорость выноса носителей из поглощающей секции уже насыщена. Как показано для структур с одиночной квантовой ямой в стандартном волноводе, экситонный

край поглощения разрушается при полях более 120 кВ/см, когда интеграл перекрытия для волновых функций становится мал.

В лазерах на квантовых точках характер поглощения на краю зоны определяется уширением спектра поглощения, вызванного разбросом размеров квантовых точек. Это приводит к тому, что линия генерации находится в спектральной области, где поглощение достаточно для работы поглотителя в качестве нелинейного элемента для синхронизации мод уже при нулевых обратных смещениях. Соответственно, для реализации режима синхронизации мод необходимо только удовлетворить условие на время жизни носителей в поглотителе, что приводит к меньшим значениям полей, прикладываемых к поглощающей секции. Другой подход к уменьшению обратного смещения на поглощающей секции будет рассмотрен в следующей главе.

Глава 3. Пассивная синхронизация мод в лазерах с двумя связанными квантовыми ямами

3.1 Введение

Одним из замечательных проявлений квантовой механики можно считать возможность прохождения частиц через энергетический барьер, т.е. туннелирования. Этот эффект нашел широчайшее применение в полупроводниковых приборах на основе близко расположенных квантовых ям и точек, в которых при приложении внешнего поля возможно управлять положением энергетических уровней ям друг относительно друга, и таким образом изменять вероятность туннелирования носителей. Особый интерес представляет использование туннельной связи в лазерах. Классическим примером, теоретически рассмотренным еще в 1971 Казариновым и Сурисом [96] и реализованным в 1994 группой Капассо [97], является квантовокаскадный лазер. В этом случае для генерации излучения используется внутризонный излучательный переход. В то же время в настоящей работе туннельная связь между основными электронными уровнями квантовых ям используется в традиционных лазерных диодах, работающих на межзонном излучательном переходе.

Полупроводниковые структуры, содержащие массивы связанных квантовых ям также могут быть использованы для генерации ТГц излучения. Теоретическое рассмотрение [98] таких структур показывает возможность осциллирующего поведения электронов в системе двух связанных КЯ различной ширины во внешнем электрическом поле. Экспериментально было продемонстрировано, что расщепление электронного уровня в структурах с массивами из двух связанных, асимметричных КЯ могут быть использованы для непосредственной генерации терагерцового излучения при температурах около 10 К [99], а позднее – и при комнатных температурах [100]. Тем не

менее, существенным недостатком этого подхода к терагерцовой генерации является необходимость использования фемтосекундных лазеров [101] и малость выходной мощности излучения и количества импульсов в цуге.

Одним из методов генерации высокочастотного излучения, в том числе на частотах субтерагерцового диапазона, является использование оптоэлектронного преобразования излучения полупроводникового лазера с пассивной синхронизацией мод [35]. Информационный сигнал в такой схеме может быть реализован за счет модуляции оптического сигнала. Одним из подходов к решению такой задачи является использование интегральных конструкций, например лазера с синхронизацией мод, спектрально-селективного элемента и модулятора на эффекте Штарка [102].

В работах [49,103–106] были исследованы массивы КТ, расположенные в волноводном слое лазерных структур. Было показано, что туннельная связь квантовых точек приводит к появлению не прямых оптических переходов между соседними КТ. Оптическая интенсивность непрямого перехода определяется вероятностью туннелирования носителей между соседними точками и увеличивается при сближении электронных уровней (предполагается, что из-за большей эффективной массы дырочные уровни не связаны). Также было показано, что в системе, состоящей из связанных КТ, энергии диагональных переходов с основных уровней соседних точек сближаются во внешнем электрическом поле. При совпадении этих энергий переходов наблюдалось увеличение поглощения в соответствующей области спектра [49]. В приборах на основе КТ соответствующий резонансный пик в спектре поглощения сильно размыт вследствие дисперсии размеров КТ, которая происходит из-за недостаточного развития технологии роста КТ [49,107]. Структуры на основе КЯ являются технологически более совершенными и обладают малой неоднородностью толщины эпитаксиальных слоев. Поэтому следует ожидать, что резонансный пик в спектре поглощения при совпадении

уровней КЯ будет значительно уже, чем для структур с КТ. Действительно, характерная ширина экситонного пика поглощения при комнатной температуре для КЯ составляет порядка 5 нм (см. например, рис. 1 в работе [108], рис.2.2), в то время как для КТ ширина пика основного состояния - более 15 нм (см. например, рис. 4 b в работе [49] или рис.2.12).

В рамках оптических элементов структуры с туннельно-связанными ямами рассматриваются как эффективный модулятор света [109–113]. С точки зрения создания эффективных модуляторов, структуры, содержащие две AlGaAs/GaAs связанные квантовые ямы, были впервые экспериментально исследованы в работе [109]. В такой структуре удалось создать модулятор с соотношением 14:1. Чуть позже было также показано при гелиевых температурах, что на краю зоны поглощения в структурах со связанными ямами оптические переходы обладают высокой чувствительностью ко внешнему полю [114]. В работе [115] было продемонстрировано, что при малых приложенных полях скорость движения оптического диагонального перехода в симметричной системе двух связанных AlGaAs/GaAs квантовых ям шириной 3.5 нм в 2.5 раза больше, чем единичной прямоугольной КЯ шириной 10 нм. Дальнейшие работы были направлены на развитие теоретического описания систем связанных квантовых ям [110,111], экспериментальное определение времени туннелирования в асимметричных AlGaAs/GaAs КЯ [116], исследование поглощения в структурах с GaAs/AlGaAs/InGaAs КЯ и создание модуляторов на их основе [117–119]. В работе [113] были теоретически подсчитаны спектры поглощения для двух асимметричных связанных КЯ в системе материалов InP/InGaAs, а результаты расчета сопоставлены с экспериментальными данными. Авторами была показана возможность уменьшения поглощения на определенной длине волны с увеличением обратного смещения на структуре.

Также структуры со связанными КЯ были использованы для реализации перестраиваемых лазерных диодов за счет эффекта Штарка [120–122]. Была достигнута перестройка по длине волны 5 нм при комнатной температуре в InGaAs/AlGaAs лазерных диодах.

В то же время автору не удалось обнаружить результаты исследований, в которых две туннельно-связанные квантовые ямы были бы использованы в качестве активной среды лазеров, излучающих пикосекундные импульсы света. В настоящей работе для генерации импульсов в режиме пассивной синхронизации мод и пассивной модуляции добротности используется двухсекционная конструкция лазера. Как отмечалось в предыдущей главе, для компенсации сдвига длины волны генерации, происходящего вследствие эффекта сужения запрещенной зоны в усиливающей секции, необходимо сдвигать край поглощения в длинноволновую область. Требуемое положение края поглощения достигалось за счет эффекта Штарка, который реализовывался путем подачи обратного смещения на секцию поглотителя. При этом, как отмечалось ранее, эффект Штарка в одиночной прямоугольной яме квадратичен по приложенному полю и при малых обратных смещениях сдвиг края зоны поглощения мал. В то же время увеличить чувствительность к внешнему полю можно за счет использования туннельно-связанных КЯ. При этом использование конструкции активной области, содержащей симметричные, т.е. одинаковые по составу и размеру квантовые ямы, не является оптимальным выбором в силу следующих соображений. Для реализации режима ПСМ необходимо выполнение условия

$$\tau_{abs} < \tau_R, \quad (3.1)$$

что достигается увеличением скорости выноса носителей из поглощающей секции при приложении обратного смещения. Однако при этом положение электронных уровней выходит из резонанса, и при обратных смещениях,

достаточных для удовлетворения условия (3.1), интеграл перекрытия уменьшается, так что вклад в поглощение на краю зоны становится мал. Поэтому в настоящей работе были использованы две туннельно-связанные квантовые ямы, обладающие одинаковым составом, но различной толщиной, так что интеграл перекрытия между основными электронными уровнями ям становился максимальным при приложении некоторого внешнего поля. Таким образом, диагональный переход вносил существенный вклад в поглощение на краю запрещенной зоны при малых обратных смещениях, достаточных для выполнения условия (3.1).

В настоящей главе было проведено исследование режима пассивных синхронизации мод и модуляции добротности в лазерах с активной областью, состоящей из двух КЯ одинакового состава и различной ширины. Для сравнения были изготовлены два типа лазерных структур, отличавшихся толщиной барьера между КЯ и, соответственно, величиной туннельной связи между ямами.

3.2 Экспериментальные образцы

Лазерные структуры были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках n^+ -GaAs с ориентацией (001). Активная область состояла из двух квантовых ям $\text{In}_{0.25}\text{GaAs}$ толщиной 5.5 и 8.5 нм, разделенных барьером GaAs, при этом широкая яма располагается ближе к p -эмиттеру. Были изготовлены две лазерные структуры с различной толщиной GaAs барьера между КЯ. Для структуры с туннельно-связанными КЯ ширина барьера составила $w = 2$ нм, а для структур с не связанными КЯ – $w = 4$ нм. Квантовые ямы были заключены в симметричный волноводный слой GaAs шириной 0.4 мкм (рис.3.1), ограниченный снизу n -легированным слоем $\text{Al}_{0.22}\text{GaAs:Si}$ толщиной 1.2 мкм и p -легированным слоем $\text{Al}_{0.22}\text{GaAs:Zn}$ толщиной 1.0 мкм сверху. Слои выращивались с точностью лучше одного монослоя на промышленной установке, описанной в [123] и контролировались методами ТЕМ-микроскопии. Фотографии структур с

узким и широким барьерным слоем, полученные с помощью просвечивающей электронной микроскопии, представлены на рис.3.2 и рис.3.3, соответственно. По данным проведенного ТЕМ-исследования, толщины барьерного слоя составляют 2.6 и 4 нм, что соответствует величинам, заданным при росте структур. Изображения подтверждают, что границы интерфейсов однородны, а толщины эпитаксиальных слоев постоянны.

Из лазерных структур методами стандартной фотолитографии были изготовлены двухсекционные лазеры с мезой 5 мкм, что обеспечивало одномодовую генерацию. Длина лазера составляла 2 мм, длина секции поглотителя лазера – 10% длины резонатора лазера, секции были изолированы электрическим разрывом в контакте. Зеркала лазера были получены при сколе образцов. Лазеры монтировались на медный теплоотвод.

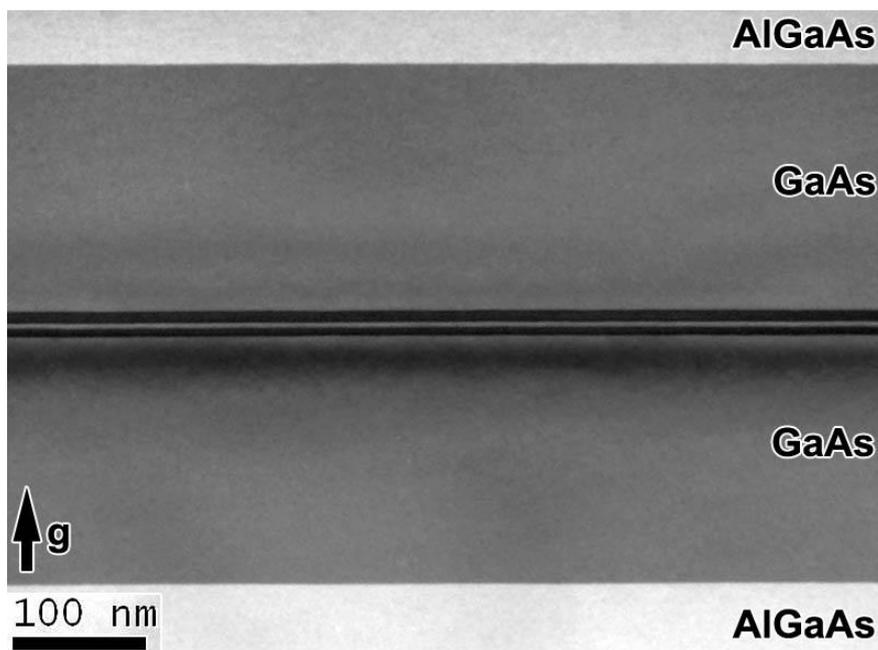


Рис.3.1. ТЕМ-Изображение волноводного слоя структуры с широким барьером, измеренная толщина волновода - 400 нм

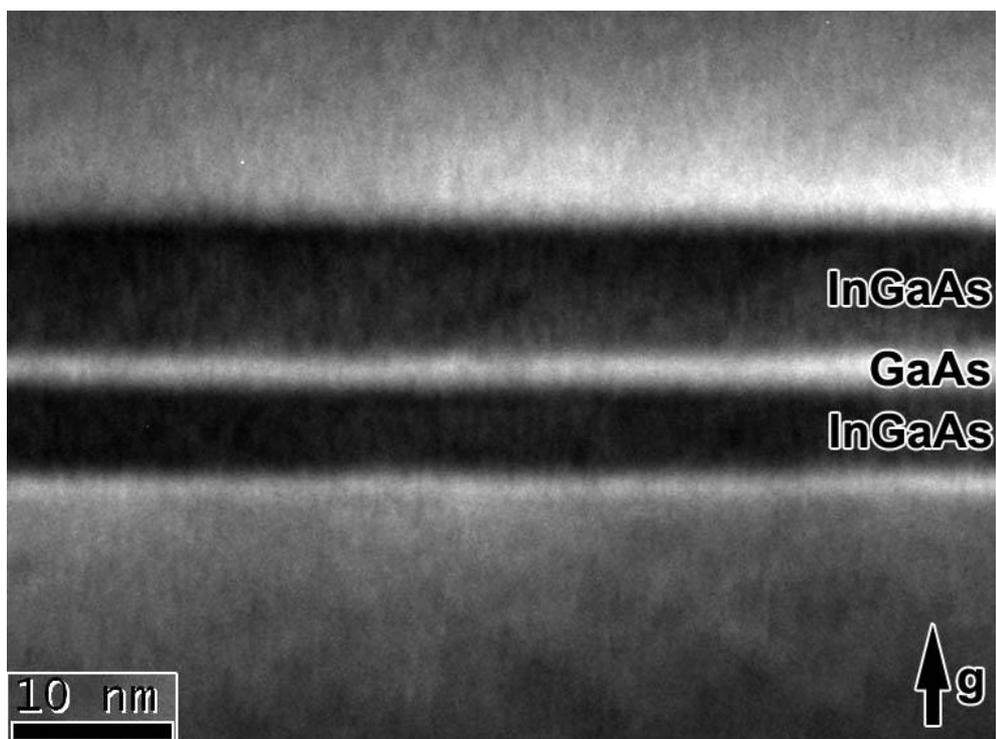


Рис.3.2. ТЕМ-Изображение активной области лазера с двумя туннельно-связанными квантовыми ямами, толщины ям 5.5 и 8.5 нм для узкой и широкой КЯ соответственно

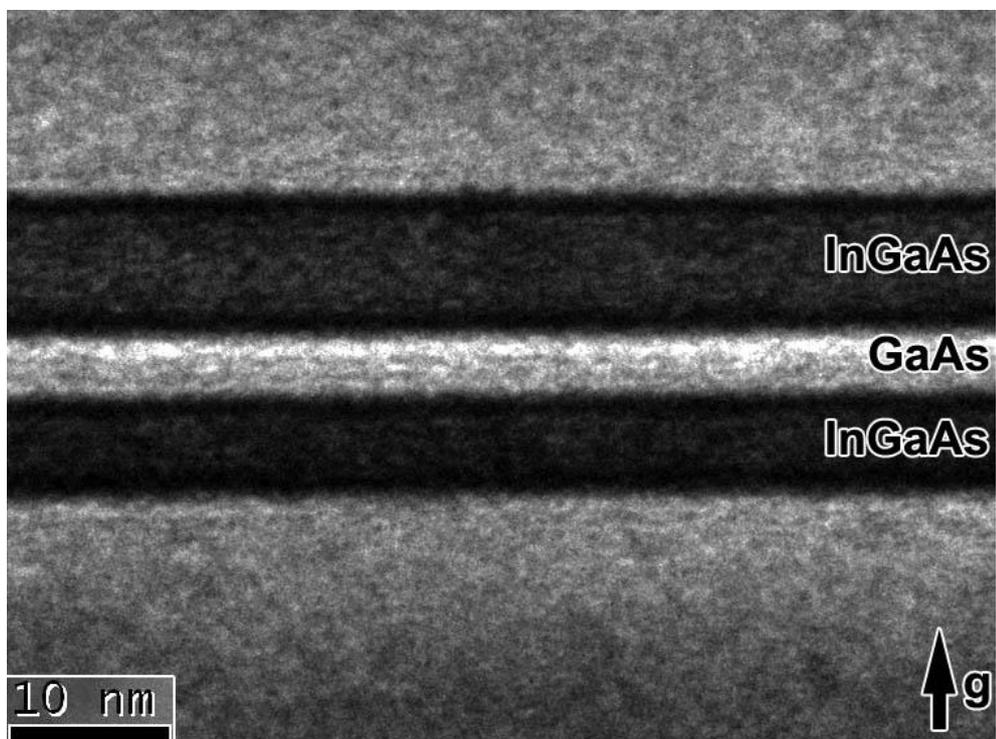


Рис.3.3. ТЕМ-Изображение активной области лазера с двумя квантовыми ямами и широким барьером между ними

3.3 Спектральные особенности фундаментального края зоны поглощения в структурах с двумя связанными квантовыми ямами

Туннельная связь между электронными уровнями КЯ качественно изменяет поглощение на краю зоны. На рис.3.4 схематически отображена энергетическая диаграмма структуры с узким барьером при приложении внешнего поля. В силу наличия напряжений в InGaAs/GaAs квантовых ямах, уровни тяжелых дырок располагаются ближе к потолку валентной зоны, чем легких дырок. Основные уровни тяжелых дырок в узкой и широких ямах обозначены как $hh1$ и $hh2$ соответственно, основные уровни электронов в узкой и широкой ямах обозначены как $e1$ и $e2$ соответственно, под λ_{direct} подразумевается прямой оптический переход между основными уровнями широкой ямы $hh2 \rightarrow e2$, $\lambda_{indirect}$ обозначает пространственно не прямой (диагональный) оптический переход между основным уровнем тяжелых дырок широкой ямы и основным уровнем электронов узкой ямы $hh2 \rightarrow e1$.

