

Федеральное государственное бюджетное образовательное
учреждение высшего образования
«Новосибирский государственный технический университет»

На правах рукописи

Савинов Константин Николаевич

**Многочастотное излучение диодного лазера с внешним резонатором
для возбуждения КПН резонансов в рубидии-87**

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Специальность 1.3.6 – Оптика

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук,
профессор
Дмитриев Александр Капитонович

Новосибирск – 2023

Оглавление

Введение	4
Глава 1. Исследование параметров излучения диодного лазера с внешним резонатором	15
1.1. Описание используемого лазера	15
1.2. Исследование зависимости оптической частоты и мощности лазера от внешних параметров	17
1.3. Измерение ширины линии исследуемого лазера	22
1.4. Выводы к главе 1	26
Глава 2. Спектры излучения диодного лазера с внешним резонатором при модуляции тока инжекции СВЧ сигналами	27
2.1. Физические основы явления КПН при оптическом лазерном возбуждении ...	27
2.2. Схема экспериментальной установки для записи спектров.....	35
2.3. Метод обработки составных спектров с помощью экспериментально записанной формы пропускания ИФП	37
2.4. Исследование спектров излучения диодного лазера при СВЧ модуляции тока инжекции.....	42
2.5. Регистрация КПН резонансов при СВЧ модуляции тока инжекции диодного лазера частотой $f_0/2$	46
2.5. Выводы к главе 2	49
Глава 3. Диодный лазер при ОВЧ модуляции тока инжекции	51
3.1. Физические основы многочастотного возбуждения резонансов КПН	51
3.2. Экспериментальная установка	57
3.3. Исследование спектров излучения диодного лазера при ОВЧ модуляции тока инжекции.....	58
3.4. Управление спектром излучения диодного лазера при ОВЧ модуляции тока инжекции.....	69
3.5. Выводы к главе 3	72
Глава 4. Спектр излучения лазера при совместном действии СВЧ и ОВЧ модуляции тока инжекции	74
4.1. Экспериментальная установка	74

4.2. Исследование спектров излучения лазера при совместном действии СВЧ и ОВЧ модуляции тока инжекции.....	75
4.3. Управление спектром излучения при совместном действии СВЧ и ОВЧ модуляции.....	79
4.4 КПН резонансы при многочастотном оптическом возбуждении диодным лазером с внешним резонатором.....	87
4.5. Выводы к главе 4	94
Заключение.....	95
Список сокращений и условных обозначений.....	97
Список работ, опубликованных по теме диссертации.....	98
Список литературы.....	103

Введение

Эффекты возникновения интерференции двух основных состояний с общим возбужденным уровнем с помощью двух когерентных излучений на частотах, совпадающих с двумя разрешенными оптическими переходами, при наблюдении флуоресценции приводят к возникновению провала, когда разность частот между световыми волнами равна частоте часового перехода. Это явление, теоретически предсказанное в [1], легло в основу исследований по когерентному пленению населенностей (КПН) [2, 3], впервые наблюдавшемуся в ячейке с атомами натрия. Описанный эффект получил применение в магнитометрии, в экспериментах по электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП), для охлаждения атомов и в прецизионной спектроскопии [4, 5]. Однако основным применением КПН резонансов стало их использование в качестве реперов для стандартов частоты [6-8], работы по повышению стабильности которых проводятся непрерывно с момента создания первых мазеров и лазеров [9].

Перспективными в настоящее время являются рубидиевые часы, в которых КПН резонанс наблюдается при переходе между сверхтонкими подуровнями основного состояния изотопа рубидия-87 [10, 11]. Переход от ламповой оптической накачки к лазерной позволил существенно уменьшить габариты и энергопотребление разрабатываемых устройств, а также снизить их себестоимость при массовом производстве. Рубидиевые часы активно используются на базовых станциях мобильной связи, поскольку входящие и исходящие сигналы, полученные и передаваемые на персональные телефоны пользователей сети, должны быть с высокой точностью синхронизированы. В связи с тем, что в рамках одной сотовой сети может наблюдаться огромное число потребителей, наиболее важным параметром, отличающим абонентов друг от друга, будет являться синхронизация сигнала. Подобные квантовые стандарты используются в коммерческой навигации, где критически важными являются малые габариты и низкая себестоимость, для внутренней синхронизации в случае

слабого или недоступного сигнала от различных навигационных систем (ГЛОНАСС, GPS). Также рубидиевые стандарты могут применяться в радиовещании, аналоговой и цифровой передаче телевизионного сигнала, военных системах слежения, передачи и наведения.

В атоме изотопа рубидия-87 внешняя незаполненная орбиталь имеет всего один электрон, а квантовые числа ядерного спина и полного углового момента равны, соответственно, $I=3/2$ и $J=1/2$. В этом случае сложение двух представленных угловых моментов приводит к расщеплению еще на два сверхтонких подуровня с квантовыми числами полного момента $F=2$ и $F=1$. При наличии внешнего магнитного поля сверхтонкие компоненты основного состояния изотопа рубидия расщепляются на магнитные подуровни (эффект Зеемана) с соответствующими магнитными квантовыми числами: $-1 \leq m_F \leq +1$ для $F = 1$ и $-2 \leq m_F \leq +2$ для $F = 2$.

Как было теоретически рассчитано и экспериментально показано [12], резонанс КПН на сверхтонком переходе $5S_{1/2}(F=2) - 5S_{1/2}(F=1)$ основного состояния D_1 линии рубидия-85 на длине волны 795 нм обладает существенно меньшей шириной и обеспечивает примерно в 10 раз более высокую интенсивность по сравнению с использованием линии D_2 (780 нм), что связано с некоторыми различиями в зеемановской структуре магнитных подуровней m_F возбужденного P -состояния.

Для возбуждения резонанса КПН необходимо два когерентных световых поля, попадающие в линию поглощения, и с разностью частот, равной частоте часового перехода (в случае рубидия-87 это $f_0=6834682611$ Гц). В современных стандартах частоты в качестве источника возбуждения преимущественно выступает один лазер, в спектре которого создаются необходимые компоненты [8, 13, 14]. В случае попадания спектральных составляющих излучения лазерного диода в соответствующие линии оптического поглощения, частотный интервал между которыми равен частоте часового перехода изотопа рубидия-87, а также наличие системы автоподстройки частоты позволяет стабилизировать по КПН

резонансу частоту сверхвысокочастотного (СВЧ) генератора [7, 8], представляя эту часть устройства в качестве стандарта частоты радиодиапазона. Одним из недостатков подобных КПН часов является необходимость в стабилизации частоты лазера. Широко распространенным методом подстройки оптической частоты является синхронное детектирование первой гармоники модуляции оптической мощности излучения, прошедшего через ячейку [7]. Также известна схема, при которой оптическая частота подстраивается по сигналу поглощения от двух компонент с различными круговыми поляризациями в слабом магнитном поле (DAVLL) [8, 15]. При наличии в схеме дополнительной ячейки без буферного газа возможна стабилизация оптической частоты по центру узкого нелинейного резонанса насыщенного поглощения на доплеровской уширенной линии поглощения при детектировании первой гармоники сканирующего сигнала [13].

В настоящее время для возбуждения КПН резонансов в рубидиевых часах широко используются поверхностно-излучающие лазеры с вертикальным резонатором (VCSEL), миниатюрные размеры которых позволяют не только снизить уровень энергопотребления, но и дают возможность для эффективной СВЧ модуляции тока инжекции в широком диапазоне частот, в том числе и на частоте часового перехода [11, 16, 17]. Механизмы управления спектром VCSEL широко исследованы, что позволяет получать различные отношения амплитуд боковых спектральных компонент, осуществляющих возбуждение КПН резонанса [18, 19]. Однако, несмотря на работы по подстройке оптической частоты излучения на центр линии поглощения [8, 20], ширина спектра подобных лазеров порядка 50 МГц [21], т.е. отношение ширины линии к оптической частоте порядка 10^{-7} , что не позволяет создать на их основе оптический стандарт частоты. Также существует возможность привязки двух VCSEL, задающего и ведомого [22, 23]. В этом случае возможна модуляция только одного лазера, тогда как излучение второго остается немодулированным. Недостатком этой схемы является увеличение стоимости и усложнение оптической схемы устройства.

Для создания оптического стандарта на основе КПН резонанса было предложено использование фемтосекундного лазера (ФСЛ) с самосинхронизацией мод, частота повторения импульсов которого напрямую может быть привязана к сверхтонкому переходу $5S_{1/2}F_2-5S_{1/2}F_1$ ($f_0 \approx 6,835$ ГГц) основного состояния D_1 линии рубидия-87 на $\lambda=795$ нм [24]. Однако, поскольку вклад в образование КПН резонанса вносят только те частоты, которые попадают в спектр оптических переходов, отношение сигнал/шум при наблюдении резонанса с оптическим возбуждением ФСЛ будет чрезвычайно низким, чем, по-видимому, объясняется отсутствие данных об успешных экспериментах в этом направлении.

Диодные лазеры с внешним резонатором (ДЛВР) обладают существенно меньшей шириной линии (порядка 60 кГц) [25], что позволит использовать их для создания комбинированного стандарта частоты, стабилизированного одновременно в оптическом и СВЧ диапазоне. Возможность создания стандарта частоты СВЧ диапазона при возбуждении КПН резонансов подобным лазером при внешней электрооптической модуляции была продемонстрирована в работе [13]. Вместе с тем узкая линия ДЛВР позволяет проводить прецизионные интерферометрические измерения.

В работе [26] приводятся результаты экспериментов по наблюдению ЭИП в невырожденной четырехуровневой N-схеме на D_2 -линии рубидия-87 при модуляции тока инжекции ДЛВР на частоте сверхтонкого расщепления возбужденного состояния $5P_{3/2}$ (≈ 150 МГц). В этом случае наблюдались дополнительные провалы, отстроенные на частоту СВЧ модуляции.

Для подстройки оптической частоты ДЛВР возможно сканирование длины резонатора гармоническим сигналом, подаваемым на пьезокерамический преобразователь, располагающийся на дифракционной решетке [27]. Отношение ширины линии к частоте порядка 10^{-10} , что позволяет осуществить достаточную стабилизацию.

Исследования режимов модуляции полупроводниковых лазеров ведутся уже несколько десятилетий, в первую очередь с целью использования излучения для передачи информации [28]. На первых этапах основной задачей являлось расширение диапазона частот модуляции до нескольких десятков гигагерц для уплотнения каналов, передающихся по волоконно-оптической линии связи [29]. Для этого необходимо было преодолеть ограничения, возникающие из-за наличия паразитных элементов в эквивалентной электрической цепи полупроводникового лазера [30]. Со стороны низких частот диапазон эффективной модуляции ограничивается только тепловыми эффектами, верхние границы которых не превышают 10-100 кГц [31].

Однако механизмы управления спектром модулированного излучения ДЛВР мало исследованы. В работе [27] приводятся спектры в пределах одной моды при модуляции тока инжекции ДЛВР частотами до 100 МГц. В этом случае наблюдается серия ОВЧ компонент, согласующихся с теоретическими вычислениями с помощью функции Бесселя. В работе [32] приводятся результаты исследований спектра излучения ДЛВР при СВЧ модуляции тока инжекции. Обнаружено, что для различных длин резонатора существует две частоты, на которых достигается локальный максимум амплитуды боковых спектральных компонент.

В представленной диссертации исследованы методы модуляции тока инжекции диодного лазера с внешним резонатором. Ожидается, что использование данного типа лазеров позволит создать комбинированный стандарт частоты оптического и СВЧ диапазонов с одним источником излучения. Также рассмотрен широко распространенный метод СВЧ модуляции с частотой, равной половине от часовой, когда вклад в возбуждение дают первые боковые компоненты спектра. Для эффективной СВЧ модуляции необходимо совпадение частоты с межмодовым интервалом лазера [33], что легко реализуется для ДЛВР с длиной резонатора около 44 мм. Также рассмотрены два принципиально новых метода оптического возбуждения КПН резонансов излучением диодного лазера.

Первый заключается в модуляции инжекционного тока очень высокими частотами (ОВЧ, 30-300 МГц), при которой был получен режим генерации с равными по амплитуде боковыми полосами, отстоящими друг от друга на величину, вблизи частоты часового перехода атома рубидия. Экспериментально продемонстрировано, что на каждой из боковых полос наблюдается по несколько компонент, разделенных на частоту ОВЧ модуляции («тонкая структура»), что позволяет реализовать «многочастотное возбуждение» резонансов КПН, когда вклад в резонанс будут давать сразу несколько пар компонент. Второй метод возбуждения резонансов КПН заключается в одновременной СВЧ и ОВЧ модуляции инжекционного тока. В этом случае также удалось достичь равенства амплитуд боковых полос спектра и зарегистрировать разрешенную структуру из ОВЧ компонент, что является необходимым условием реализации многочастотного возбуждения резонансов КПН.

Целью диссертационной работы является разработка методов управления спектром излучения диодного лазера с внешним резонатором для возбуждения резонансов когерентного пленения населенности в рубидии-87.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи**:

- разработка и создание экспериментальной установки для исследования спектров излучения при модуляции тока инжекции диодного лазера с внешним резонатором;
- измерение амплитуд спектральных компонент при СВЧ модуляции тока инжекции диодного лазера;
- реализация многочастотного спектра излучения при ОВЧ модуляции и совместном действии СВЧ и ОВЧ модуляции тока инжекции диодного лазера;
- исследование влияния параметров модуляции на управление спектром излучения диодного лазера;

- регистрация резонансов КПН при СВЧ модуляции и совместном действии СВЧ и ОВЧ модуляции тока инжекции диодного лазера с внешним резонатором.

Научная новизна

- установлено, что при ОВЧ модуляции тока инжекции диодного лазера с внешним резонатором на соседних модах возникают структуры компонент; положение выделенной компоненты определяется частотой соседней моды лазера;

- установлено, что при совместном действии СВЧ и ОВЧ модуляции тока инжекции диодного лазера с внешним резонатором частотный интервал между соответствующими компонентами структур на боковых полосах спектра определяется частотой СВЧ модуляции;

- зарегистрирована серия резонансов КПН при многочастотном возбуждении несколькими парами спектральных компонент диодного лазера с внешним резонатором.

Практическая значимость

- продемонстрировано, что использование экспериментально записанной функции пропускания интерферометра Фабри-Перо позволяет повысить точность обработки спектров, состоящих из нескольких компонент;

- экспериментально показано, что увеличение тока инжекции диодного лазера приводит к сглаживанию зависимости амплитуд боковых компонент спектра от частоты СВЧ модуляции;

- показано, что использование комбинированной СВЧ и ОВЧ модуляции позволяет управлять отношением амплитуд боковых полос спектра, что может привести к уменьшению световых сдвигов.

Защищаемые положения

1. ОВЧ модуляция тока инжекции диодного лазера приводит к возникновению многочастотного спектра вблизи соседних мод внешнего резонатора.

2. Совместное действие СВЧ и ОВЧ модуляции тока инжекции приводит к возникновению на боковых полосах спектра структуры компонент, разделенных на частоту ОВЧ модуляции. Положение выделенной компоненты структуры относительно несущей определяется частотой СВЧ модуляции.