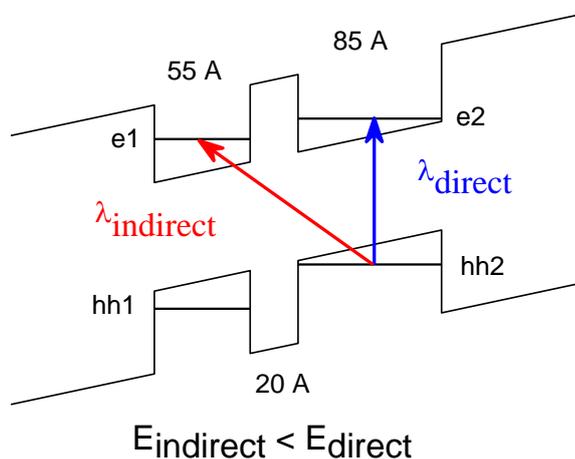


Рис.3.4. Схематичное изображение прямого и непрямого оптических переходов в асимметричных связанных КЯ

3.3.2 Некоторые параметры и расчеты квантовых ям

Были рассчитаны энергии переходов. Величины запрещенных зон составляют для GaAs - 1.42 эВ, напряженный слой $\text{In}_{0.25}\text{GaAs}$ - 1.1517 эВ. Величина разрыва зон является широко обсуждаемым вопросом в мировой литературе, в настоящей работе был выбран разрыв для зоны проводимости $\Delta E_c(x) = 0.814x - 0.21x^2 = 0.190$ эВ, определенный в [46]. Таким образом, относительный разрыв зоны проводимости оказывается равным 0.71, что согласуется с литературными данными [47]. Соответственно, в отсутствии приложенного поля, величины оптических переходов составляют следующие значения:

$$hh1 \rightarrow e1 \approx 1.240 \text{ эВ}, \quad hh2 \rightarrow e2 \approx 1.204 \text{ эВ} .$$

При этом разница по энергиям переходов между первым электронным уровнем и первыми двумя уровнями тяжелых дырок в широкой яме составляет 20,5 мэВ, а разница между величинами основных переходов $hh2 \rightarrow e2$ и $hh1 \rightarrow e1$ – 36 мэВ.

3.3.3 Экспериментальные результаты

Поглощение в двухсекционных образцах при различных обратных смещениях на поглощающей секции с одинаковыми длинами секций по 0,4 мм было исследовано методом интегрально-оптической абсорбционной спектроскопии при комнатной температуре. На рис.3.5 представлены спектры поглощения при различных обратных смещениях на секции поглотителя структуры с узким барьером. На спектрах поглощения видны два пика поглощения, поведение которых качественно отличается. Первый пик поглощения расположен в области больших энергий, его амплитуда слабо меняется при увеличении обратного смещения, а положение максимума пика поглощения сдвигается в длинноволновую область аналогично пику поглощения в структурах с одиночными квантовыми

ямами. Таким образом, этот пик связан с оптическим переходом $hh2 \rightarrow e2$. Второй пик, напротив, быстро двигается в длинноволновую область, а его амплитуда сильно зависит от приложенного поля: при $V_{rev} = 2$ В он становится практически не заметным. Возникновение этого пика может быть объяснено только туннельной связью между уровнями $e1$ и $e2$ КЯ, то есть этот пик соответствует диагональному оптическому переходу $hh2 \rightarrow e1$. Остальные оптические переходы, расположенные выше по энергии, оказались неразрешенными из-за близкой к уровню шума интенсивности прошедшего света на соответствующих длинах волн.

Подобной картины в структуре с широким барьером (рис.3.6) не наблюдается. Здесь оба пика поглощения сдвигаются в длинноволновую область под действием эффекта Штарка. Расстояние между пиками поглощения составляет 20,5 мэВ, что соответствует величине интервала между разрешенным оптическим переходом $hh2 \rightarrow e2$ и запрещенным переходом между вторым уровнем тяжелых дырок и основным уровнем электронов. Предполагается, что переход становится разрешенным из-за наличия встроенного поля в рассматриваемом $p-i-n$ диоде. Сами пики поглощения сдвинуты относительно рассчитанных значений на величину порядка 12 мэВ, что соответствует энергии связи экситона [52,108].

На рис.3.7 представлено сравнение зависимостей сдвигов пиков поглощения, связанных с оптическими переходами $hh2 \rightarrow e2$ (Direct transition peak) и $hh2 \rightarrow e1$ (Diagonal transition peak) от приложенного поля с поглощающей секции. Средняя скорость пика поглощения, определяемого непрямым оптическим переходом составляет 0,76 мэВ/(кВ/см), что в три раза больше скорости сдвига пика поглощения, определяемого прямым оптическим переходом широкой ямы.

Наличие пика поглощения, связанного с непрямым оптическим переходом и обладающим высокой чувствительностью к приложенному

полю, приводит к качественному изменению зависимости величины поглощения на длине волны лазерной генерации от приложенного смещения. В структуре с узким барьером поглощение имеет выраженный локальный максимум при $V_{rev} = 1$ В, в котором величина поглощения в 1.5 раза больше, чем в структуре с широким барьером при том же обратном смещении (рис.3.8). При дальнейшем увеличении напряжения на поглотителе поглощение в структуре со связанными КЯ сначала уменьшается до значений, характерных для структур с не связанными КЯ, а затем для обеих структур поглощение растет практически одинаково. Рост поглощения на длине волны генерации при обратных смещениях более 2 В объясняется штарковским сдвигом перехода $hh1 \rightarrow e1$ в длинноволновую область.

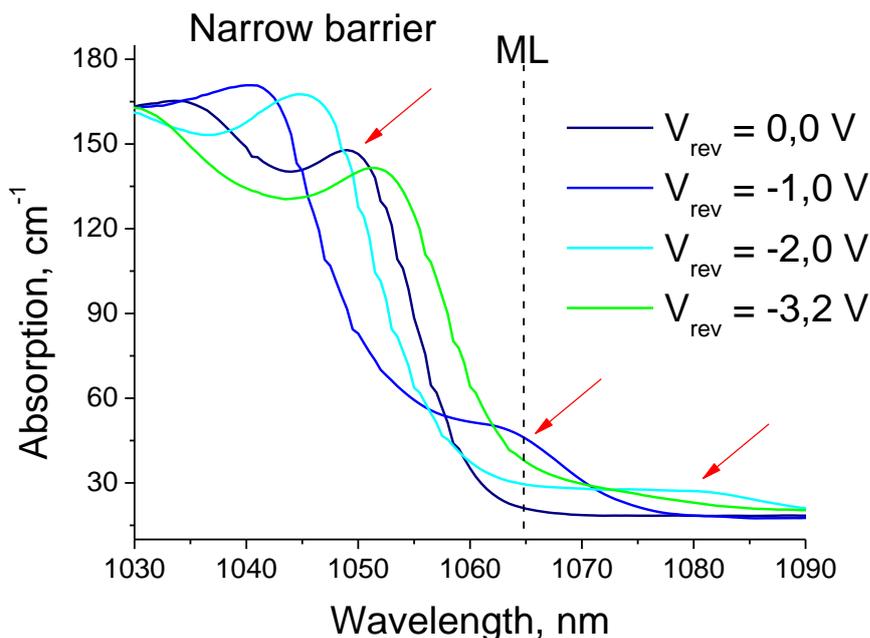


Рис.3.5. Спектры поглощения лазерной структуры с шириной барьера между ямами 2 нм при различных обратных смещениях. ML - положение линии генерации в режиме синхронизации мод, стрелками отмечено движение пика, связанного с непрямым переходом.

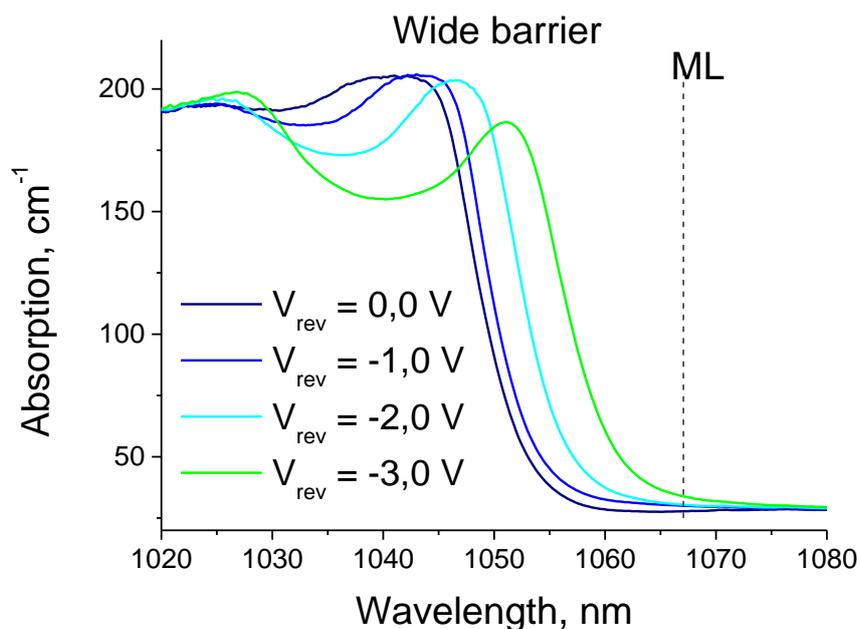


Рис.3.6. Спектры поглощения лазерной структуры с шириной барьера между ямами 4 нм при различных обратных смещениях. ML - положение линии генерации в режиме синхронизации мод

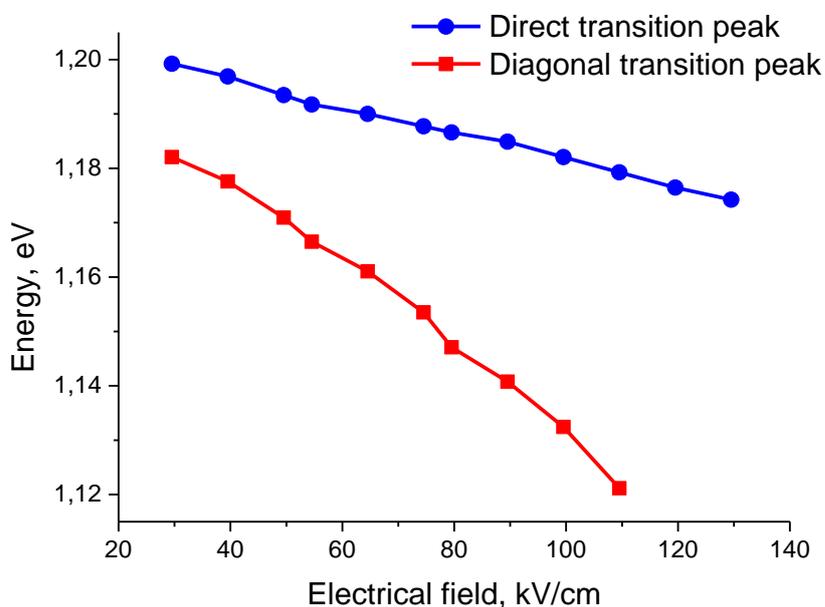


Рис.3.7. Сдвиг пиков поглощения, связанных с прямым и непрямым пространственным переходами в структуре с узким барьером, в зависимости от приложенного поля

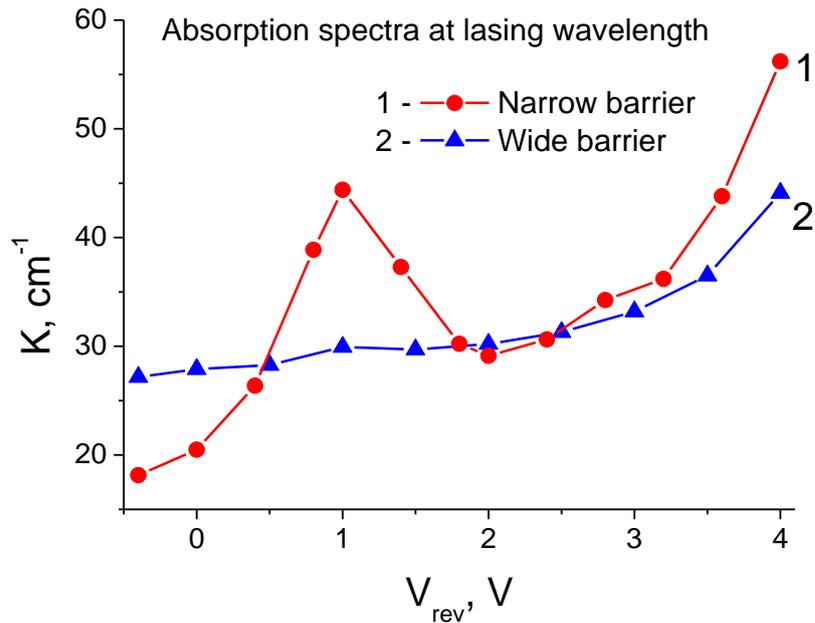


Рис.3.8. Зависимость поглощения на длине волны лазерной генерации от приложенного обратного смещения на поглотителе для структур с узким (линия 1) и широким (линия 2) барьером

3.4 Две области существования режима пассивной синхронизации мод

Исследования обоих типов лазеров проводились при непрерывной накачке током усиливающей секции и обратных смещениях до 4 В на секции поглотителя. При этом лазеры демонстрировали отличное друг от друга поведение в зависимости от величины приложенного обратного смещения к поглощающей секции. В лазерах с узким волноводом при обратных смещениях вблизи 1 В в широком диапазоне токов накачки (рис.3.9) наблюдается область существования режима пассивной синхронизации мод, отсутствующая в лазерах на основе структуры с широким барьером (рис.3.10). В диапазоне напряжений $1.1 < V_{rev} < 3$ В лазер с узким барьером работает в непрерывном режиме при токах накачки менее 290 мА, при этом в диапазоне до 2 В происходит частичная синхронизация мод резонатора

Фабри-Перо. При дальнейшем увеличении обратного смещения свыше 3 В лазер снова входит в режим ПСМ.

На рис.3.11 представлены АКФ лазера с узким барьером, измеренные при токе накачки 250 мА и при различных обратных смещениях на секции поглотителя, а соответствующие им спектры излучения - на рис.3.12. Длительность импульсов в предположении гауссовой формы импульсов составляет 5.2 и 4.7 пс для $V_{rev} = 1$ и 3.4 В соответственно, при этом с увеличением обратного смещения ширина спектра уменьшается. При этом положение спектров генерации при $V_{rev} = 1$ и 3.4 В отличаются менее, чем на 1 нм. Стоит отметить, что длительности импульсов в режиме синхронизации мод, как обусловленной диагональным переходом, так и обусловленной прямым переходом, достаточно близки друг к другу, однако импульсы синхронизации мод при больших обратных смещениях обладают заметно меньшей величиной произведения $\Delta\tau \cdot \Delta f$, чем при $V_{rev} \approx 1$ В, что свидетельствует о сравнительно большей близости импульсов к фурье-ограничению.

В отличие от лазеров с узким барьером, в лазерах с широким барьерным слоем синхронизация мод возникала только при обратных смещениях более 3.3 В, когда край зоны поглощения оказывался сдвинут к положению линии лазерной генерации вследствие эффекта Штарка. При этом режим ПСМ наблюдался в широком диапазоне токов накачки, начиная от близких к порогу генерации $1,1 \cdot I_{th}$ до $1,6 \cdot I_{th}$. На рис.3.13 представлены автокорреляционные функции излучения лазера, измеренные при обратном смещении 3,7 В на поглощающей секции. При близком к пороговому току накачки в 209 мА длительность импульсов составляет 5 пс, при 230 мА она сокращается до 4 пс, а затем плавно растет до 4,5 пс. Величина произведения $\Delta\tau \cdot \Delta f$, измеренная при $V_{rev} = 3.7$ В минимальна при токе, близком к пороговому, и растет вместе с увеличением тока накачки лазера (рис.3.14).

Совпадение областей режимов ПМД и ПСМ при $V_{rev} > 3$ В на картах режимов свидетельствует о близких параметрах выращенных лазерных структур и одинаковом качестве изготовления лазерных полосков. При токах накачки более 280-300 мА оба типа лазеров излучают в режиме пассивной модуляции добротности.

Используя данные зависимости на рис.3.8 вместе с картами режимов на рис.3.9 и рис.3.10, можно сделать вывод о том, что для развития режима синхронизации мод поглощение на длине волны лазерной генерации составляет порядка 35 см^{-1} , при этом уже при $V_{rev} \approx 1$ В скорость выноса носителей из поглотителя удовлетворяет условию $\tau_{abs} < \tau_R$. Это указывает на возможность создания быстродействующих модуляторов, работающих при малых обратных смещениях на основе структур со связанными квантовыми ямами.

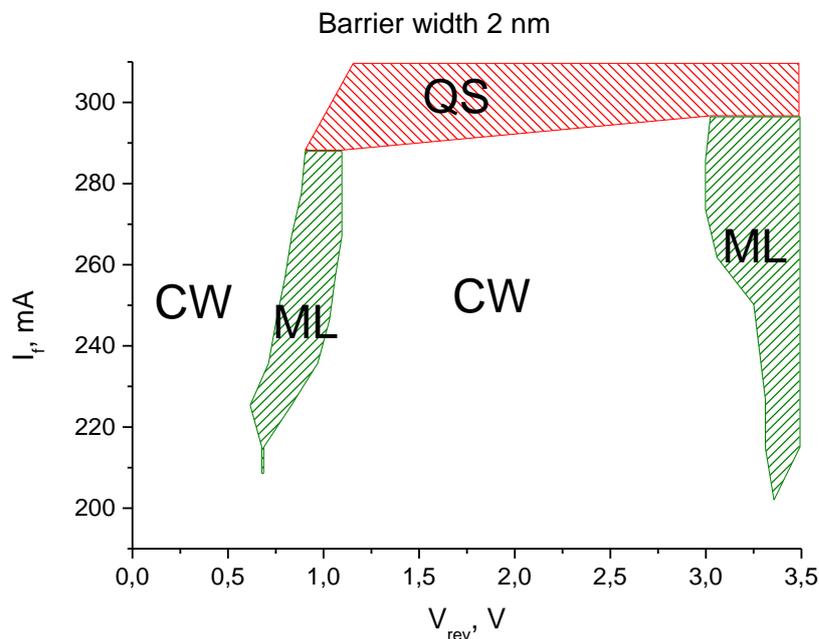


Рис.3.9. Карта режимов для лазера с узким барьерным слоем, CW - непрерывный режим генерации, ML - пассивная синхронизация мод, QS - пассивная модуляция добротности

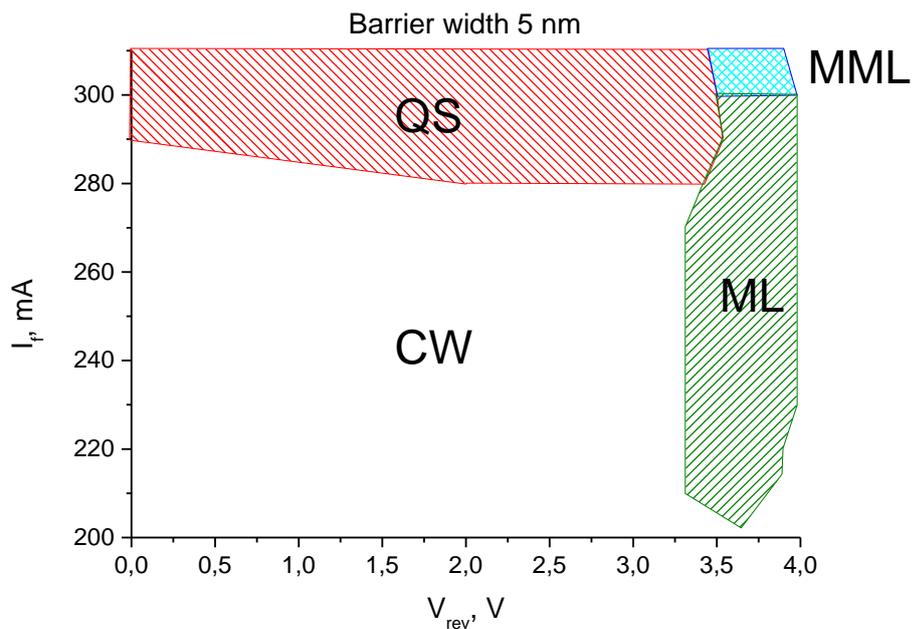


Рис.3.10. Карта режимов для лазера с широким барьерным слоем, CW - непрерывный режим генерации, ML - пассивная синхронизация мод, QS - пассивная модуляция добротности, MML - режим модулированной по амплитуде синхронизации мод.

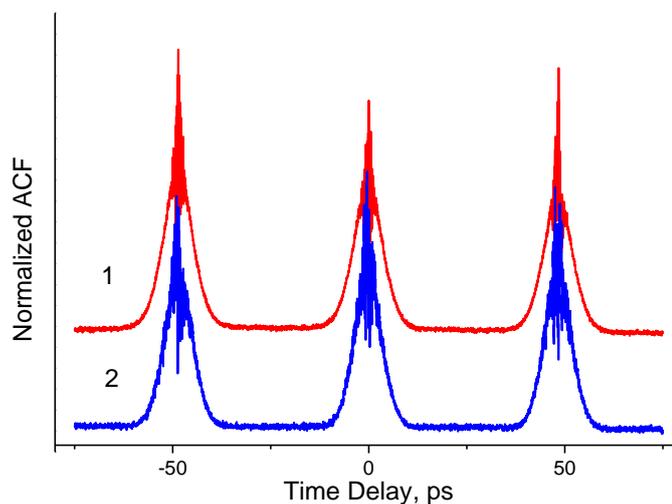


Рис.3.11. Автокорреляционные функции излучения лазера с узким барьером.

1 - $V_{rev} = 1$ В, 2 - $V_{rev} = 3.4$ В

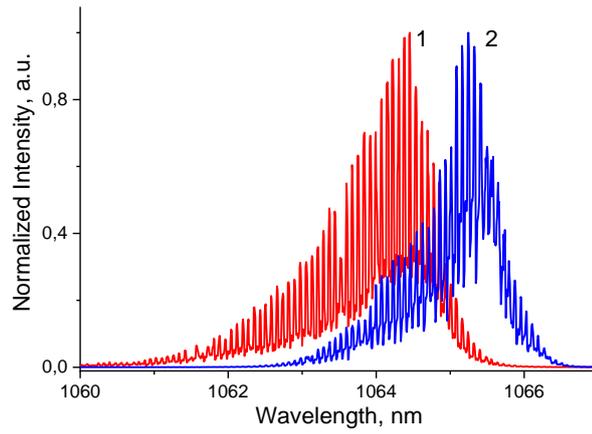


Рис.3.12. Спектры излучения лазера с узким барьером, соответствующие АКФ на рис.3.11. 1- $V_{rev} = 1$ В, 2 - $V_{rev} = 3.4$ В

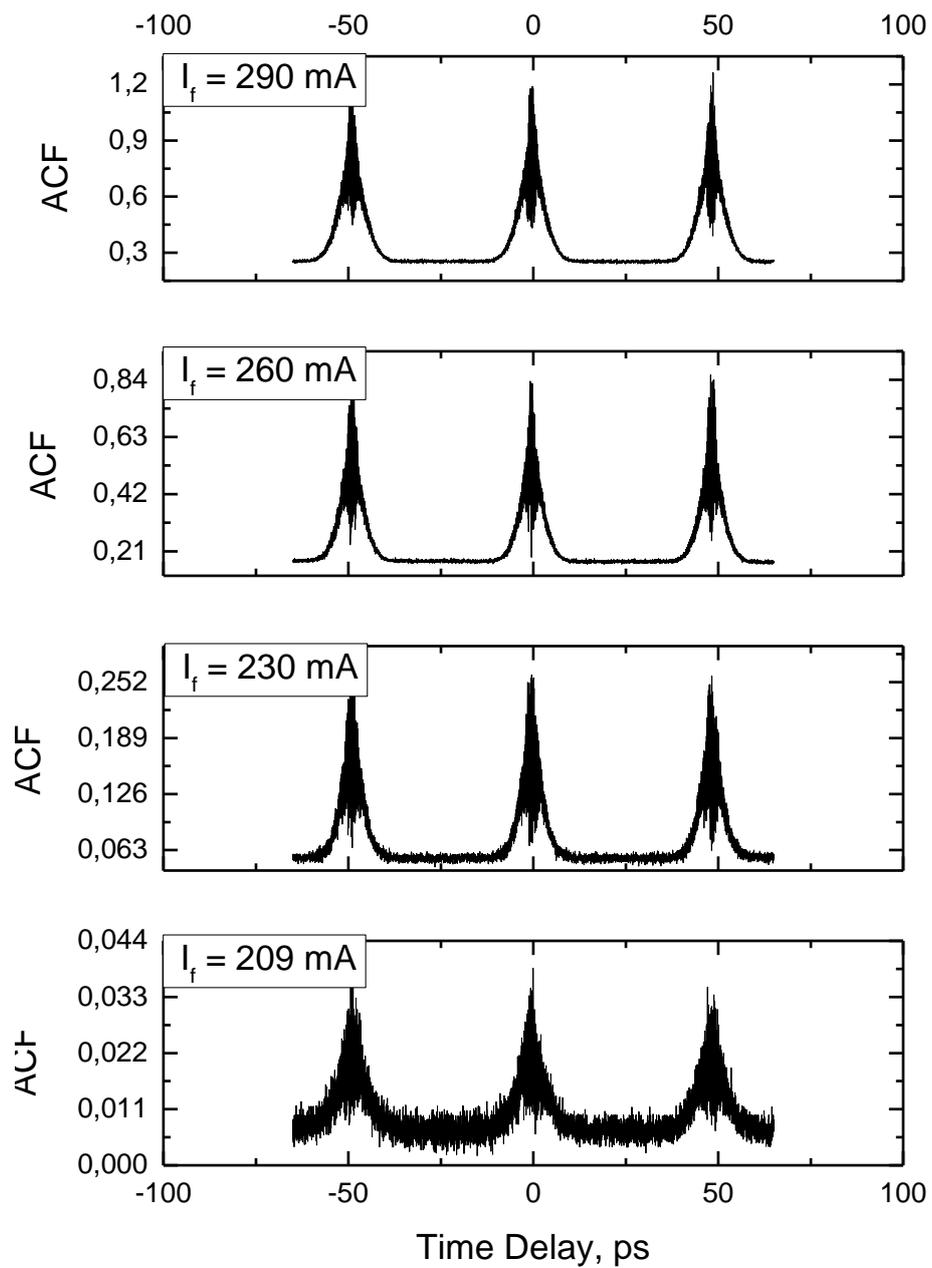


Рис.3.13. Автокорреляционные функции лазера с широким барьером в режиме ПСМ при различных токах накачки и напряжении 3,7 В на поглощающей секции.

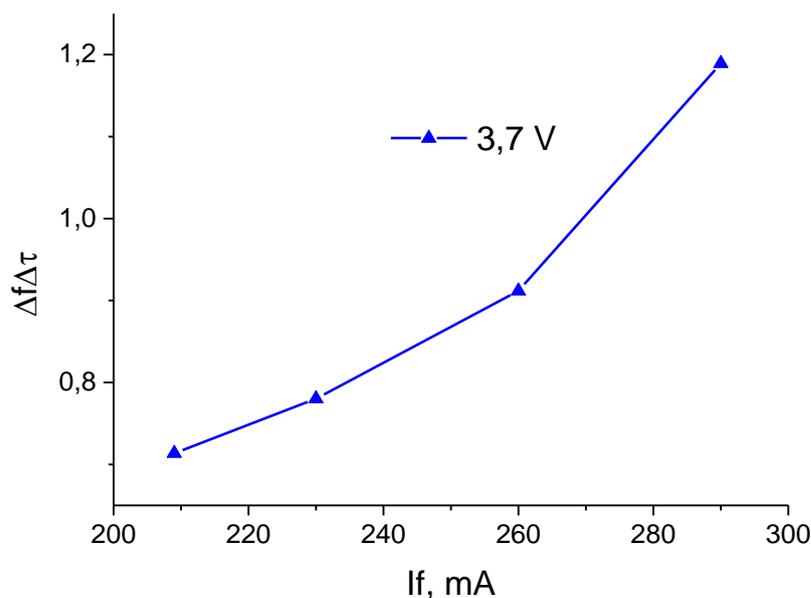


Рис.3.14. Произведение длительности импульсов на ширину спектра в лазерах с широким барьером в режиме ПСМ.

3.5 Режимы пассивной модуляции добротности и модулированной синхронизации мод

Как было отмечено ранее, с увеличением тока накачки режим пассивной синхронизации мод разрушался и оба типа лазеров переходили в режим пассивной модуляции добротности (см. карты режимов на рис.3.9 и рис.3.10. На рис.3.15, линия 1 и рис.3.16 а) представлены автокорреляционная функция импульса ПМД и фотография с осциллографа режима ПМД, соответственно. Частота следования импульсов составляет около 1 ГГц, длительность импульсов измеренная по АКФ - порядка 170 пс. АКФ, измеренная при токе накачки 309 мА и $V_{rev} = 3,5 \text{ В}$, представляет собой классический пример автокорреляционной функции второго порядка режима ПМД, с узкими пиками, разделенными временными промежутками, соответствующими времени полного обхода резонатора и контрастом 2:1. При увеличении обратного смещения на секции поглотителя происходит

плавный переход к режиму модулированной по амплитуде синхронизации мод (область MML на рис.3.10). При этом увеличивается глубина контраста, интенсивность между импульсами синхронизации мод приближается к уровню нуля (рис.3.15, линии 2,3), что соответствует увеличению количества синхронизованных мод. Также появляется сигнал между широкими импульсами, что свидетельствует о том, что генерация в режиме синхронизации мод не прерывается. Осциллограмма на рис.3.16 б) иллюстрирует этот процесс в более широком диапазоне по временной шкале. Поскольку быстродействия фотоприемника не достаточно для разрешения отдельных импульсов синхронизации мод, на осциллограмме видно заполнение импульсов.

Важно отметить тот факт, что линия генерации во всех рассмотренных режимах излучения лазера с широким барьером располагается вблизи края зоны поглощения (рис.3.17). Положение линии лазерной генерации определяется величиной потерь и усиления в заданной точке спектра. Так, с увеличением обратного смещения при постоянном токе накачки поглощение испытывает длинноволновый сдвиг вследствие эффекта Штарка, и величина потерь на фиксированной длине волны увеличивается. Это приводит к длинноволновому сдвигу линии генерации в область, где потери меньше. При увеличении тока накачки при постоянном обратном смещении линия генерации сдвигается в длинноволновую область за счет эффекта сужения зон. Сравнение спектров усиления, поглощения и генерации (рис.3.18) показывает, что линия генерации в двухсекционном лазере находится в области, где усиление не максимально. Автор предполагает, что при использованных в работе уровнях инжекции, величина усиления не достаточна для развития генерации в тех областях, где поглощение велико. Подтверждением этому могут служить результаты, опубликованные в работах [55,56], в которых были исследованы лазеры с тремя одинаковыми квантовыми ямами, и, следовательно, большим

усилением. Было показано, что при обратных смещениях выше 6 В линия генерации испытывает скачок в коротковолновую область, при этом в режиме модуляции добротности этот сдвиг сопровождался увеличением импульсной мощности.