3. При прохождении излучения диодного лазера с внешним резонатором, ток инжекции которого модулируется СВЧ и ОВЧ сигналами, через ячейку с рубидием-87 на частотах модуляции $(f_0/2 \pm n f_{ОВЧ}/2)$ формируется серия резонансов КПН, каждый из которых образован одновременно несколькими парами оптических частот, разнесенных на частоту часового перехода.

Личный вклад

Экспериментальная установка разработана коллективом лаборатории при непосредственном участии автора. Все экспериментальные результаты, представленные в работе, получены самим автором, либо при его непосредственном участии. Подготовка публикаций проводилась совместно с другими соавторами, при этом вклад диссертанта был определяющим. Постановка целей и задач, а также анализ полученных экспериментальных результатов осуществлялась совместно с научным руководителем.

Публикации

Основные результаты диссертации содержатся в 24 работах. Из них работ, опубликованных согласно перечню российских рецензируемых научных журналов, в которых должны быть опубликованы основные научные результаты диссертаций на соискание ученых степеней доктора и кандидата наук (перечень ВАК РФ) – 7, опубликованных в научных журналах, индексируемых базами Scopus

и/или Web of Science – 2, в сборниках тезисов докладов международных конференций – 12, из которых 6 индексируются базами Scopus и/или Web of Science. Также диссертантом получен 1 патент на изобретение.

Апробация

Основные результаты докладывались на Всероссийской научной конференции студентов-физиков и молодых ученых (ВНКСФ) 2019, Севастополь; а также ряде международных конференций:

- Актуальные проблемы электронного приборостроения (АПЭП) 2016, 2018, 2021, Новосибирск;

- Modern Problem of Laser Physics (MPLP) 2016, 2018, 2021, Новосибирск;

- Научные тенденции: Вопросы точных и технических наук 2017, Санкт-Петербург;

- Симпозиум Метрология времени и пространства 2021, Менделеево, Московская область;

- International Conference of Laser Optics (ICLO) 2018, Санкт-Петербург;

- International Conference of Young Professionals in Electron Devices and Materials (EDM) 2022, Эрлагол, Республика Алтай.

Объем и структура

Диссертация изложена на 115 страницах, включая список цитируемой литературы (73 наименования), содержит 56 рисунков.

Во **введении** содержится общая характеристика работы, обзор литературных данных по теме исследования, сведения об актуальности темы исследования, научная новизна, цели и задачи исследования, основные положения, выносимые на защиту.

Первая глава посвящена исследованию характеристик излучения используемого диодного лазера с внешним резонатором. Приведены зависимости длины волны от тока инжекции и напряжения на пьезокерамике внешнего резонатора. На основании полученных данных сформулированы способы грубой и плавной перестройки оптической частоты излучения. Также описаны измерения ширины линии и оценена спектральная ширина излучения. Экспериментально получена зависимость мощности излучения исследуемого лазера от тока инжекции и определено пороговое значение тока.

Во **второй главе** описываются физические принципы регистрации КПН резонансов при СВЧ модуляции излучения возбуждения. Также рассматриваются методы оптического возбуждения резонансов КПН с помощью различных типов лазеров, таких как VCSEL и ДЛВР. Здесь же приведены исследования зависимости амплитуд спектральных компонент диодного лазера от частоты СВЧ модуляции при различных токах инжекции. Экспериментально полученная зависимость имеет явные скачки амплитуды, причем их размах обратно пропорционален току инжекции. Также разработан и описан принципиально новый метод обработки составных спектров излучения лазера с помощью экспериментально записанной формы пропускания сканирующего интерферометра Фабри-Перо.

В **третьей главе** описывается метод формирования многочастотного спектра с помощью СВЧ модуляции тока инжекции, с частотой, являющейся субгармонической от частоты часового перехода. На основе функций Бесселя приведена модель формирования многочастотной структуры в спектре излучения диодного лазера с внешним резонатором. С помощью сканирующего интерферометра Фабри-Перо записаны огибающие спектра в широком диапазоне частот. Продемонстрировано, что при определенном наборе параметров модуляции возможно достижение равных по амплитуде боковых полос. Также с помощью гетеродинного лазера была записана тонкая структура на различных спектральных полосах исследуемого лазера. Обнаружено, что изменение частоты

ОВЧ модуляции не приводит к сдвигу тонкой структуры на боковых полосах спектра, а значит управление положением структуры возможно только за счет изменения длины внешнего резонатора лазера.

Четвертая глава посвящена исследованию спектров излучения диодного лазера при совместном действии СВЧ и ОВЧ модуляции тока инжекции. Экспериментально продемонстрировано, что использование двух типов модуляции позволяет достичь равных по амплитуде боковых полос, аналогично случаю ОВЧ модуляции. Установлено, что в этом случае управление положением тонкой структуры на боковых полосах осуществляется изменением частоты СВЧ модуляции, что существенно упрощает возможность возбуждения резонансов КПН. Также обнаружено, что изменение амплитуды ОВЧ модуляции приводит к некоторому сдвигу оптической частоты излучения, что необходимо учитывать при возбуждении резонансов КПН. Отдельно отмечается возможность управления в широком диапазоне амплитудой боковых спектральных полос при изменении амплитуды ОВЧ модуляции. В завершении главы приводятся результаты по регистрации резонансов КПН при многочастотном оптическом возбуждении, когда вклад в резонанс вносят одновременно несколько пар спектральных компонент. Справедливость механизма многочастотного возбуждения подтверждена наличием боковых резонансов, отстоящих от центрального на половину частоты ОВЧ модуляции.

В **заключении** приведены основные результаты и выводы диссертационной работы.

Глава 1. Исследование параметров излучения диодного лазера с внешним резонатором

В работе использовался полупроводниковый лазер ECDL-7940RF (S/N 061332) специально произведенный компанией VitaWave [34]. В данной главе будет приведено описание устройства лазера, а также приведены экспериментально полученные значения параметров излучения, таких как мощность, оптическая частота (и ее зависимость от тока и длины резонатора), ширина линии, пороговый ток.

1.1. Описание используемого лазера

На рисунке 1 представлена оптическая схема исследуемого диодного лазера.

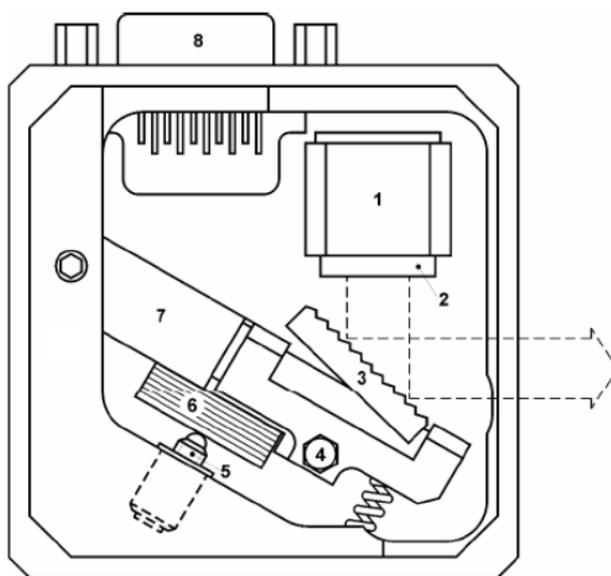


Рисунок 1 – Оптическая схема диодного лазера с внешним резонатором: 1 – лазерный диод, 2 – коллимирующий объектив, 3 – дифракционная решетка, 4 – вертикальный фиксирующий винт, 5 – юстировочный винт, 6 – пьезокерамический преобразователь, 7 – подвижный рычаг, 8 – разъем DHS-15F.