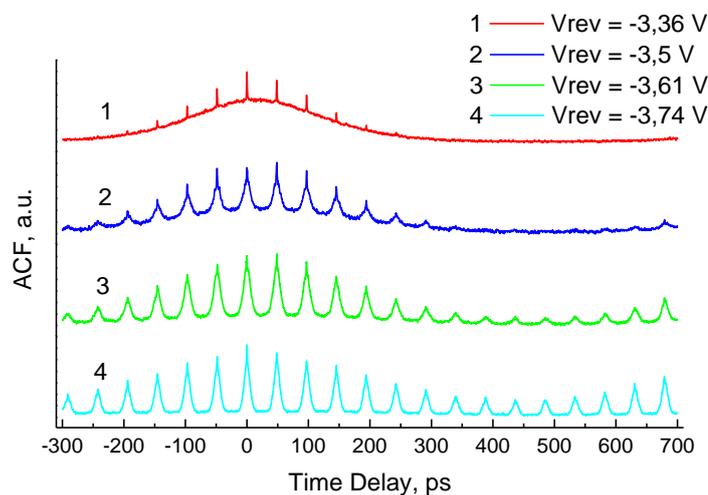


Рис.3.15. АКФ излучения лазера с широким барьером. Переход от режима ПМД к модулированному режиму синхронизации мод с увеличением обратного смещения на поглотителе при токе накачки 309 мА.

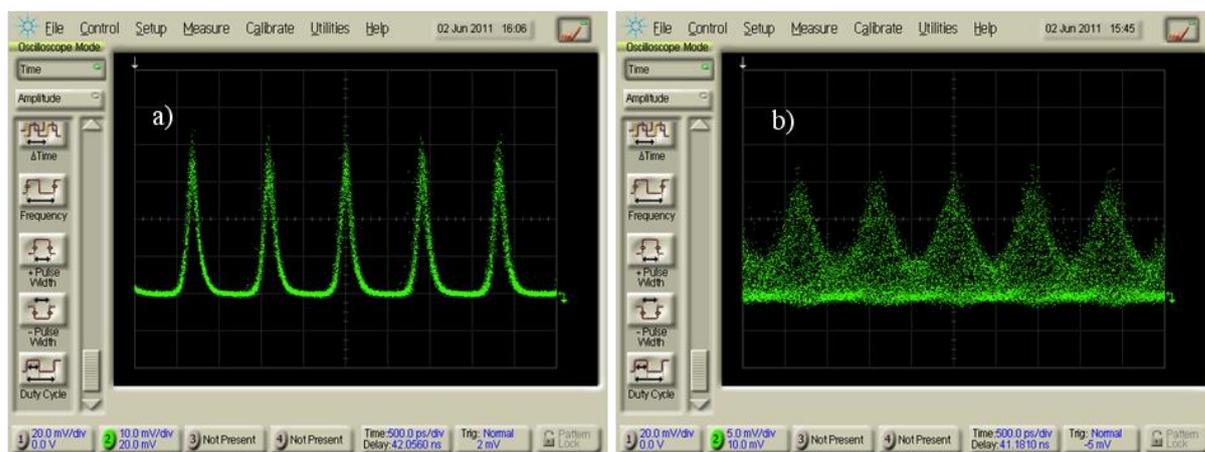


Рис.3.16. Осциллограммы излучения лазера с широким барьером при токе накачки 300 мА. а) режим ПМД при $V_{rev} = 3,5$ В; б) режим модулированной ПСМ при $V_{rev} = 4,0$ В.

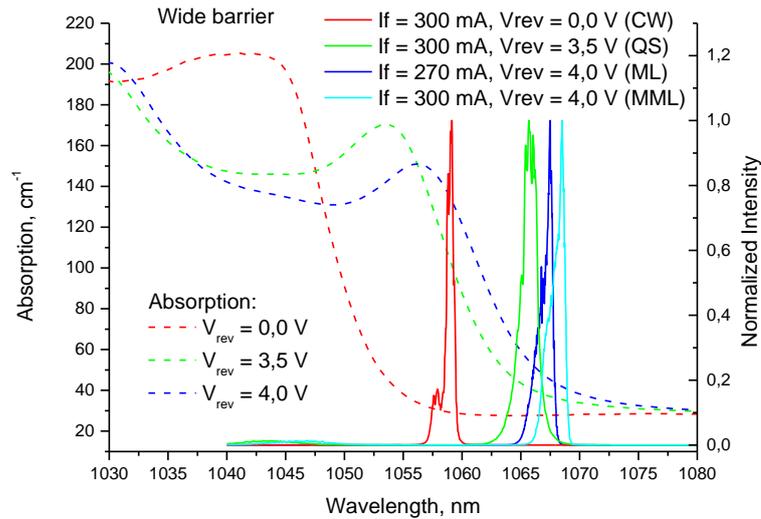


Рис.3.17. Спектры поглощения и генерации в лазерах с широким барьером. Пунктирные линии - спектры поглощения при различных обратных смещениях, сплошные линии - спектры генерации лазера в различных режимах генерации.

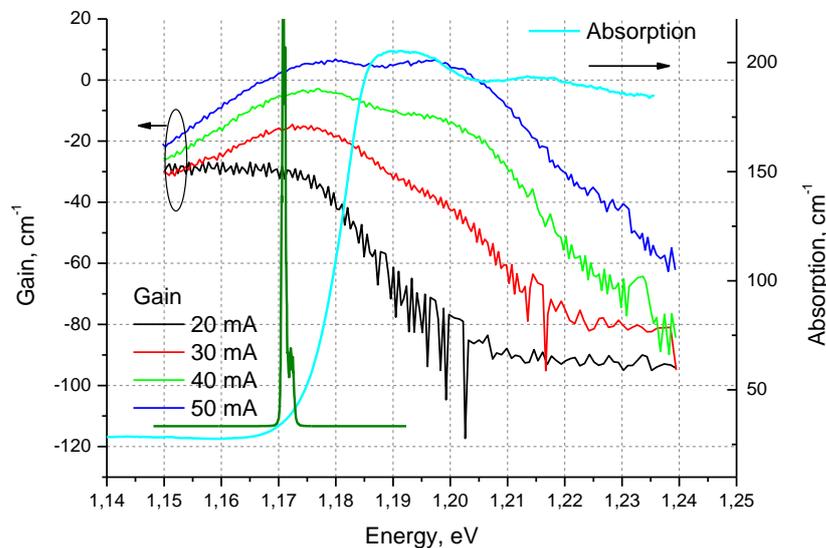


Рис.3.18. Спектры усиления структуры с широким барьером, измеренные при различных токах накачки. Также приведен спектр поглощения структуры при нулевом смещении поглотителя (Absorption) и спектр генерации двухсекционного лазера при $I_f = 300 \text{ mA}$.

3.6 Заключение.

Таким образом, в настоящей главе приведены результаты исследования режимов излучения лазеров, содержащих в активной области две связанные квантовые ямы. Показано, что малая ширина барьерного слоя в таких лазерных структурах 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. Показано, что скорость сдвига непрямого оптического перехода составляет 0.75 мэВ/(кВ/см), что в три раза быстрее, чем скорость сдвига пика поглощения, связанного с основным прямым переходом. Полученные результаты показывают перспективность структур с двумя связанными КЯ для создания модуляторов с сильной зависимостью поглощения от приложенного смещения, а также для создания двухсекционных лазеров с синхронизацией мод с малым напряжением на секции поглотителя.

Глава 4. Синхронизация мод в лазерах со сверхрешеткой квантовых точек

4.1 Введение

Структуры, содержащие слои квантовых точек, привлекают к себе особое внимание в различных задачах оптоэлектроники, так как они перспективны для создания лазеров [91], оптических модуляторов [103] и усилителей [124]. В случае с полупроводниковыми лазерами структуры на основе квантовых точек позволили реализовать наименьшие значения плотности порогового тока [125] и увеличить температурную стабильность [126].

В настоящее время основным методом создания слоев квантовых точек в системе материалов GaAs/InAs является рост по методу Странского-Крастанова, который обеспечивает рост самоорганизованных массивов КТ. В ходе роста, при осаждении тонких слоев индия на поверхность полупроводника, из-за высокой подвижности индия и разницы в постоянных кристаллической решетки, образуются кластеры из In(Ga)As. Эти кластеры типично пирамидальной формы, с линейными размерами в основании в диапазоне от нескольких единиц до нескольких десятков нанометров и высотой в несколько единиц нанометров, что обеспечивает размерное квантование по всем трем направлениям. Получившиеся кластеры затем зарастаются материалом матрицы, в которую заключены КТ, как правило, это барьерные слои GaAs. В типичных лазерных структурах, используемых в том числе и для реализации режима синхронизации мод [76,80,83,85,87,88,90], толщина барьеров GaAs составляет порядка 30 нм, что позволяет компенсировать напряжения, возникающие из-за квантовых точек. Такая толщина барьера предотвращает туннелирование носителей заряда между слоями КТ.

В настоящее время проводятся интенсивные исследования туннельно-связанных квантовых точек в системе InAs/GaAs [104,127–129], в том числе, исследования влияния эффекта туннельного связывания на электрические и оптические свойства структур, содержащих большое число слоев КТ. В структурах, содержащих n -число слоев КТ InAs ($n= 1, 2, 3, \dots$), разделенных тонкими барьерами GaAs шириной несколько нанометров, КТ из-за эффекта распределения напряжения стремятся вырасти одна выше другой, что может привести к формированию ряда складированных КТ, упорядоченных в вертикальном направлении. В результате кулоновского взаимодействия и туннельного связывания состояний электронов КТ таких систем, в зависимости от числа слоев КТ, может происходить образование как искусственных молекул КТ [130], так и сверхрешеток КТ [131,132].

Основным переходом в одиночных КТ In(Ga)As/GaAs является оптический переход из основного состояния тяжелых дырок hh в валентной зоне на основное состояние зоны проводимости, поэтому такой переход поглощает или излучает только поперечную электрическую ТЕ-моду, т.е. поляризованную в плоскости, перпендикулярной оси роста [133]. При этом поперечная магнитная мода отсутствует. Также было показано, что при увеличении числа слоев квантовых точек и при уменьшении толщины барьера между слоями происходит увеличение вклада ТМ-моды в оптические переходы, по сравнению с ТЕ-модой [104,132,134–136]. Таким образом, уменьшение толщины барьерного слоя между слоями КТ приводит к возникновению новых типов наногетероструктур. Кроме того, это интересно с практической точки зрения как возможность реализации поляризационно-независимых оптических усилителей и модуляторов света.

Прямая токовая модуляция инжекционных лазеров не удовлетворяет потребностям современных высокоскоростных линий связи, поэтому в них используются системы, состоящие из лазера и модулятора. Физические процессы, а именно выброс носителей из КТ и вынос носителей

из области p - n -перехода принципиально ограничивают быстродействие полупроводниковых модуляторов [71]. Поскольку эти же процессы являются одними из обуславливающих частоту пассивной синхронизации мод (ПСМ), то предельную частоту модуляции можно определить по максимальной частоте ПСМ в лазере, изготовленном из такой же структуры. Следует отметить, что реализация двухсекционного лазера с ПСМ является более простой технической задачей, чем изготовление высокочастотного модулятора, поскольку нет необходимости устранять паразитные емкости и индуктивности.

4.2 Экспериментальные образцы

Лазерные структуры были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках n^+ -GaAs с ориентацией (001) и аналогичны структуре, описанной в [104]. Эпитаксиальная структура состояла из n -легированного буферного слоя GaAs, n -легированного нижнего слоя $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ толщиной 1.5 мкм, волноводного нелегированного слоя GaAs толщиной 480 нм, содержащего 10 слоев In(Ga)As КТ, p -легированного верхнего слоя $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ толщиной 1.5 мкм и p^+ -легированного контактного слоя GaAs. Массивы КТ были выращены в режиме роста Странского-Крастанова посредством 10-кратного осаждения 2.3 монослоев InAs с барьерными слоями GaAs толщиной 6 нм между слоями КТ. Вертикальное выстраивание КТ наблюдалось с помощью просвечивающей электронной микроскопии (ТЕМ) (рис.4.1). Толщина барьера GaAs между точками была оценена примерно в 6.0 нм. ТЕМ изображение демонстрирует, что средний латеральный размер и высота линзообразных КТ были, соответственно, порядка 20 и 4 нм, и по направлению складирования КТ эти размеры изменяются незначительно.

Из полученных структур со связанными КТ были изготовлены двухсекционные лазеры. Методами стандартной фотолитографии была создана меза глубиной 0.3 мкм и шириной 5 мкм, формировавшая одномодовый волновод. Длина резонатора лазера составила 3.5 мм, длина секции поглотителя – 10% длины резонатора, секции были электрически изолированы друг от друга зазором в контакте. Электрическая изоляция была усилена с помощью ионно-лучевой имплантации после травления.

Образцы припаивались к медному теплоотводу, измерения проводились при комнатной температуре.

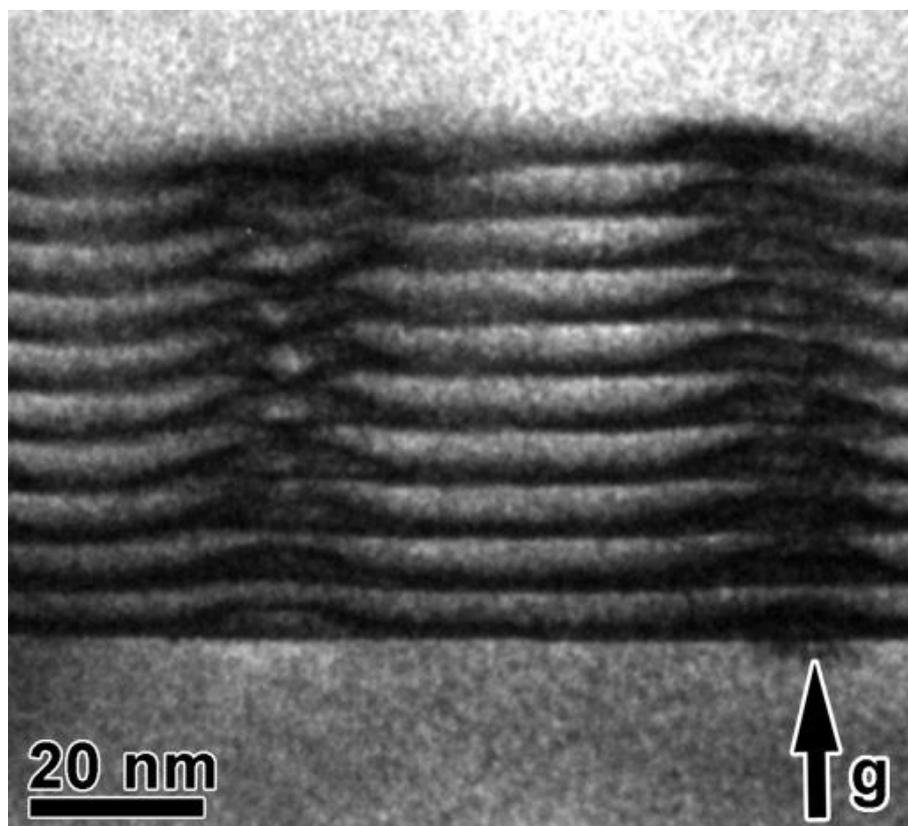


Рис.4.1. Микрофотография поперечного сечения образца с 10 слоями InAs КТ и толщиной прослойки GaAs между ними 6 нм. Изображение получено методом просвечивающей электронной микроскопии.

4.3 Люминесценция и поглощение в структурах с близкорасположенными слоями КТ

На рис.4.2 представлены спектры люминесценции как прошедшего через поглотитель света, так и интенсивности аппаратной функции, используемой для вычисления спектра поглощения. Наибольшее соотношение между интенсивностями для ТЕ и ТМ мод не превышает значения 2, при этом в коротковолновой области спектра интенсивность ТМ поляризации превышает интенсивность ТЕ поляризации. Ширина спектра электролюминесценции в лазерной структуре при плотности тока $J = 0.3 \cdot J_{th}$ составляет около 130 нм, где J_{th} – плотность порогового тока. Это обусловлено двумя факторами – дисперсией размеров КТ и расщеплением уровней при связывании КТ и образованием мини-зоны связанных КТ [104,132]. Спектры электролюминесценции для обеих поляризаций подобны. Наблюдающийся пик для ТЕ-поляризации вблизи длины волны 1220 нм, по-видимому, связан с несовершенством измерительной установки, и проявлялся в независимости от источника света.