Оптический резонатор ДЛВР формируется задней гранью лазерного диода $\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{As}$ (1), имеющей коэффициент отражения порядка 90-95%, и дифракционной решеткой (3) с частотой 1800 штрихов/мм, установленной по так называемой схеме Литтрова, преимущество которой заключается в простоте использования, поскольку требуется только один элемент внешнего резонатора [35]. Длина резонатора устанавливалась производителем равной примерно 44 мм, что соответствует межмодовому интервалу вблизи $f_0/2$. На ближнюю к внешнему резонатору сторону лазерного диода нанесено просветляющее покрытие. Решетка закреплена на горизонтальном валу (7), положение которого определяет требуемое направление выходного излучения. Пьезокерамический преобразователь (6), толкающий рычаг с дифракционной решеткой, изменяет одновременно угол падения луча на решетку и длину резонатора. Это позволяет расширить диапазон непрерывной перестройки длины волны излучения, без «перескока» на соседнюю моду. Подстроечный прецизионный винт (5) обеспечивает грубую перестройку длины волны вблизи 795 нм. Внешний вид лазерной головки представлен на рисунке 2.



Рисунок 2 – Внешний вид оптической головки диодного лазера.

Корпус лазерной головки является каркасом всех оптических и механических элементов. Используемый лазер имеет пластиковую крышку (отсутствует на рисунке), которая защищает элементы резонатора от внешних загрязнений и различных возмущений.

1.2. Исследование зависимости оптической частоты и мощности лазера от внешних параметров

Настройка частоты излучения ДЛВР возможна за счет изменения тока инжекции или напряжения на ПК, приводящего к изменению длины внешнего резонатора.

Первоначально значения длины волны измерялись с помощью спектрометра LSA Angstrom, однако разрешение данного прибора порядка 10^{-3} нм, что не позволяет с достаточной точностью говорить об изменении длины волны. В результате полученные данные были записаны с помощью сканирующего интерферометра Фабри-Перо с областью свободной дисперсии порядка 20 ГГц, который был образован двумя плоскими зеркалами с пропусканием для входного 5% и выходного 40% соответственно. Ширина полосы пропускания около 1 ГГц, что являлось приемлемым для работы со спектрами излучения, модулированного частотами вблизи $f_0/2$. Разрешающая способность была ограничена в первую очередь рассогласованием фазовых фронтов лазера и кривизны зеркал.

Перед началом исследований зависимостей оптической частоты от различных параметров был произведён вспомогательный эксперимент, необходимый для учёта нелинейности в расширении пьезокерамики. Для этого была произведена запись спектров СВЧ-модулированного сигнала в четырёх положениях по фронту пилообразного сигнала. Частота СВЧ-модуляции была известна и равнялась 3,5 ГГц. Зная для вершин боковых компонент разницу напряжений сканирующего сигнала, была получена разность частот между

соседними точками цифровой записи спектра, названная «элементарная девиация частоты». Результат описанных выше измерений приведён на рисунке 3.

Видно, что в зависимости от положения сигнала по фронту «пилы» меняется элементарная девиация частоты, т.е. на осциллографе масштаб 1 В содержит не одинаковое значение частоты в МГц. В этом и заключается нелинейность пьезокерамики. В дальнейшем, в целях минимизации этого эффекта нелинейности записи спектров производились при положении спектра в центре пилообразного сигнала.

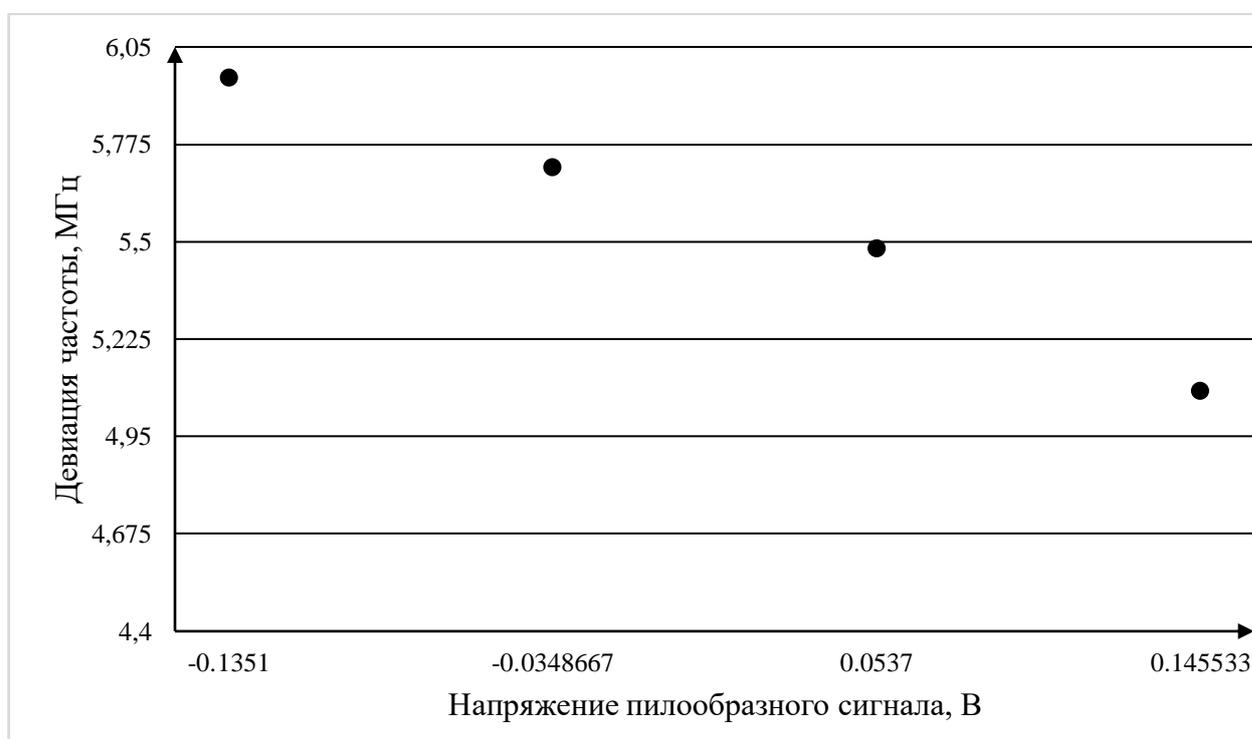


Рисунок 3 – Зависимость минимальной девиации частоты от положения по фронту пилообразного сигнала.

Измерения длины волны в зависимости от силы тока инжекции проводились как в прямом направлении (увеличивая ток), так и в обратном (уменьшая ток), для учёта эффекта гистерезиса полупроводниковой структуры. Сила тока питания изменялась в диапазоне от 50 мА до 70 мА с шагом по 0,5 мА. Графики описанных зависимостей приведены на рисунке 4. Поскольку в

эксперименте необходимо было определить характер изменения частоты, а не ее абсолютные значения, нулевая частота была выбрана произвольно.

Отчётливо виден ступенчатый характер изменения частоты в зависимости от тока, обусловленный «перескоком» генерации на соседнюю моду внешнего резонатора лазера. Также видно несовпадение значений частоты на одной и той же длине волны при уменьшении и увеличении тока. Из этой зависимости можно определить величину межмодового перескока в длинах волн, и диапазон плавной перестройки длины волны. Длина волны является более предпочтительным параметром описания излучения лазера ввиду исторически устоявшейся терминологии.