Измерения поглощения проводились методом интегрально-абсорбционной спектроскопии. Были изготовлены двухсекционные образцы с длиной секции 0.1 мм, измерения проводились при комнатной температуре. Коэффициент поглощения для ТМ-поляризованного света всего в 1,6 раз меньше, чем для ТЕ на длине волны, соответствующей длине волны генерации лазера в режиме ПСМ (рис.4.3). Максимальное отношение коэффициентов поглощения составляет 1.8, и при энергиях менее 1.012 эВ и более 1.156 эВ поглощение больше для ТМ поляризации (рис.4.4, кривые 1 и 2). Фронт нарастания коэффициента поглощения составляет около 90 нм, что сопоставимо с шириной спектра электролюминесценции. В силу малости эффекта Штарка, положение спектров поглощения в зависимости от приложенного поля изменяется достаточно слабо, и для дальнейшего определения его характеристик необходимо использовать более точные

методы измерений, например дифференциальную абсорбционную спектроскопию [49].

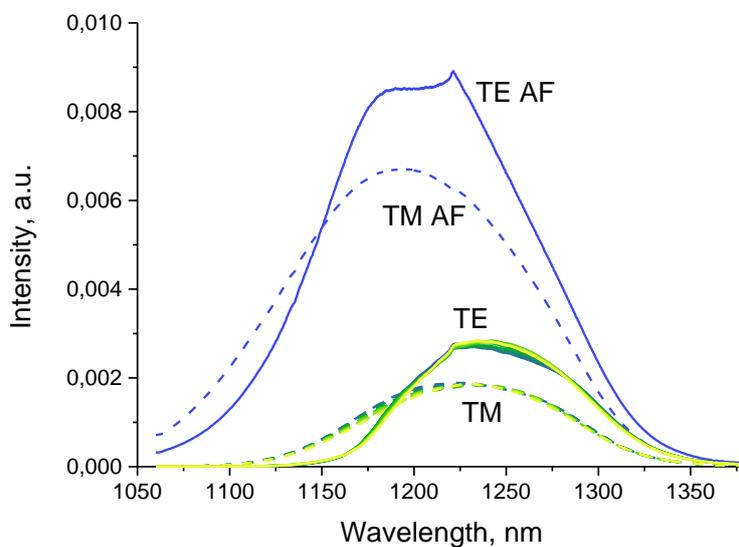


Рис.4.2. Спектры люминесценции для ТЕ (сплошные линии) и ТМ (пунктирные линии) мод до (AF) и после поглощения (семейства линий).

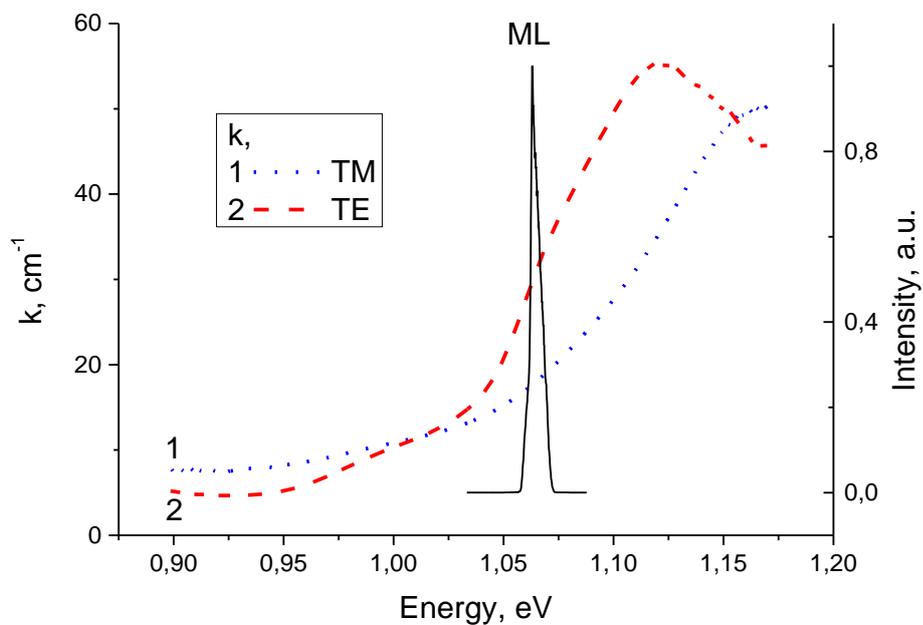


Рис.4.3. Спектры поглощения для ТМ и ТЕ мод (линии 1 и 2) и линия генерации лазера в режиме ПСМ (линия ML)

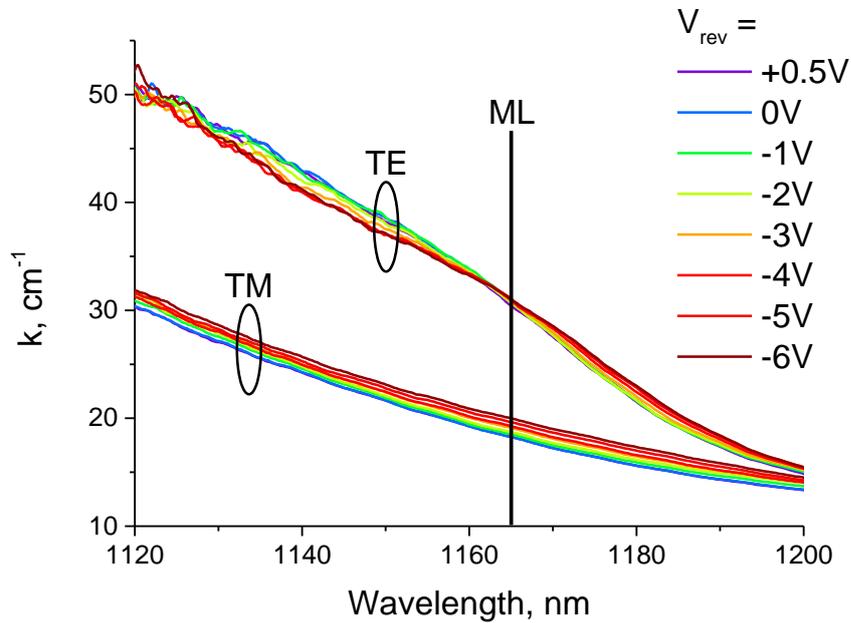


Рис.4.4. Спектры поглощения для ТМ и ТЕ в увеличенном масштабе при различных обратных смещениях на секции поглотителя, ML - линия генерации лазера в режиме ПСМ при $V_{rev} = -2$ В.

4.4 Эффект жесткого включения и режим пассивной синхронизации мод

Полупроводниковые лазеры накачивались постоянным током, при этом наблюдается четкий эффект жесткого включения, который пропадает лишь при значительном прямом токе I_r на поглощающей секции (рис.4.5).

Пороговый ток I_{th} уменьшается с увеличением прямого смещения, приложенного к секции поглотителя, при этом дифференциальная эффективность меняется незначительно. Жесткое включение лазера связано с эффектом оптической бистабильности [137], вызванным просветлением поглотителя из-за недостаточно высокой скорости выноса носителей. Эффект жесткого включения лазера является характерным явлением для двухсекционных лазеров на КТ с ПСМ [92].

Исследования режима ПСМ проводилось при импульсном токе накачки (длительность импульсов 1 мкс) и постоянном обратном смещении. Для измерений длительности импульсов использовался автокоррелятор на основе интерферометра Майкельсона, контроль осуществлялся осциллографом с полосой 50 ГГц, спектроанализатором с полосой 22 ГГц и 20-ГГц фотоприемником.

Линия генерации лазеров лежала в пределах 1160-1170 нм (рис.4.6). С увеличением обратного смещения от -1 до -3 В линия генерации сдвигается в длинноволновую область на 4 нм под воздействием эффекта Штарка. Ширина линии на полувысоте при этом находится в пределах 4-5 нм.

Режим ПСМ наблюдался в широком диапазоне токов накачки при обратных смещениях от -1 до -3 В (рис.4.7) с частотой следования импульсов 12.5 ГГц, соответствующей времени полного обхода резонатора. При обратных смещениях менее 1 В скорость выноса носителей недостаточна для удовлетворения необходимого требования $\tau_{abs} < \tau_R$ для существования синхронизации мод. Наименьшая длительность импульса достигалась при токах накачки, близких к пороговому, и обратном смещении -2 В. Длительность импульса на полувысоте была вычислена по измеренной автокорреляционной функции (рис.4.7), и в предположении гауссовой формы импульса составила 10 пс. Увеличение обратного смещения приводит к разрушению режима пассивной синхронизации мод, и лазер излучает в непрерывном режиме. Это связано со сдвигом линии генерации в длинноволновую область спектра (рис.4.6), где модуляция поглощения непросветленного и просветленного состояния насыщающегося поглотителя недостаточна для синхронизации мод. Минимальное значение произведения длительности импульсов на ширину спектра достигается при $V_{rev} = -2$ В и

составляет 11 при теоретическом минимуме 0.44, что свидетельствует о том, что значительная доля мод излучения лазера является несинхронизованной.

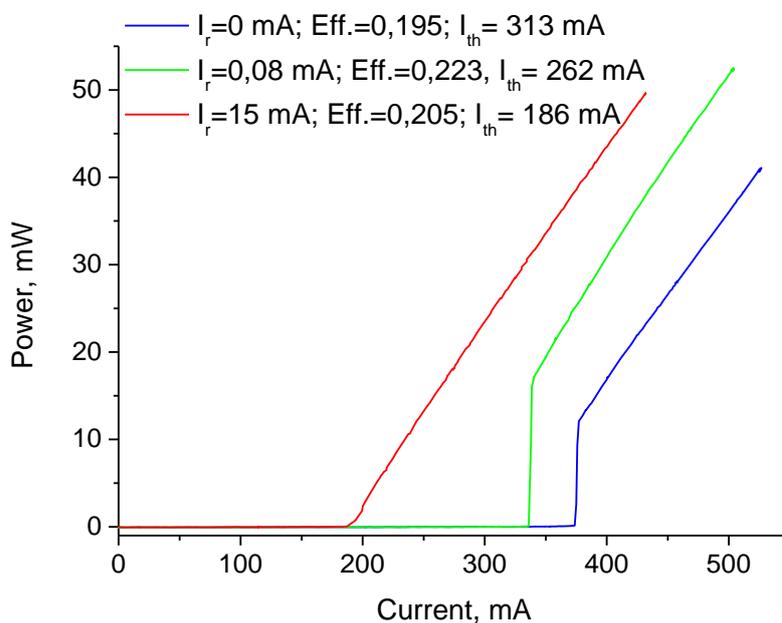


Рис.4.5. Уменьшение эффекта жесткого включения лазера с увеличением прямого тока на поглощающей секции

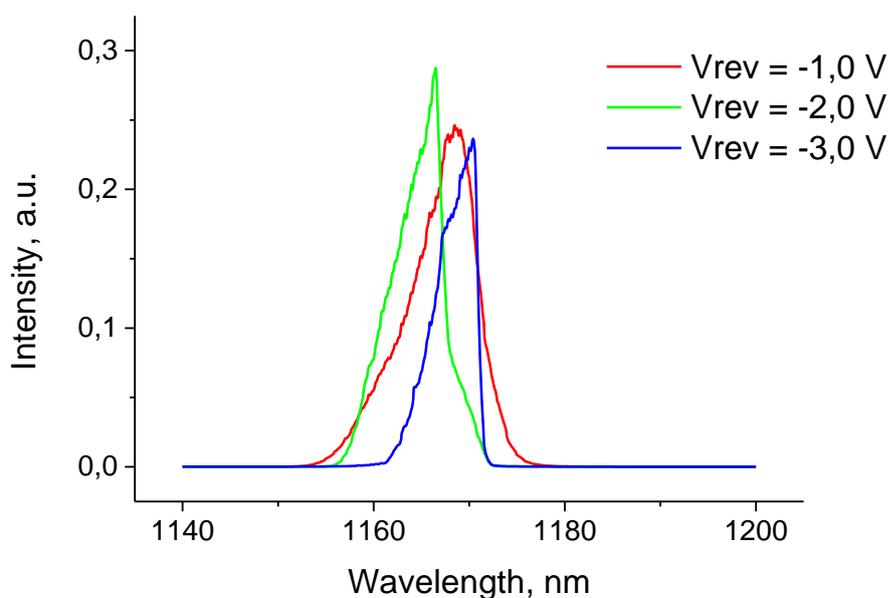


Рис.4.6. Спектры излучения лазера при различных обратных смещениях на секции поглотителя, соответствующие АКФ

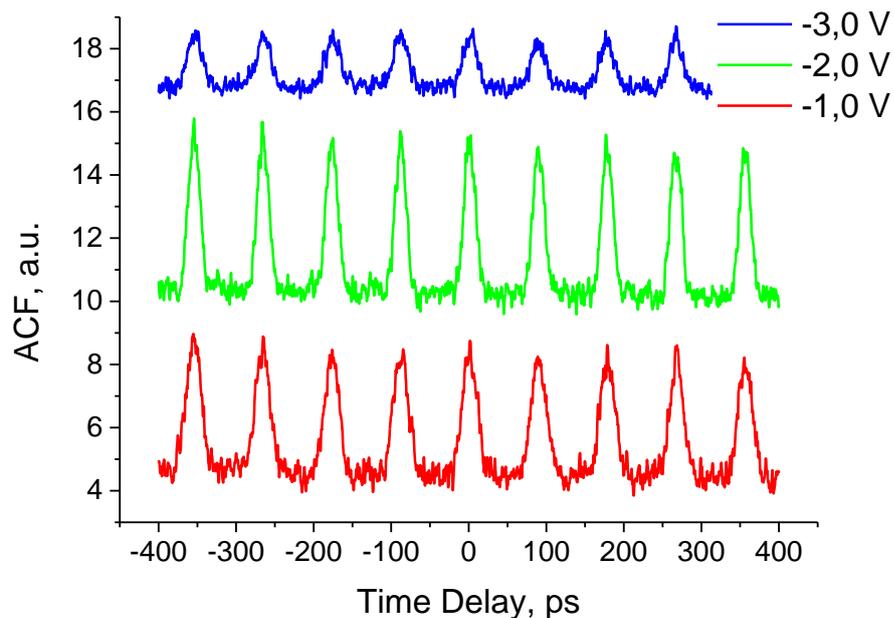


Рис.4.7. Автокорреляционные функции излучения лазера при различных обратных смещениях

4.5 Заключение

Таким образом, в настоящей главе рассмотрены двухсекционные лазеры, содержащие в своей активной области 10 слоев вертикально-коррелированных квантовых точек. В таких структурах близкое расположение слоев квантовых точек приводит к туннельному связыванию и к изменению поляризационных свойств структуры по сравнению со структурами с несвязанными слоями квантовых точек. Было обнаружено, что интенсивности люминесценции и значения коэффициентов поглощения для ТЕ- и ТМ-поляризаций являются сопоставимыми, что является ключевым моментом для создания поляризационно-независимых модуляторов света. Величина поглощения как для ТЕ-, так и для ТМ-моды превышает 50 см^{-1} , что является достаточным значением для модуляторов, используемых в линиях ВОЛС. В двухсекционных лазерах на основе вертикально-коррелированных квантовых точек был впервые продемонстрирован режим

пассивной синхронизации мод. Режим синхронизации мод достигался при малых обратных смещениях на секции поглотителя, частота следования импульсов составила 12,5 ГГц, а наименьшая длина импульсов - 10 пс.

Выводы

В качестве выводов приводятся основные результаты диссертационной работы.

1. Показано, что уширение волноводной области в лазерных структурах с одиночной квантовой ямой приводит к увеличению стабильности следования импульсов в режиме пассивной синхронизации мод за счет подавления шумов, связанных с автопульсациями и спонтанным излучением.

2. Исследовано влияние спектральных свойств поглотителя в лазерных структурах на основе InGaAs глубокой квантовой ямы в широком волноводе GaAs, глубокой квантовой ямы в стандартном волноводе и в структуре с десятью слоями InGaAs/GaAs квантовых точек на реализацию режима пассивной синхронизации мод.