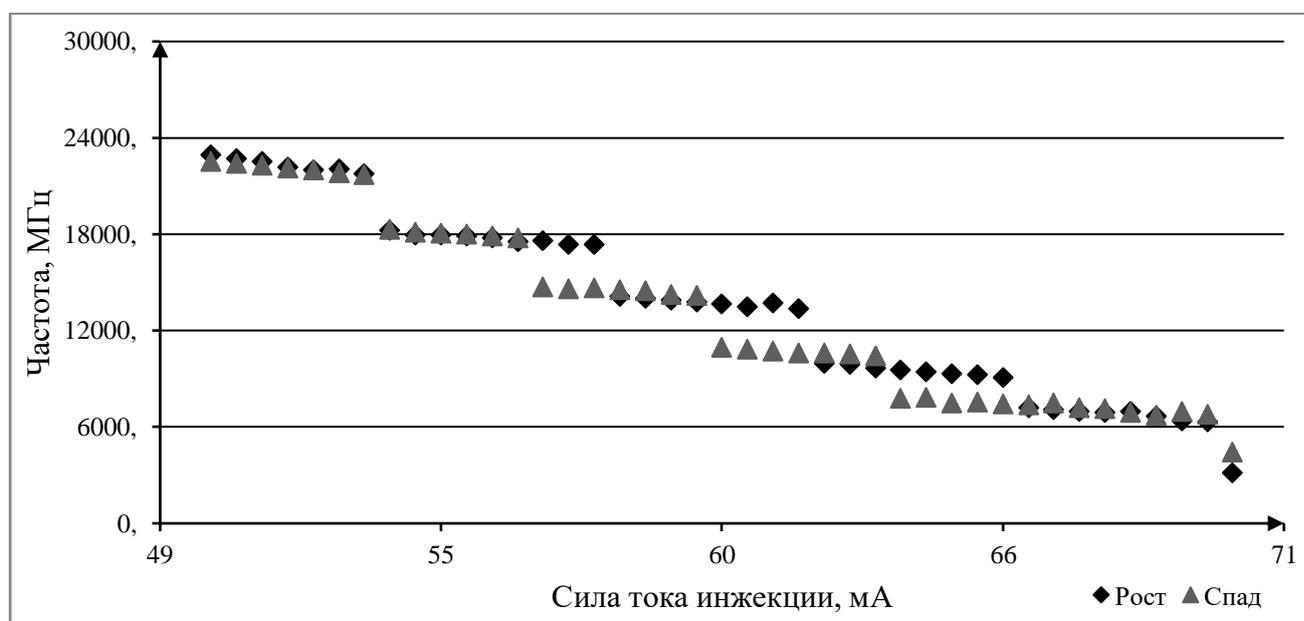


Рисунок 4 – Зависимость частоты излучения полупроводникового лазера от силы тока инжекции.

В среднем, величина скачка по частоте составляет $\Delta\nu = 3,20$ ГГц. Тогда, исходя из известного соотношения длины волны и частоты,

$$\lambda_1 - \lambda_2 = \Delta\lambda = \frac{\lambda_1\lambda_2\Delta\nu}{c}, \quad (1)$$

где λ_1, λ_2 – длины волн, соответствующие излучению на соседних модах; c – скорость света.

Поскольку длины волн меняются слабо, то можно произвести замену:

$$\lambda_1 \lambda_2 \approx \lambda^2, \quad (2)$$

где $\lambda = 0,795$ мкм – центральная длина волны излучения, соответствующая D₁ линии Rb-87.

Значение скачка в длинах волн $\Delta\lambda \approx 0,006$ нм. Учитывая, что для возбуждения резонансов в ячейке с рубидием необходима длина волны 794,98 нм, настроенная с точностью до сотых долей нанометра, такой скачок может оказывать влияние на результаты экспериментов и должен быть учтён.

Также можно найти интервал непрерывной перестройки волны, эквивалентный плавному изменению частоты на «полке» $\Delta\nu = 0,54$ ГГц. Руководствуясь теми же рассуждениями, значение равно $\Delta\lambda \approx 0,001$ нм = 1 пм. Такая разница уже не является критической, однако этот результат позволяет производить практически непрерывную перестройку длины волны лазера в интервале значений тока инжекции от 2,5 до 4 мА.

Дальнейшее увеличение тока инжекции в нашей установке невозможно, однако по литературным данным [32, 36] будет наблюдаться существенный скачок оптической частоты, связанный с перескоком на другую моду резонатора, образованного гранями лазерного диода.

Также были получены зависимости длины волны излучения лазера при увеличении и уменьшении напряжения на пьезокерамике, изменяющей длину внешнего резонатора лазера (рисунок 5).

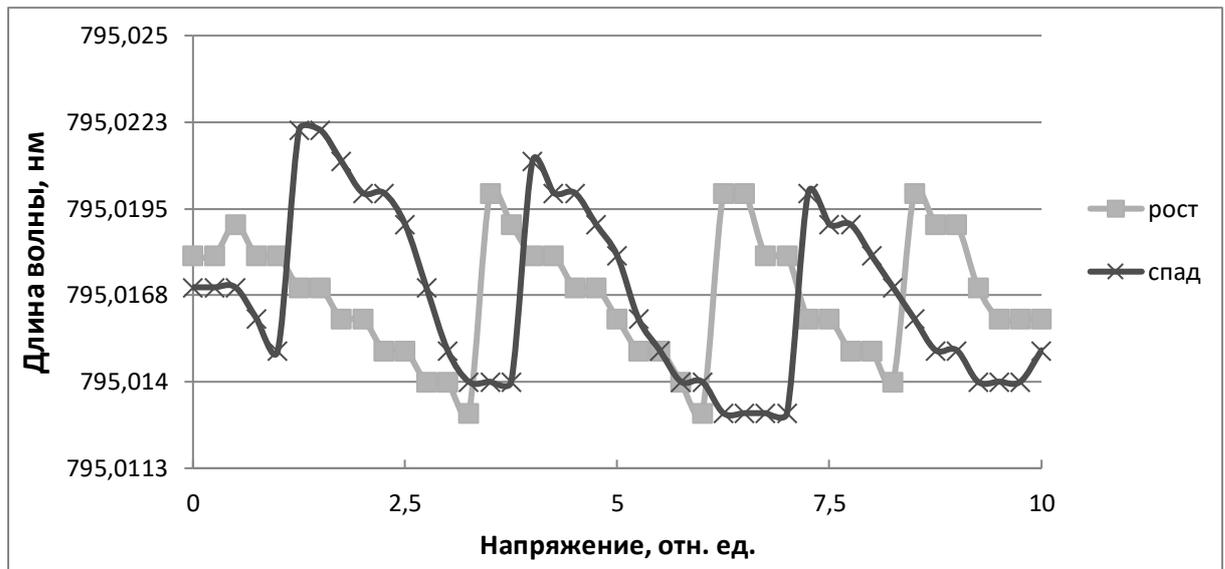


Рисунок 5 – Зависимость длины волны при увеличении и уменьшении напряжения на пьезокерамике.

Зависимость представляет собой серию линейно убывающих последовательностей, равномерно заполняющими величину, близких к межмодовому интервалу (от 2,6 ГГц при высоких напряжениях до 3,9 ГГц при низких). Наблюдаемые перескоки между участками на всём диапазоне напряжений несколько меньше межмодового интервала (2,6-3,3 ГГц). Также наблюдается гистерезис, равный примерно половине линейного участка. Аналогичная ситуация наблюдается при других токах инжекции. В результате проведенных исследований можно сделать заключение, что для примерной настройки длины волны излучения необходима установка определенного значения тока инжекции, а для более точной настройки – изменение напряжения на пьезокерамике.

На следующем этапе была построена зависимость мощности излучения от тока инжекции (рисунок 6).