Показано, что в структурах с квантовыми ямами линия лазерной генерации находится на краю зоны поглощения в силу экситонного характера поглощения в таких структурах и эффекта сужения зон при высоких уровнях накачки. Для достижения достаточного для реализации режима пассивной синхронизации мод в двухсекционных лазерах с глубокой квантовой ямой поглощения необходимо прикладывать значительные обратные смещения к поглощающей секции, так как экситонный характер поглощения сохраняется при больших приложенных обратных смещениях на поглотителе, а сдвиг края поглощения определяется квантово-размерным эффектом Штарка. В тоже время, в лазерах на квантовых точках, из-за неоднородного уширения вследствие дисперсии размеров точек линия лазерной генерации находится в спектральной области, где поглощение достаточно для синхронизации мод.

3. Исследованы спектры поглощения и генерации в лазерах, содержащих в активной области две InGaAs квантовые ямы одинакового

состава, но разной толщины, разделенных GaAs барьером толщиной 2 нм для обеспечения туннельной связи между основными электронными уровнями. Показано, что в спектрах поглощения присутствует дополнительный пик, обусловленный непрямым оптическим переходом между основным состоянием валентной зоны широкой ямы и основным состоянием зоны проводимости узкой ямы. Скорость движения этого пика от приложенного поля в три раза превосходит скорость движения пика поглощения, определяемого прямым оптическим переходом между основными состояниями широкой ямы.

4. Продемонстрирован режим пассивной синхронизации мод, обусловленный поглощением на непрямом оптическом переходе, в двухсекционных лазерах с активной областью, содержащей две асимметричные туннельно-связанные квантовые ямы. При обратных смещениях порядка 1 В поглощение на длине волны лазерной генерации становится достаточным для процесса синхронизации мод.

5. Исследованы спектры поглощения в лазерных структурах с десятью туннельно-связанными слоями квантовых точек. В таких структурах близкое расположение слоев квантовых точек приводит к тому, что интенсивности люминесценции и значения коэффициентов поглощения для ТЕ- и ТМ-поляризаций являются сопоставимыми, что является ключевым моментом для создания поляризационно-независимых модуляторов света. В двухсекционных лазерах, изготовленных из такой структуры, продемонстрирован режим пассивной синхронизации мод.

Благодарности

В конце работы мне хотелось бы выразить свою благодарность тем людям, без которых эта работа не могла состояться. В первую очередь, я благодарен своему научному руководителю Ефиму Лазаревичу Портному за то, что он помог мне состояться как ученому, за его внимание ко мне и научное воспитание, а также за предоставленную свободу действий. Далее, мне хотелось бы поблагодарить коллег, с которыми довелось работать в лаборатории интегральной оптики на гетероструктурах – это Алексей Губенко, помогавший мне на первых этапах моей жизни в лаборатории, Илья Бакшаев, с которым было легко обсуждать идеи и результаты экспериментов, Игорь Гаджиев, обучивший меня множеству экспериментальных техник и подходов. Эта работа не была бы возможна без всего того множества людей, изготавливавших лазерные структуры, и Н. Д. Ильинской и ее коллектива, изготавливавших лазеры. Я признателен В.Н. Неведомскому и С.И. Трошкову за фотографии лазерных структур и лазеров. Я также благодарен Б. С. Рывкину, Е. А. Аврутину и М. М. Соболеву за плодотворное обсуждение моей работы.

Я не могу не поблагодарить моих учителей и преподавателей с физико-технического факультета Санкт-Петербургского Политеха. И наконец, но не в последнюю очередь, я благодарен моим друзьям и близким, регулярно "пинавшим" меня для написания этой работы, а особенно моей жене Юлии Михайловой, моим родителям О. П. Буяло и С. В. Буяло, и коту Мявке.

Список публикаций

Публикации в периодических изданиях, рекомендованных ВАК:

1. Nikolaev V., Averkiev N., Sobolev M., Gadzhiyev I., Bakshaev I., **Buyalo M.**, Portnoi E. Tunnel coupling in an ensemble of vertically aligned quantum dots at room temperature // Phys. Rev. B. 2009. Vol. 80, № 20. P. 1–10.
2. Гаджиев И.М., **Буяло М.С.**, Бакшаев И.О., Григорьев Р.И., Слипченко С.О., Пихтин Н.А., Лешко А.Ю., Лютецкий А.В., Винокуров Д.А., Тарасов И.С., et al. Особенности синхронизации мод в лазерах с квантовой ямой в широком волноводном слое // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36, № 22. С. 29–36.
3. Соболев М.М., Гаджиев И.М., Бакшаев И.О., Неведомский В.Н., **Буяло М.С.**, Задиранов Ю.М., Портной Е.Л. Оптическое поглощение в сверхрешетках квантовых точек InAs / GaAs в электрическом поле при комнатной температуре // ФТП. 2011. Т. 45, № 8. С. 1095–1101.
4. **Буяло М.С.**, Соболев М.М., Гаджиев И.М., Бакшаев И.О., Задиранов Ю.М., Ильинская Н.Д., Портной Е.Л. Пассивная синхронизация мод в лазерах на сверхрешетке из квантовых точек // ПЖТФ. 2011. Т. 37, № 18. С. 31–36.
5. **Buyalo M.S.**, Gadzhiyev I.M., Gorbacevich A.A., Egorov A.Y., Bakshaev I.O., Zadiranov Y.M., Il'inskaya N.D., Portnoi E.L. Passive modelocking due to diagonal optical transition in asymmetric double quantum well // Electron. Lett. 2012. Vol. 48, № 14. P. 870–872.
6. **Буяло М.С.**, Горбачевич А.А., Егоров А.Ю., Гаджиев И.М., Бакшаев И.О., Задиранов Ю.М., Ильинская Н.Д., Портной Е.Л. Влияние ширины барьера в структуре с двумя асимметричными связанными квантовыми

ямами на область существования пассивной синхронизации мод // ПЖТФ. 2012. Т. 38, № 7. С. 31–39.

7. Sobolev M., **Buyalo M.**, Gadzhiev I., Bakshaev I., Zadiranov Y., Portnoi E. Room temperature passive mode-locked laser based on InAs/GaAs quantum-dot superlattice // *Nanoscale Res. Lett.* 2012. Vol. 7, № 1. P. 545.
8. **Буяло М.С.**, Гаджиев И.М., Бакшаев И.О., Портной Е.Л. Ширина линии радиочастотного спектра в лазерах на квантовой яме с пассивной синхронизацией мод // ПЖТФ. 2013. Т. 39, № 3. С. 41–48.
9. **Буяло М.С.**, Гаджиев И.М., Усикова А.А., Задиранов Ю.М., Ильинская Н.Д., Губенко А.Е., Егоров А.Ю., Портной Е.Л. Влияние эффекта Штарка на увеличение мощности в двухсекционных лазерах с квантовыми ямами в режиме модуляции добротности // ПЖТФ. 2015. Т. 41, № 20. С. 30–36.

Тезисы и материалы докладов на конференциях

10. Gadjeiev I.M., Gubenko A.E., **Buyalo M.S.**, Portnoi E.L., Kovsh A.R., Mikhrin S.S., Krestnikov I.L., Ledentsov N.N. Q-switching and mode-locking in QD lasers at 1.06 μm // 13th Int. Symp. ``Nanostructures: Physics and Technology''. St. Petersburg, Russia, 2005.
11. Portnoi E.L., Gadjeiev I.M., **Buyalo M.S.**, Gubenko A.E., and Kovsh A.R. Peculiarities of Passive Q-switching and Modelocking in QD Laser Diodes // ESLW. Berlin, Germany, 2007.
12. **Буяло М.С.**, Портной Е.Л. Особенности модуляции добротности в лазерах на квантовых точках // VIII Всероссийская молодежная конференция по физике полупроводников и полупроводниковой опто- и наноэлектронике. Санкт-Петербург, Россия, 2007.

13. Gadjiev I.M., **Buyalo M.S.**, Bakshaev I.O., Portnoi E.L. High product value of average power and repetition frequency in QD laser diode // International Conference ``Laser Optics 2008''. St. Petersburg, Russia, Tech. Prog., 2008.
14. **Buyalo M.S.**, Gadjiev I.M., Portnoi E.L. Mode-Locked Quantum Dot Laser as Microwave-Range Frequency Local Oscillator // International Conference ``Laser Optics 2008''. St. Petersburg, Russia, Tech. Prog., 2008.
15. Portnoi E.L., Gadjiev I.M., Sobolev M.M., Bakshaev I.O., Mikhrin V., Nevedomskiy V., **Buyalo M.S.**, Zadiranov Y. Field-controlled resonance absorption in vertically correlated systems of InAs/GaAs quantum dots at room temperature // 29th International Conference on the Physics of Semiconductors (ICPS-2008). Rio de Janeiro, Brazil, 2008. P. 409–410.
16. Бакшаев И.О., **Буяло М.С.**, Гаджиев И.М., Григорьев Р.И., Портной Е.Л. Гетеролазеры с синхронизацией мод в микроволновой фотонике // Симпозиум ``Полупроводниковые лазеры: физика и технология''. С.Петербург, Тезисы докладов, 2008. С. 30.
17. **Буяло М.С.**, Портной Е.Л. Исследование радиочастотных спектров двухсекционных полупроводниковых лазеров // X Всероссийская молодежная конференция по физике полупроводников и полупроводниковой опто- и наноэлектронике. Санкт-Петербург, Россия, 2008.
18. Bakshaev I.O., **Buyalo M.S.**, Gadjiev I.M., Portnoi E.L., Gubenko A.E., Kovsh A.R. Multi-section saturable absorber design for mode-locking of monolithic QD lasers with high power pulses // Semiconductor and Integrated Opto-Electronics Conference (SIOE 2009). Cardiff, Wales, UK, Book of Abstracts, paper 21, 2009.
19. Gadjiev I.M., **Buyalo M.S.**, Bakshaev I.O., Slipchenko S.O., Pikhtin N.A., Leshko A.Y., Lyutetskiy A. V, Tarasov I.S., Portnoi E.L. Mode-locked

- broadened-waveguide SQW GaInAs laser diode with improved stability // Nanostructures: Physics and Technology. St. Petersburg, 2010. P. 18–21.
20. **Buyalo M.S.**, Sobolev M.M., Gadzhiev I.M., Bakshaev I.O., Zadiranov J.M., Portnoi E.L. Room Temperature Passive Mode-Locked Laser Based on InAs/GaAs Quantum-Dot Superlattice // International Conference on Superlattices, Nanostructures and Nanodevices. ICSNN, 2012.
 21. Gadjeiev I.M., **Buyalo M.S.**, Bakshaev I.O., Portnoi E.L. Spectral properties of two sectional coupled asymmetric quantum well lasers // International Conference ``Laser Optics 2012''. St. Petersburg, Russia, Tech. Prog., 2012.
 22. Sobolev M.M., Gadzhiev I.M., Bakshaev I.O., Nevedomskiy V.N., **Buyalo M.S.**, Zadiranov J.M., Zolotareve R. V. Polarization Dependences of Electroluminescence and Absorption // 31-th International Conference on the Physics of Semicond. ICPS, 2012.
 23. Gadjeiev I.M., **Buyalo M.S.**, Egorov A.Y., Portnoi E.L. Absorption in laser structures with single and asymmetric double quantum wells // 21th Int. Symp. Nanostructures: Physics and Technology''. Academic University Publishing, St. Petersburg, Russia, 2013.

Список литературы

1. Avrutin E.A., Marsh J.H., Portnoi E.L. Monolithic and multi-GigaHertz mode-locked semiconductor lasers: Constructions, experiments, models and applications // IEE Proc. - Optoelectron. 2000. Vol. 147, № 4. P. 251–278.
2. Hou L., Haji M., Marsh J.H. Mode locking at terahertz frequencies using a distributed Bragg reflector laser with a sampled grating. // Opt. Lett. 2013. Vol. 38, № 7. P. 1113–1115.
3. Hu Y., Gubenko A., Venus G., Gadjiev I., Il'inskaja N., Nesterov S., Portnoi E., Dubov M., Khrushchev I. Gain switching of an external cavity grating-coupled surface emitting laser with wide tunability // Appl. Phys. Lett. 2003. Vol. 82, № 24. P. 4236.
4. Lianping Hou, Haji M., Marsh J.H. Monolithic Mode-Locked Laser With an Integrated Optical Amplifier for Low-Noise and High-Power Operation // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 2013. Vol. 19, № 4. P. 1100808–1100808.
5. Bimberg D. Quantum dots for lasers, amplifiers and computing // J. Phys. D. Appl. Phys. 2005. Vol. 38, № 13. P. 2055–2058.
6. Ukhanov A.A., Stintz A., Eliseev P.G., Malloy K.J. Comparison of the carrier induced refractive index, gain, and linewidth enhancement factor in quantum dot and quantum well lasers // Appl. Phys. Lett. 2004. Vol. 84, № 7. P. 1058.
7. Lin C.-Y., Xin Y.-C., Kim J.H., Christodoulou C.G., Lester L.F. Compact Optical Generation of Microwave Signals Using a Monolithic Quantum Dot Passively Mode-Locked Laser // IEEE Photonics J. 2009. Vol. 1, № 4. P. 236–244.
8. Vasilev P. Ultrafast diode lasers. Fundamentals and applications. 1995. 320

- p.
9. Lau K.Y., Paslaski J. Condition for short pulse generation in ultrahigh frequency mode-locking of semiconductor lasers // *IEEE Photonics Technol. Lett.* 1991. Vol. 3, № 11. P. 974–976.
 10. Avrutin E.A., Nikolaev V. V, Gallagher D. Monolithic mode-locked semiconductor lasers // *Optoelectronic Devices* / ed. Piprek J. Springer, NY, 2005. P. 151–181.
 11. Scollo R., Lohe H.-J., Holzman J.F., Robin F., Jäckel H., Erni D., Vogt W., Gini E. Mode-locked laser diode with an ultrafast integrated uni-traveling carrier saturable absorber // *Opt. Lett. OSA*, 2005. Vol. 30, № 20. P. 2808–2810.
 12. Bandelow U., Radziunas M., Vladimirov A., Hüttl B., Kaiser R. 40 GHz Mode-Locked Semiconductor Lasers: Theory, Simulations and Experiment // *Opt. Quantum Electron.* 2006. Vol. 38, № 4–6. P. 495–512.
 13. Kuntz M., Ledentsov N.N., Bimberg D., Kovsh A.R., Ustinov V.M., Zhukov A.E., Shernyakov Y.M. Spectrotemporal response of 1.3 μm quantum-dot lasers // *Appl. Phys. Lett. AIP*, 2002. Vol. 81, № 20. P. 3846–3848.
 14. Gadjiev I.M., Gubenko A.E., Buyalo M.S., Portnoi E.L., Kovsh A.R., Mikhlin S.S., Krestnikov I.L., Ledentsov N.N. Q-switching and mode-locking in QD lasers at 1.06 μm // 13th Int. Symp. ‘‘Nanostructures: Physics and Technology’’. St. Petersburg, Russia, 2005.
 15. Avrutin E.A., Ryvkin B.S., Portnoi E.L. Broad-waveguide passively mode-locked laser diodes for stable short pulse generation // *Proc. SPIE. Spie*, 2008. Vol. 6997. P. 699720-699720–10.
 16. Linde D. Characterization of the noise in continuously operating mode-locked lasers // *Appl. Phys. B Photophysics Laser Chem.* 1986. Vol. 39, № 4.

- P. 201–217.
17. Eliyahu D., Salvatore R.A., Yariv A. Effect of noise on the power spectrum of passively mode-locked lasers // *J. Opt. Soc. Am. B.* 1997. Vol. 14, № 1. P. 167.
 18. Jiang L.A., Grein M.E., Haus H.A., Ippen E.P. Noise of mode-locked semiconductor lasers // *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 2001. Vol. 7, № 2. P. 159–167.
 19. Jiang L.A., Wong S.T., Grein M.E., Ippen E.P., Haus H.A. Measuring timing jitter with optical cross correlations // *IEEE J. Quantum Electron.* 2002. Vol. 38, № 8. P. 1047–1052.
 20. Haus H.A., Mecozzi A. Noise of mode-locked lasers // *IEEE J. Quantum Electron.* 1993. Vol. 29, № 3. P. 983–996.
 21. Mulet J., Moerk J., Kroh M. Identification of amplitude and timing jitter in external-cavity mode-locked semiconductor lasers // *Lasers and Electro-Optics, 2004. (CLEO). Conference on.* 2004. Vol. 1. P. 2 pp. vol.1-pp.
 22. Yamamoto Y. AM and FM quantum noise in semiconductor lasers - Part I: Theoretical analysis // *IEEE J. Quantum Electron.* 1983. Vol. 19, № 1. P. 34–46.
 23. Yamamoto Y., Saito S., Mukai T. AM and FM quantum noise in semiconductor lasers - Part II: Comparison of theoretical and experimental results for AlGaAs lasers // *IEEE J. Quantum Electron.* 1983. Vol. 19, № 1. P. 47–58.
 24. Лившиц Д.А., Егоров А.Ю., Кочнев И.В., Капитонов В.А., Лантратов В.М., Леденцов Н.Н., Налет Т.А., Тарасов И.С. Рекордные мощностные характеристики лазеров на основе InGaAs/AlGaAs/GaAs-гетероструктур // *Физика и Техника Полупроводников. Наука*, 2001. Vol. 35, № 3. P.