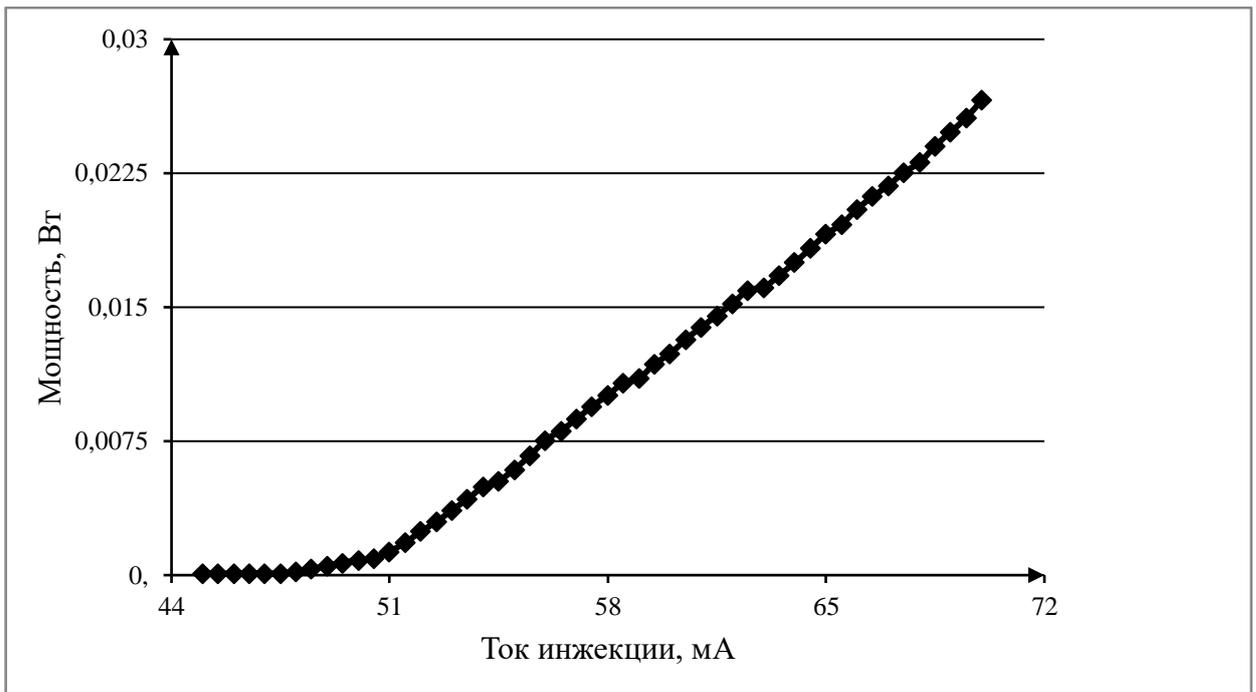


Рисунок 6 – Зависимость мощности излучения исследуемого лазера от тока инжекции.

Некоторое значение спонтанного излучения наблюдается при токах ниже 50 мА. При дальнейшем увеличении значения тока инжекции мощность излучения возрастает практически линейно, наклон в этом случае составляет примерно 1 мВт/мА. Линейная аппроксимация наклонного участка зависимости до пересечения с осью абсцисс позволяет определить значение порогового тока, в нашем случае это 50 мА.

1.3. Измерение ширины линии исследуемого лазера

Для определения ширины спектральной линии используемого в работе ДЛВР осуществлялась запись биений исследуемого лазера с аналогичным гетеродинным [37]. Данные записывались с помощью фотоприемника с полосой пропускания около 20 МГц.

Пример зарегистрированных биений приведен на рисунках 7 и 8.

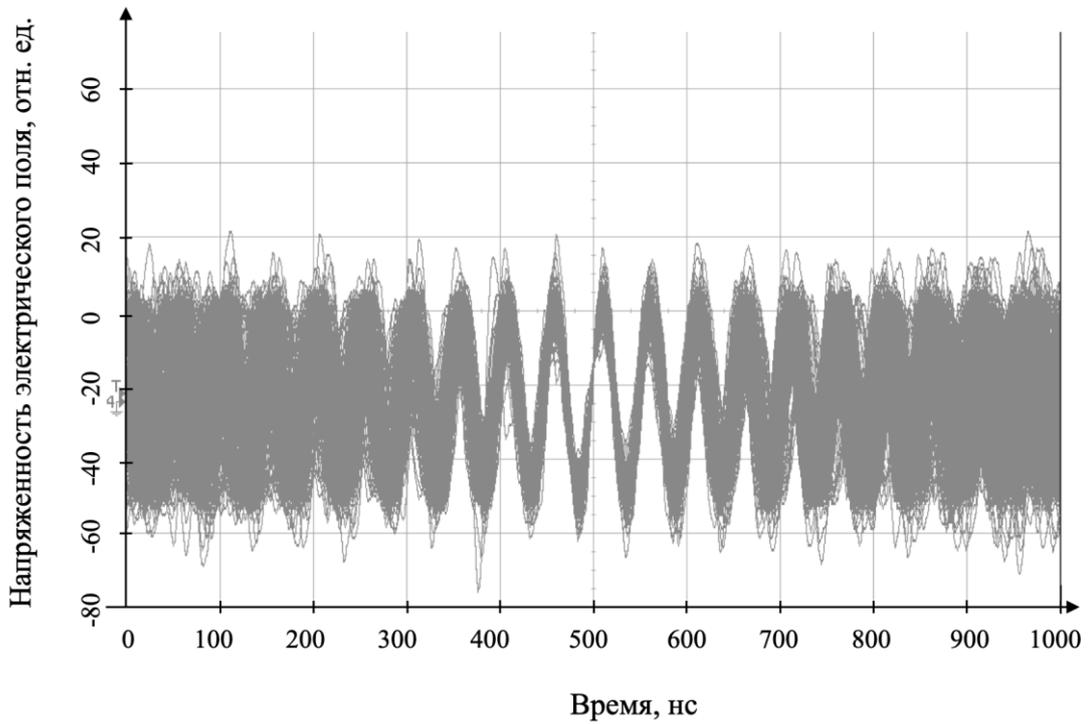


Рисунок 7 – Накопленный сигнал биения двух идентичных диодных лазеров без усреднения.

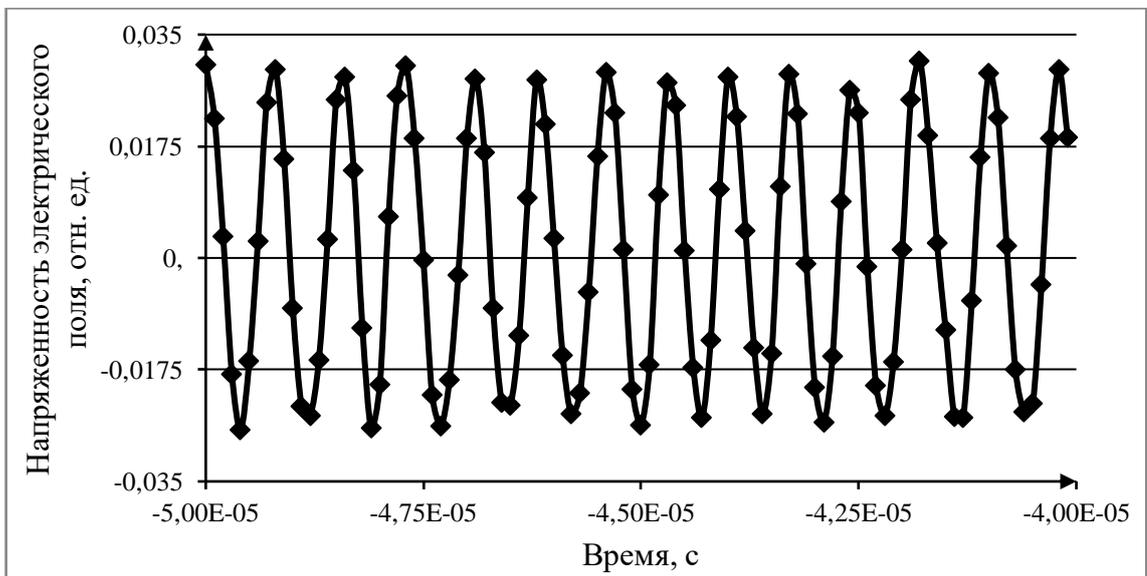


Рисунок 8 – Пример одиночного сигнала биений двух идентичных диодных лазеров.