25. Livshits D.A., Kochnev I. V, Lantratov V.M., Ledentsov N.N., Nalyot T.A., Tarasov I.S., Alferov Z.I. Improved catastrophic optical mirror damage level in InGaAs/AlGaAs laser diodes // *Electron. Lett. IEE*, 2000. Vol. 36, № 22. P. 1848–1849.
26. Al-Muhanna A., Mawst L.J., Botez D., Garbuzov D.Z., Martinelli R.U., Connolly J.C. High-power (>10 W) continuous-wave operation from 100- μm -aperture 0.97- μm -emitting Al-free diode lasers // *Appl. Phys. Lett.* 1998. Vol. 73, № 9. P. 1182–1184.
27. Слипченко С.О., Винокуров Д.А., Пихтин Н.А., Соколова З.Н., Станкевич А.Л., Тарасов И.С., Алферов Ж.И. Сверхнизкие внутренние оптические потери в квантово-размерных лазерных гетероструктурах раздельного ограничения // *Физика и Техника Полупроводников. Наука*, 2004. Vol. 38, № 12. P. 1477.
28. Слипченко С.О., Пихтин Н.А., Фетисова Н.В., Хомылев М.А., Мармалюк А.А., Никитин Д.Б., Падалица А.А., Булаев П.В., Залевский И.Д., Тарасов И.С. Лазерные диоды ($\lambda=0.98 \mu\text{m}$) с узкой диаграммой направленности в вертикальной плоскости и низкими внутренними оптическими потерями // *Письма в ЖТФ. Наука*, 2003. Vol. 29, № 23. P. 26.
29. Kefelian F., O'Donoghue S., Todaro M.T.M.T., McInerney J.G., Huyet G. RF Linewidth in Monolithic Passively Mode-Locked Semiconductor Laser // *IEEE Photonics Technol. Lett.* 2008. Vol. 20, № 16. P. 1405–1407.
30. Merghem K., Akrouit A., Martinez A., Moreau G., Turrenc J.-P., Lelarge F., Van Dijk F., Duan G.-H., Aubin G., Ramdane A. Short pulse generation using a passively mode locked single InGaAsP/InP quantum well laser. // *Opt. Express.* 2008. Vol. 16, № 14. P. 10675–10683.

31. Hou L., Haji M., Marsh J.H., Bryce A.C. 10 GHz AlGaInAs/InP 155 μm passively mode-locked laser with low divergence angle and timing jitter // *Opt. Express*. 2011. Vol. 19, № 26. P. B75.
32. Hirayama Y., Choi W.-Y., Peng L.H., Fonstad C.G. Absorption spectroscopy on room temperature excitonic transitions in strained layer InGaAs/InGaAlAs multiquantum-well structures // *J. Appl. Phys.* 1993. Vol. 74, № 1. P. 570.
33. Avrutin E.A., Portnoi E.L. Suppression of Q-switching instabilities in broadened-waveguide monolithic mode-locked laser diodes // *Opt. Quantum Electron.* 2008. Vol. 40, № 9. P. 655–664.
34. Vasil'ev P.P., Sergeev A.B. Generation of bandwidth-limited 2 ps pulses with 100 GHz repetition rate from multisegmented injection laser // *Electron. Lett.* 1989. Vol. 25, № 16. P. 1049.
35. Portnoi E.L., Chelnokov A.V. Passive mode locking in a short-cavity diode laser // 12th IEEE International Conference on Semiconductor Laser. IEEE, 1990. P. 140–141.
36. Vasil'ev P.P., White I.H., Gowar J. Fast phenomena in semiconductor lasers // *Reports Prog. Phys.* 2000. Vol. 63, № 12. P. 1997–2042.
37. Golov A., Stengel G.E., Avrutin E.A., Portnoi E.L. 250-GHz passive mode-locking of semiconductor injection lasers // *Semiconductor & Integrated Opto-Electronics (SIOE'92) Conference*. 1992. P. 5.
38. Deryagin A.G., Kuksenkov D.V., Kuchinskii V.I., Portnoi E.L., Khrushchev I.Y., Frahm J. 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 // *Proceedings of IEEE 14th International Semiconductor Laser Conference*. IEEE, 1994. Vol. 9, № 1. P. 107–108.

39. Kuchinskii V.I., Portnoi E.L., Khrushchev I.Y., Deryagin A.G., Kuksenkov D.V. Generation of 110 GHz train of subpicosecond pulses in 1.535 μm spectral region by passively modelocked InGaAsP/InP laser diodes // *Electron. Lett.* 1994. Vol. 30, № 4. P. 309–311.
40. Zarrabi J.H., Portnoi E.L., Chelnokov A. V. Passive mode locking of a multistriple single quantum well GaAs laser diode with an intracavity saturable absorber // *Appl. Phys. Lett.* 1991. Vol. 59, № 13. P. 1526.
41. Sanders S., Eng L., Paslaski J., Yariv A. 108 GHz passive mode locking of a multiple quantum well semiconductor laser with an intracavity absorber // *Appl. Phys. Lett.* 1990. Vol. 56, № 4. P. 310.
42. Hou L., Haji M., Dylewicz R., Qiu B., Bryce A.C. Monolithic 45-GHz Mode-Locked Surface-Etched DBR Laser Using Quantum-Well Intermixing Technology // *IEEE Photonics Technol. Lett.* 2010. Vol. 22, № 14. P. 1039–1041.
43. Rafailov E.U., Avrutin E. Ultrafast pulse generation by semiconductor lasers // *Semiconductor Lasers*. Elsevier, 2013. P. 149–217.
44. Vinokurov D.A., Zorina S.A., Kapitonov V.A., Murashova A. V, Nikolaev D.N., Stankevich A.L., Khomylev M.A., Shamakhov V. V, Leshko A.Y., Lyutetskiy A. V, et al. High power laser diodes based on asymmetric separate confinement heterostructure // *Semiconductors*. 2005. Vol. 39, № 3. P. 370–373.
45. Новые полупроводниковые материалы. Наноструктуры. Биологические системы. Характеристики и свойства [Electronic resource]. URL: <http://www.matprop.ru/>.
46. Zubkov V.I., Melnik M.A., Solomonov A. V., Tsvelev E.O., Bugge F., Weyers M., Tränkle G. Determination of band offsets in strained $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ quantum wells by capacitance-voltage profiling and

- Schrödinger-Poisson self-consistent simulation // *Phys. Rev. B*. 2004. Vol. 70, № 7. P. 75312.
47. Vurgaftman I., Meyer J.R., Ram-Mohan L.R. Band parameters for III–V compound semiconductors and their alloys // *J. Appl. Phys.* 2001. Vol. 89, № 11. P. 5815–5875.
 48. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. Москва, 1963.
 49. Nikolaev V., Averkiev N., Sobolev M., Gadzhiyev I., Bakshaev I., Buyalo M., Portnoi E. Tunnel coupling in an ensemble of vertically aligned quantum dots at room temperature // *Phys. Rev. B*. 2009. Vol. 80, № 20. P. 1–10.
 50. Бакшаев И.О. Интегрально-оптическая абсорбционная спектроскопия полупроводниковых наногетероструктур. ФТИ им. А. Ф. Иоффе, РАН, 2011. 100 p.
 51. Morgan R.A. Improvements in self electro-optic effect devices: toward system implementation // *SPIE Devices Opt. Process.* 1991. Vol. 1562, № 3. P. 213–227.
 52. Bastard G., Mendez E.E., Chang L.L., Esaki L. Exciton binding energy in quantum wells // *Phys. Rev. B*. American Physical Society, 1982. Vol. 26, № 4. P. 1974–1979.
 53. Park S.H., Shim J.I., Kudo K., Asada M., Arai S. Band gap shrinkage in GaInAs/GaInAsP/InP multi-quantum well lasers // *J. Appl. Phys.* AIP, 1992. Vol. 72, № 1. P. 279.
 54. Miller D.A.B., Chemla D.S., Damen T.C., Gossard A.C., Wiegmann W., Wood T.H., Burrus C.A. Electric field dependence of optical absorption near the band gap of quantum-well structures // *Physical Review B*. 1985. Vol. 32, № 2. P. 1043–1060.

55. Гаджиев И.М., Буяло М.С., Губенко А.Е., Егоров А.Ю., Усикова А.А., Ильинская Н.Д., Лютецкий А.В., Задиранов Ю.М., Портной Е.Л. Переключение между режимами синхронизации мод и модуляции добротности в двухсекционных лазерах с квантовыми ямами при изменении свойств поглотителя за счет эффекта Штарка // ФТП. 2016. Vol. 50, № 6. P. 843–847.
56. Буяло М.С., Гаджиев И.М., Усикова А.А., Задиранов Ю.М., Ильинская Н.Д., Губенко А.Е., Егоров А.Ю., Портной Е.Л. Влияние эффекта Штарка на увеличение мощности в двухсекционных лазерах с квантовыми ямами в режиме модуляции добротности // ПЖТФ. 2015. Vol. 41, № 20. P. 30–36.
57. Sellin R.L., Ribbat C., Grundmann M., Ledentsov N.N., Bimberg D. Close-to-ideal device characteristics of high-power InGaAs/GaAs quantum dot lasers // Appl. Phys. Lett. 2001. Vol. 78, № 9. P. 1207.
58. Zhang L., Boggess T.F., Deppe D.G., Huffaker D.L., Shchekin O.B., Cao C. Dynamic response of 1.3- μm -wavelength InGaAs/GaAs quantum dots // Appl. Phys. Lett. 2000. Vol. 76, № 10. P. 1222.
59. Deppe D.G., Huffaker D.L. Quantum dimensionality, entropy, and the modulation response of quantum dot lasers // Appl. Phys. Lett. 2000. Vol. 77, № 21. P. 3325.
60. Boggess T.F., Zhang L., Deppe D.G., Huffaker D.L., Cao C. Spectral engineering of carrier dynamics in In(Ga)As self-assembled quantum dots // Appl. Phys. Lett. 2001. Vol. 78, № 3. P. 276.
61. Zhang L., Boggess T.F., Gundogdu K., Flatté M.E., Deppe D.G., Cao C., Shchekin O.B. Excited-state dynamics and carrier capture in InGaAs/GaAs quantum dots // Appl. Phys. Lett. 2001. Vol. 79, № 20. P. 3320.
62. Shchekin O.B., Deppe D.G., Lu D. Fermi-level effect on the interdiffusion of

- InAs and InGaAs quantum dots // *Appl. Phys. Lett.* 2001. Vol. 78, № 20. P. 3115.
63. Müller T., Schrey F.F., Strasser G., Unterrainer K. Ultrafast intraband spectroscopy of electron capture and relaxation in InAs/GaAs quantum dots // *Appl. Phys. Lett.* 2003. Vol. 83, № 17. P. 3572.
 64. Gündoğdu K., Hall K.C., Boggess T.F., Deppe D.G., Shchekin O.B. Ultrafast electron capture into p-modulation-doped quantum dots // *Appl. Phys. Lett.* 2004. Vol. 85, № 20. P. 4570.
 65. Ishida M., Hatori N., Akiyama T., Otsubo K., Nakata Y., Ebe H., Sugawara M., Arakawa Y. Photon lifetime dependence of modulation efficiency and K factor in 1.3 μm self-assembled InAs/GaAs quantum-dot lasers: Impact of capture time and maximum modal gain on modulation bandwidth // *Appl. Phys. Lett.* AIP, 2004. Vol. 85, № 18. P. 4145.
 66. Sun K.W., Chen J.W., Lee B.C., Lee C.P., Kechiantz A.M. Carrier capture and relaxation in InAs quantum dots // *Nanotechnology.* 2005. Vol. 16, № 9. P. 1530–1535.
 67. Erneux T., Viktorov E.A., Mandel P. Time scales and relaxation dynamics in quantum-dot lasers // *Phys. Rev. A.* 2007. Vol. 76, № 2. P. 23819.
 68. Piwonski T., O'Driscoll I., Houlihan J., Huyet G., Manning R.J., Uskov A. V. Carrier capture dynamics of InAs/GaAs quantum dots // *Appl. Phys. Lett.* 2007. Vol. 90, № 12. P. 122108.
 69. Miska P., Even J., Dehaese O., Marie X. Carrier relaxation dynamics in InAs/InP quantum dots // *Appl. Phys. Lett.* 2008. Vol. 92, № 19. P. 191103.
 70. Kurtze H., Seebeck J., Gartner P., Yakovlev D.R., Reuter D., Wieck A.D., Bayer M., Jahnke F. Carrier relaxation dynamics in self-assembled semiconductor quantum dots // *Phys. Rev. B.* 2009. Vol. 80, № 23. P.

235319.

71. Asryan L. V., Wu Y., Suris R.A. Carrier capture delay and modulation bandwidth in an edge-emitting quantum dot laser // *Appl. Phys. Lett.* 2011. Vol. 98, № 13. P. 131108.
72. Жуков А.Е., Аракчеева Е.М., Гордеев Н.Ю., Зубов Ф.И., Крыжановская Н.В., Максимов М.В., Савельев А.В. Влияние нелинейного насыщения усиления на предельную частоту модуляции в лазерах на основе самоорганизующихся квантовых точек // *Физика и Техника Полупроводников.* 2011. Vol. 45, № 7. P. 996–1000.
73. Ghosh S., Pradhan S., Bhattacharya P. Dynamic characteristics of high-speed In_{0.4}Ga_{0.6}As/GaAs self-organized quantum dot lasers at room temperature // *Appl. Phys. Lett.* 2002. Vol. 81, № 16. P. 3055.
74. Kim K., Urayama J., Norris T.B., Singh J., Phillips J., Bhattacharya P. Gain dynamics and ultrafast spectral hole burning in In(Ga)As self-organized quantum dots // *Appl. Phys. Lett.* 2002. Vol. 81, № 4. P. 670.
75. Mao M.-H., Wu T.-Y., Wu D.-C., Chang F.-Y., Lin H.-H. Relaxation oscillations and damping factors of 1.3 μm In(Ga)As/GaAs quantum-dot lasers // *Opt. Quantum Electron.* 2004. Vol. 36, № 10. P. 927–933.
76. Kuntz M., Fiol G., Lämmlin M., Bimberg D., Thompson M.G., Tan K.T., Marinelli C., Wonfor A., Sellin R., Penty R. V, et al. Direct modulation and mode locking of 1.3 μm quantum dot lasers // *New J. Phys.* 2004. Vol. 6. P. 181–181.
77. Su H., Lester L.F. Dynamic properties of quantum dot distributed feedback lasers: high speed, linewidth and chirp // *J. Phys. D. Appl. Phys.* 2005. Vol. 38, № 13. P. 2112–2118.
78. Lüdge K., Schöll E., Viktorov E., Erneux T. Analytical approach to