Оптическая частота гетеродинного лазера с помощью изменения напряжения на пьезокерамике отстраивалась на величину порядка 20 МГц от исследуемого. Для зарегистрированного фотоприемником сигнала выполнялось преобразование Фурье (ПФ), позволяющее впоследствии оценить ширину линии лазеров (рисунок 9).

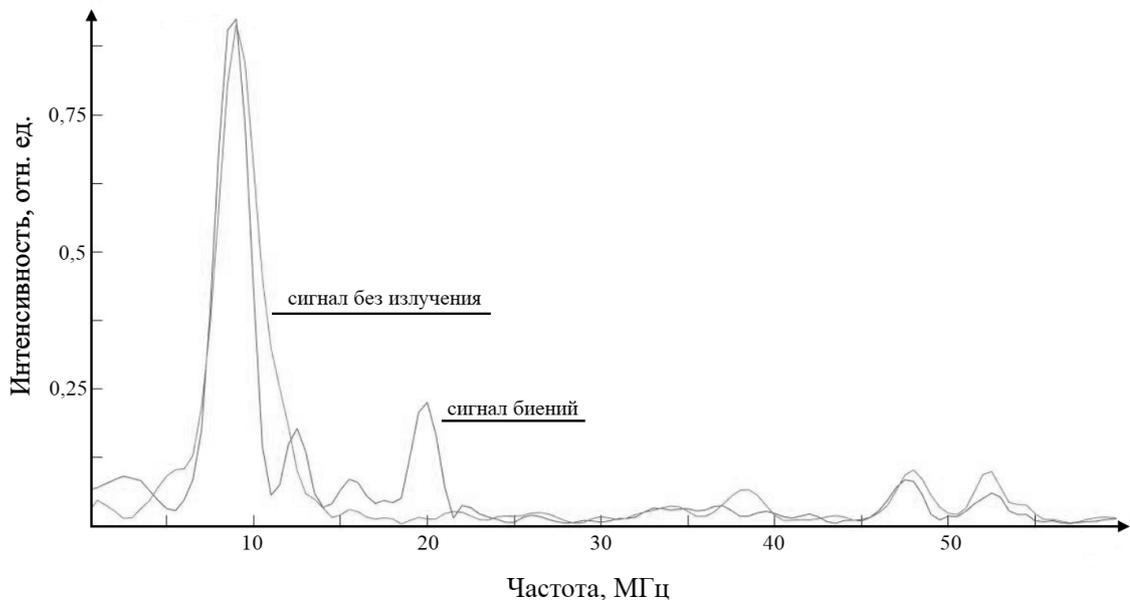


Рисунок 9 – Фурье-образ сигнала биений двух диодных лазеров и сигнал с фотоприемника в отсутствие излучения.

При выполнении ПФ и линейаризации шкалы (переходу от децибел к вольтам) было обнаружено, что на частоте 10 МГц имеется спектральная компонента, наблюдаемая как в отсутствие излучения, так и в его присутствии. Наблюдаемый эффект позволяет сделать вывод, что эта компонента создается исключительно фотоприемником и является по сути наводкой. Именно поэтому «полезная» компонента биений предварительно отстраивалась от частоты возбуждения фотоприемника, после чего оценивалась ее ширина. При изменении времени записи биений было обнаружено существенное изменение ширины спектральной компоненты, соответствующей наблюдаемым биениям двух лазеров (рисунок 10).

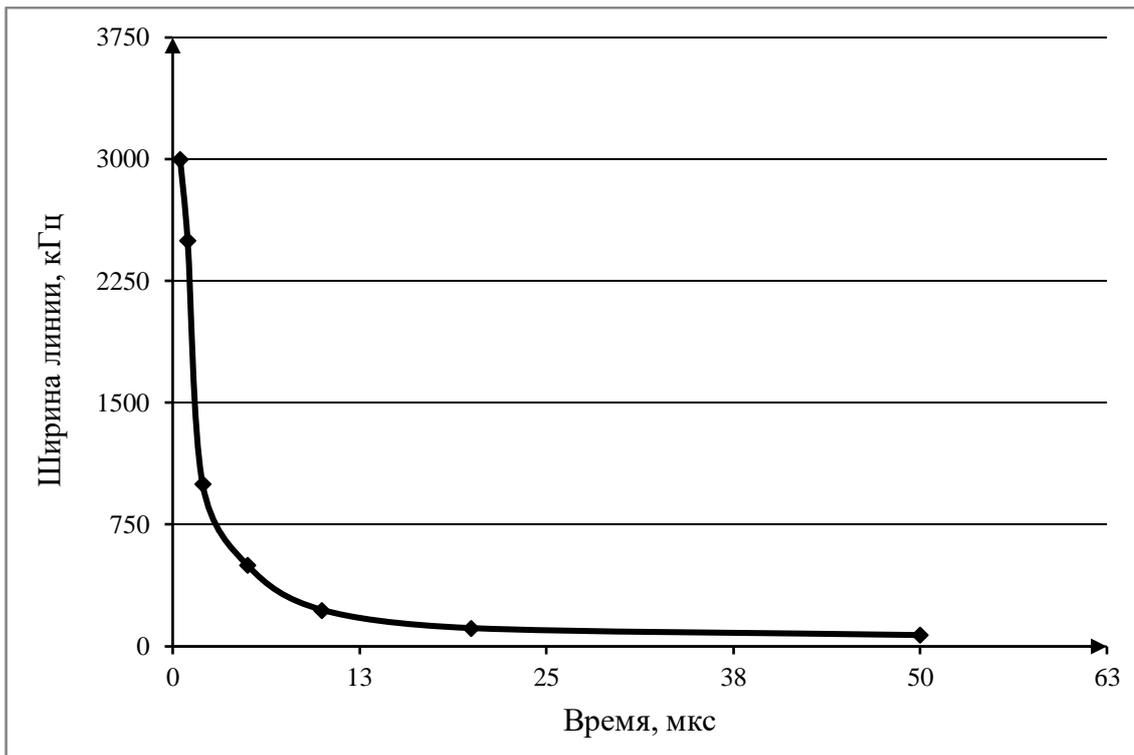


Рисунок 10 – Зависимость ширины линии исследуемого лазера от времени записи сигнала биений.

При увеличении времени записи увеличивается разрешающая способность выполняемых ПФ, что позволяет более точно определить ширину Фурье-образа зарегистрированных биений. Шаг дискретизации ПФ связан со временем записи известной формулой:

$$\delta\nu = \frac{1}{2\tau}, \quad (3)$$

где τ – время записи сигнала.

На рисунке 10 отчетливо видно, что график зависимости ширины линии при увеличении времени записи биений стремится к фиксированному значению, равному примерно 70 кГц. При максимально возможном для нашей установки времени записи биений (50 мкс) шаг дискретизации равен 10 кГц, т.е. значительно ниже зарегистрированной ширины, что позволяет вывод о том, что измеренная ширина спектральной компоненты является истинной и при ее измерении не

вносится существенных аппаратных искажений. Измерение ширины спектральной компоненты биений $\Delta\nu$ двух идентичных по структуре диодных лазеров с примерно равной шириной линии излучения будет обозначать, что полоса каждого из них примерно равна $\Delta\nu/\sqrt{2}$, что в нашем случае составляет величину ≈ 50 кГц.