- modulation properties of quantum dot lasers // *J. Appl. Phys.* 2011. Vol. 109, № 10. P. 103112.
79. Huang X., Stintz A., Li H., Lester L.F., Cheng J., Malloy K.J. Demonstration of passive Q-switching and passive mode-locking in 1.3 μm , two-section InAs quantum dot lasers // *Lasers and Electro-Optics, 2001. CLEO '01. Technical Digest. Summaries of papers presented at the Conference on / ed. Osinski M., Amano H., Henneberger F. CLEO, 2001. P. 359.*
 80. Huang X., Stintz A., Li H., Lester L.F., Cheng J., Malloy K.J. Passive mode-locking in 1.3 μm two-section InAs quantum dot lasers // *Appl. Phys. Lett. AIP, 2001. Vol. 78, № 19. P. 2825.*
 81. Tan K.T., Thompson M.G., Marinelli C., Williams K.A., Penty R. V, White I.H., Kaiander I.N., Sellin R.L., Bimberg D., Kang D.J., et al. Investigation of high repetition rate mode-locked quantum dot lasers // *2003 Ieee Leos Annu. Meet. Conf. Proceedings, Vols 1 2. 2003. № 1. P. 826–827.*
 82. Kuntz M., Fiol G., Lämmlin M., Bimberg D., Thompson M.G., Tan K.T., Marinelli C., Penty R. V., White I.H., Ustinov V.M., et al. 35 GHz mode-locking of 1.3 μm quantum dot lasers // *Appl. Phys. Lett.* 2004. Vol. 85, № 5. P. 843.
 83. Thompson M.G., Tan K.T., Marinelli C., Williams K.A., Penty R.V., White I.H., Kuntz M., Ouyang D., Bimberg D., Ustinov V.M., et al. Transform-limited optical pulses from 18 GHz monolithic modelocked quantum dot lasers operating at ~ 1.3 [μm] // *Electron. Lett.* 2004. Vol. 40, № 5. P. 346.
 84. Cataluna M.A., Sibbett W., Livshits D.A., Weimert J., Kovsh A.R., Rafailov E.U. Stable mode locking via ground- or excited-state transitions in a two-section quantum-dot laser // *Appl. Phys. Lett.* 2006. Vol. 89, № 8. P. 81124.
 85. Viktorov E.A., Mandel P., Kuntz M., Fiol G., Bimberg D., Vladimirov a. G.,

- Wolfrum M. Stability of the mode-locked regime in quantum dot lasers // *Appl. Phys. Lett.* 2007. Vol. 91, № 23. P. 231116.
86. Viktorov E., Erneux T., Mandel P., Kefelian F., O'Donoghue S., Kelleher B., Huyet G. Jitter and dynamics in passively mode-locked quantum dot semiconductor laser // 2007 European Conference on Lasers and Electro-Optics and the International Quantum Electronics Conference. IEEE, 2007. Vol. 3109. P. 1–1.
 87. Thompson M.G., Rae A.R., Mo Xia, Penty R.V., White I.H. InGaAs Quantum-Dot Mode-Locked Laser Diodes // *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 2009. Vol. 15, № 3. P. 661–672.
 88. Lester L.F., Kane D.J., Usechak N.G., Lin C.-Y., Li Y., Xin Y.-C., Kovanis V. Pulse characteristics of passively mode-locked quantum dot lasers // *Novel In-Plane Semiconductor Lasers IX* / ed. Belyanin A.A., Smowton P.M. 2010. Vol. 7616. P. 761607-761607–761609.
 89. Gubenko A.E., Gadjiev I.M., Il N.D., Zadiranov Y.M., Kovsh A.R., Ledentsov N.N. Supershort light pulses by passive mode-locking of QD laser diode // 12th Int. Symp. “Nanostructures: Physics and Technology.” St. Petersburg, 2004. P. 69–70.
 90. Gubenko A.E., Gadjiev L.M., Il'inskaya N.D., Zadiranov Y.M., Zhukov A.E., Ustinov V.M., Alferov Z.I., Portnoi E.L., Kovsh A.R., Livshits D.A., et al. Mode-locking at 9.7 GHz repetition rate with 1.7 ps pulse duration in two-section QD lasers // 2004 IEEE 19th International Semiconductor Laser Conference, 2004. Conference Digest. IEEE, 2004. P. 51–52.
 91. Kovsh A.R., Ledentsov N.N., Mikhrin S.S., Zhukov A.E., Livshits D. a., Maleev N. a., Maximov M. V., Ustinov V.M., Gubenko A.E., Gadjiev I.M., et al. Long-wavelength (1.3-1.5 micron) quantum dot lasers based on GaAs // *Proc. SPIE* / ed. Osinski M., Amano H., Henneberger F. Spie, 2004. Vol.

5349. P. 31–45.

92. Gubenko A., Livshits D., Krestnikov I., Mikhrin S., Kozhukhov A., Kovsh A., Ledentsov N., Zhukov A., Portnoi E. High-power monolithic passively modelocked quantum-dot laser // *Electron. Lett.* 2005. Vol. 41, № 20. P. 29–30.
93. Xiaodong Huang, Stintz A., Hua Li, Rice A., Liu G.T., Lester L.P., Cheng J., Malloy M.J. Bistable operation of a two-section 1.3 μm InAs quantum dot laser-absorption saturation and the quantum confined Stark effect // *IEEE J. Quantum Electron.* 2001. Vol. 37, № 3. P. 414–417.
94. Sobolev M.M., Ustinov V.M., Cirilin G.E. Stark effect in single and vertically coupled InAs/GaAs self-assembled quantum dots // *Phys. B Condens. Matter.* 2003. Vol. 340–342. P. 1103–1107.
95. Matthews D.R., Summers H.D., Snowton P.M., Hopkinson M. Self-sustained Q-switching in InGaAs quantum dot lasers // *IEEE 18th International Semiconductor Laser Conference. IEEE*, 2002. P. 75–76.
96. Казаринов Р.Ф., Сурис Р.А. Возможности усиления электромагнитных волн в полупроводнике со сверхрешеткой // *ФТП.* 1971. Vol. 5, № 4. P. 797–800.
97. Faist J., Capasso F., Sivco D.L., Sirtori C., Hutchinson A.L., Cho A.Y. Quantum Cascade Laser // *Science (80-.).* 1994. Vol. 264, № 5158. P. 553–556.
98. Горбацевич А.А., Капаев В.В., Копаев Ю.В. Управляемая эволюция электронных состояний в наноструктурах // *ЖЭТФ. Наука*, 1995. Vol. 107, № 4. P. 1320–1349.
99. Roskos H.G., Nuss M.C., Shah J., Leo K., Miller D.A.B., Fox A.M., Schmitt-Rink S., Köhler K. Coherent submillimeter-wave emission from charge

oscillations in a double-well potential // *Phys. Rev. Lett.* 1992. Vol. 68, № 14. P. 2216–2219.

100. Andrianov A. V, Alekseev P.S., Klimko G. V, Ivanov S. V, Shcheglov V.L., Sedova M.A., Zakhar'in A.O. Generation of coherent terahertz radiation by polarized electron-hole pairs in GaAs/AlGaAs quantum wells // *Semiconductors*. Springer US, 2013. Vol. 47, № 11. P. 1433–1437.
101. Loffler T., Siebert K.J., Hasegawa N., Hahn T., Roskos H.G. All-Optoelectronic Terahertz Imaging Systems and Examples of Their Application // *Proc. IEEE*. 2007. Vol. 95, № 8. P. 1576–1582.
102. Портной Е.Л., Гаджиев И.М., Губенко А.Е., Соболев М.М., Ковш А.Р., Бакшаев И.О. Поляризационная зависимость сдвига Штарка в поглощении в InGaAs / GaAs лазерных структурах с квантовыми точками // *Письма в ЖТФ*. 2007. Vol. 33, № 16. P. 28–33.
103. Соболев М.М., Гаджиев И.М., Бакшаев И.О., Михрин В.С., Неведомский В.Н., Буяло М.С., Задиранов Ю.М., Портной Е.Л. Поглощение в лазерных структурах со связанными и несвязанными квантовыми точками в электрической поле при комнатной температуре // *ФТП*. 2009. Vol. 43, № 4. P. 512–516.
104. Соболев М.М., Гаджиев И.М., Бакшаев И.О., Неведомский В.Н., Буяло М.С., Задиранов Ю.М., Портной Е.Л. Оптическое поглощение в сверхрешетках квантовых точек InAs / GaAs в электрическом поле при комнатной температуре // *ФТП*. 2011. Vol. 45, № 8. P. 1095–1101.
105. Соболев М.М., Гаджиев И.М., Бакшаев И.О., Неведомский В.Н., Буяло М.С., Задиранов Ю.М., Золотарева Р.В., Портной Е.Л. Поляризационные зависимости электролюминесценции и поглощения вертикально-коррелированных InAs/GaAs-квантовых точек // *ФТП*. 2012. Vol. 46, № 1. P. 96–102.

106. Соболев М.М., Гаджиев И.М., Буяло М.С., Неведомский В.Н., Задиранов Ю.М., Золотарева Р.В., Васильев А.П., Устинов В.М. Влияние толщины прослойки GaAs на квантовое связывание и оптическую поляризацию вертикально-коррелированной 10-слойной системы квантовых точек InAs/GaAs // ФТП. 2014. Vol. 48, № 8. P. 1059–1064.
107. Nikolaev V. V., Averkiev N.S. Relation between size dispersion and line shape in quantum dot ensembles // Appl. Phys. Lett. 2009. Vol. 95, № 26. P. 263107.
108. Гаджиев И.М., Буяло М.С., Бакшаев И.О., Григорьев Р.И., Слипченко С.О., Пихтин Н.А., Лешко А.Ю., Лютецкий А.В., Винокуров Д.А., Тарасов И.С., et al. Особенности синхронизации мод в лазерах с квантовой ямой в широком волноводном слое // Письма в ЖТФ. 2010. Vol. 36, № 22. P. 29–36.
109. Islam M.N., Hillman R.L., Miller D. a B., Chemla D.S., Gossard a. C., English J.H. Electroabsorption in GaAs/AlGaAs coupled quantum well waveguides // Appl. Phys. Lett. 1987. Vol. 50, № 16. P. 1098.
110. Chin M.K. Modeling of InGaAs/InAlAs coupled double quantum wells // J. Appl. Phys. 1994. Vol. 76, № 1. P. 518–523.
111. Yuh P.-F., Wang K.L. Intersubband optical absorption in coupled quantum wells under an applied electric field // Phys. Rev. B. 1988. Vol. 38, № 12. P. 8377–8382.
112. Fox A.M., Miller D.A.B., Livescu G., Cunningham J.E., Jan W.Y. Excitonic effects in coupled quantum wells // Phys. Rev. B. 1991. Vol. 44, № 12. P. 6231–6242.
113. Ryan D.M., Abram R.A., Robbins D.J. Optical properties of asymmetric InGaAs/InP coupled quantum wells // IEE Proc. - Optoelectron. 2000. Vol.

147, № 2. P. 83–88.

114. Le H.Q., Zayhowski J.J., Goodhue W.D. Stark effect in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ coupled quantum wells // *Appl. Phys. Lett.* 1987. Vol. 50, № 21. P. 1518–1520.
115. Debbar N., Hong S., Singh J., Bhattacharya P., Sahai R. Coupled $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$ quantum-well electroabsorption modulators for low-electric-field optical modulation // *J. Appl. Phys.* AIP, 1989. Vol. 65, № 1. P. 383.
116. Oberli D.Y., Shah J., Damen T.C., Tu C.W., Chang T.Y., Miller D.A.B., Henry J.E., Kopf R.F., Sauer N., DiGiovanni A.E. Direct measurement of resonant and nonresonant tunneling times in asymmetric coupled quantum wells // *Phys. Rev. B.* 1989. Vol. 40, № 5. P. 3028–3031.
117. Cheng A., Yu P.K.L., Wieder H.H., Chang W.S.C. Electroabsorption Effects In $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ Symmetric Coupled Double Quantum-wells // *LEOS '90. Conference Proceedings IEEE Lasers and Electro-Optics Society 1990 Annual Meeting.* IEEE, 1990. P. 304–305.
118. Trezza J.A., Larson M.C., Lord S.M., Harris J.S. Low-voltage, low-chirp, absorptively bistable transmission modulators using type-IIA and type-IIB $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}/\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ asymmetric coupled quantum wells // *J. Appl. Phys.* 1993. Vol. 74, № 11. P. 6495.
119. Trezza J.A., Larson M.C., Lord S.M., Harris J.S. Large, low-voltage absorption changes and absorption bistability in $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}/\text{InGaAs}$ asymmetric quantum wells // *J. Appl. Phys.* 1993. Vol. 74, № 3. P. 1972.
120. Liu L.Y., Mendez E.E., Meier H. Tunable coupled-quantum-well laser controlled by an electric field // *Appl. Phys. Lett.* 1992. Vol. 60, № 24. P. 2971–2973.

121. Ogawa M., Mendez E.E.E. Feasibility of room-temperature operation of tunable coupled-quantum-well lasers // *Solid. State. Electron.* 1994. Vol. 37, № 4–6. P. 1315–1319.
122. Le Thomas N., Pelekanos N.T., Hatzopoulos Z. Tunable laser diodes by Stark effect // *Appl. Phys. Lett.* 2003. Vol. 83, № 7. P. 1304.
123. Егоров А.Ю., Гладышев А.Г., Никитина Е.В., Денисов Д.В., Поляков Н.К., Пирогов Е.В., Горбацевич А.А. Двухканальные псевдоморфные НЕМТ-гетероструктуры InGaAs / AlGaAs / GaAs с импульсным легированием // *ФТП.* 2010. Vol. 44, № 7. P. 950–954.
124. Erneux T., Viktorov E.A., Mandel P., Piwonski T., Huyet G., Houlihan J. The fast recovery dynamics of a quantum dot semiconductor optical amplifier // *Appl. Phys. Lett. AIP*, 2009. Vol. 94, № 11. P. 113501.
125. Park G., Shchekin O.B., Huffaker D.L., Deppe D.G. InGaAs quantum dot lasers with sub-milliamp thresholds and ultra-low threshold current density below room temperature // *Electron. Lett.* 2000. Vol. 36, № 15. P. 1283.
126. Debusmann R., Schlereth T.W., Gerhard S., Kaiser W., Hofling S., Forchel A. Gain Studies on Quantum-Dot Lasers With Temperature-Stable Emission Wavelength // *IEEE J. Quantum Electron.* 2008. Vol. 44, № 2. P. 175–181.
127. Ledentsov N.N., Shchukin V.A., Grundmann M., Kirstaedter N., Böhrer J., Schmidt O., Bimberg D., Ustinov V.M., Egorov A.Y., Zhukov A.E., et al. Direct formation of vertically coupled quantum dots in Stranski-Krastanow growth // *Phys. Rev. B.* 1996. Vol. 54, № 12. P. 8743–8750.
128. Ledentsov N.N., Ustinov V.M., Shchukin V.A., Kop'ev P.S., Alferov Z.I., Bimberg D. Quantum dot heterostructures: Fabrication, properties, lasers (Review) // *Semiconductors.* 1998. Vol. 32, № 4. P. 343–365.
129. Sheng W., Leburton J.P. Interband transition distributions in the optical

- spectra of InAs/GaAs self-assembled quantum dots // *Appl. Phys. Lett.* 2002. Vol. 80, № 15. P. 2755–2757.
130. Partoens B., Peeters F. Molecule-Type Phases and Hund's Rule in Vertically Coupled Quantum Dots // *Phys. Rev. Lett.* 2000. Vol. 84, № 19. P. 4433–4436.
 131. Talalaev V.G., Cirilin G.E., Tonkikh A.A., Zakharov N.D., Werner P., Gösele U., Tomm J.W., Elsaesser T. Miniband-related 1.4-1.8 μm luminescence of Ge/Si quantum dot superlattices // *Nanoscale Res. Lett.* 2006. Vol. 1, № 2. P. 137–153.
 132. Соболев М.М., Васильев А.П., Неведомский В.Н. Состояния Ваннье-Штарка в сверхрешетке квантовых точек InAs/GaAs // *ФТП.* 2010. Vol. 44, № 6. P. 790–794.
 133. Chu L., Arzberger M., Böhm G., Abstreiter G. Influence of growth conditions on the photoluminescence of self-assembled InAs/GaAs quantum dots // *J. Appl. Phys.* 1999. Vol. 85, № 4. P. 2355.
 134. Adawi A.M., Zibik E.A., Wilson L.R., Lemaître A., Sheng W.D., Cockburn J.W., Skolnick M.S., Leburton J.P., Hopkinson M., Hill G., et al. Observation of in-plane polarized intersublevel absorption in strongly coupled InGaAs/GaAs self assembled quantum dots // *Phys. status solidi.* 2003. Vol. 238, № 2. P. 341–344.
 135. Saito T., Ebe H., Arakawa Y., Kakitsuka T., Sugawara M. Optical polarization in columnar InAs/GaAs quantum dots: 8-band kp calculations // *Phys. Rev. B. American Physical Society*, 2008. Vol. 77, № 19. P. 195318.
 136. Inoue T., Asada M., Yasuoka N., Kojima O., Kita T., Wada O. Polarization control of electroluminescence from vertically stacked InAs/GaAs quantum dots // *Appl. Phys. Lett.* 2010. Vol. 96, № 21. P. 1–4.

137. Lasher G.J. Analysis of a proposed bistable injection laser // Solid. State. Electron. 1964. Vol. 7, № 10. P. 707–716.