1.4. Выводы к главе 1

В ходе предварительных исследований параметров излучения диодного лазера с внешним резонатором установлены зависимости оптической частоты от тока инжекции и длины резонатора. При изменении тока инжекции обнаружены области непрерывной перестройки частоты, шириной 2,5-4 мА, а также скачок частоты на межмодовый интервал (около 3,4 ГГц). При изменении длины резонатора с помощью напряжения на пьезокерамике внешнего зеркала резонатора установлено, что частота меняется с меньшим шагом, чем при изменении тока инжекции. Периодически частота совершает скачок на интервал несколько меньше межмодового (2,6-3,3 ГГц). Также описаны измерения ширины линии с помощью преобразования Фурье для сигнала биений с гетеродинным лазером. В результате спектральная ширина излучения исследуемого лазера оценена в 50 кГц. Экспериментально получена зависимость мощности излучения исследуемого лазера от тока инжекции. Это позволило определить пороговое значение тока (50 мА) и коэффициент наклона зависимости (1 мВт/мА).

Глава 2. Спектры излучения диодного лазера с внешним резонатором при модуляции тока инжекции СВЧ сигналами

В данной главе будут рассмотрены физические основы явления КПН при оптическом возбуждении одним лазером, а также исследованы особенности спектра излучения диодного лазера при модуляции его тока инжекции СВЧ сигналами. Также в данной главе будут представлены экспериментальные результаты по регистрации резонансов КПН при классическом двухчастотном оптическом возбуждении.

2.1. Физические основы явления КПН при оптическом лазерном возбуждении

В некоторых случаях в многоуровневых системах присутствуют суперпозиционные состояния, в которых отсутствует взаимодействие с внешними электромагнитными полями. Это явление носит название «когерентное пленение населенности» (КПН). В простейшем варианте для описания этого явления используется модель трехуровневой Λ -системы, в которой сильное поле резонансно переходу между уровнями 2 и 3, а слабое пробное поле – переходу между 1 и 3 (рисунок 11). Предполагается, что интенсивность пробного поля настолько мала, что поле вносит пренебрежимо малые возмущения в квантовую систему. Выражения (4)-(14) взяты из работы [38].

Центральный интерес в этом случае представляет элемент матрицы плотности ρ_{31} , отвечающий за поляризацию среды на частоте пробного поля.

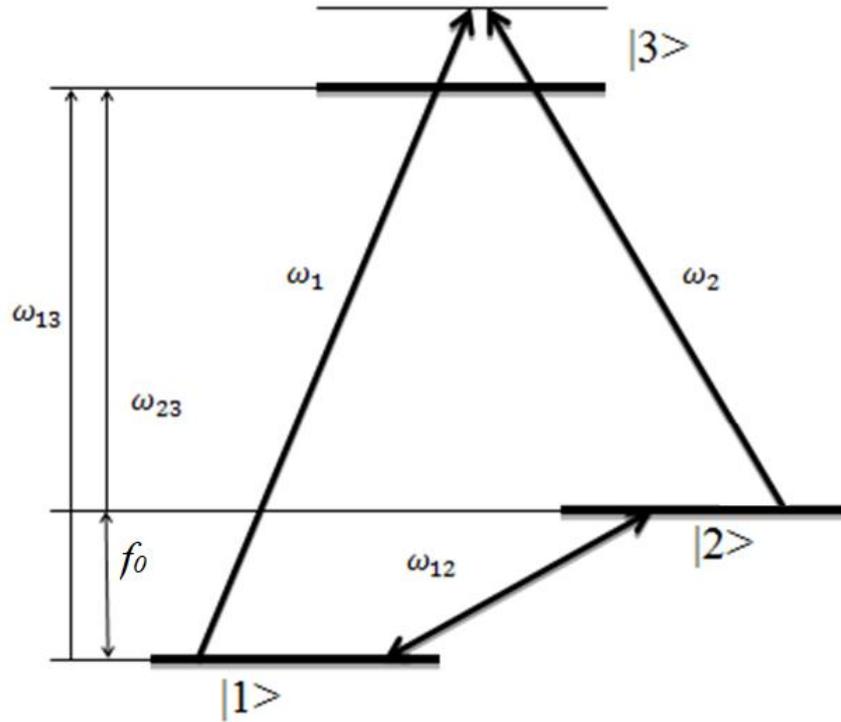


Рисунок 11 – Трёхуровневая система, где ω_1, ω_2 – частоты лазерных полей, $\omega_{12}, \omega_{13}, \omega_{23}$ – частоты соответствующих переходов между уровнями, f_0 – частота часового перехода.

В резонансном приближении справедливо следующее уравнение для элемента матрицы плотности ρ_{31} :

$$\left(\frac{d}{dt} + \Gamma_{31}\right) \rho_{31} = \frac{i}{2\hbar} V_{31} e^{-i\Omega_1 t} [\rho_{33} - \rho_{11}] - \frac{i}{2\hbar} V_{32} e^{-i\Omega_2 t} \rho_{21}; \quad (4)$$

$$\Omega_k \equiv \omega_k - \omega_{3k}; \quad (k=1, 2) \quad (5)$$

где V_{31} и V_{32} – амплитуды матричных элементов взаимодействия для слабого и сильного полей соответственно, Γ_{31} – константа релаксации, ω_{31} и ω_{32} – частоты соответствующих переходов, ω_k – частоты пробного ($k=1$) и сильного ($k=2$) полей. Условие малой интенсивности пробного поля проявляется в отсутствии влияния на элементы ρ_{33} и ρ_{11} , формируемые сильным полем в отсутствие пробного поля. В уравнении (4) появился элемент ρ_{21} , который добавляется только при наличии пробного поля. Уравнение для него будет иметь вид:

$$\left(\frac{d}{dt} + \Gamma_{21}\right) \rho_{21} = \frac{i}{2\hbar} \rho_{23} V_{31} e^{-i\Omega_1 t} - \frac{i}{2\hbar} V_{23} e^{i\Omega_2 t} \rho_{31}. \quad (6)$$

Здесь ρ_{23} также формируется только сильным полем и в уравнении (6) считается заданным. Уравнения (4) и (6) становятся замкнутыми для двух неизвестных ρ_{31} и ρ_{21} .

Интерес представляет частный случай, когда отсутствует релаксация элемента ρ_{21} , т.е. $\Gamma_{21}=0$. Уровни 1 и 2 живут в этом случае бесконечно долго. Сильное поле осуществляет оптическую накачку, при которой вся заселенность сосредотачивается на уровне 1. При этом взаимодействие с сильным полем прекращается. Совместное решение уравнений (4) и (6) в стационарных условиях приводит к следующему выражению для восприимчивости среды χ_1 на частоте пробного поля :

$$\chi_1 = i \frac{|d_{31}|^2}{2\hbar} N \frac{1}{\Gamma_{31} - i(\Omega_2 + \varepsilon - \frac{|G_2|^2}{\varepsilon})}, \quad (7)$$

$$G_2 = -\frac{V_{32}}{2\hbar} = \frac{d_{32} E_2}{2\hbar}, \quad (8)$$

$$\varepsilon \equiv \Omega_1 - \Omega_2, \quad (9)$$

где d_{32} – матричный элемент дипольного момента для перехода 3-2, E_2 – амплитуда электрического поля сильной волны излучения, N – концентрация поглощающих частиц (в данном случае они все находятся на уровне 1). Видно, что при $\varepsilon=0$ функция χ_1 обращается в нуль. Это говорит о том, что при одинаковых отстройках сильного и слабого поля в среде отсутствует взаимодействие и с пробным полем. Говорят при этом, что под воздействием таких полей активные частицы среды переходят в «темное» состояние. При $\Omega_2=0$ и $|G_2| \ll \Gamma_{31}$ выражение (7) для χ_1 заметно упрощается:

$$\chi_1 = i \frac{|d_{31}|^2}{2\hbar} N \left[\frac{1}{\Gamma_{31} - i\Omega_1} - \frac{|G_2|^2}{\Gamma_{31}^2} \frac{1}{\frac{|G_2|^2}{\Gamma_{31}} - i\Omega_1} \right]. \quad (10)$$

Функция $\text{Im}(\chi_1)$, описывающая процесс поглощения, будет представлять собой лорентцев контур полушириной Γ_{31} , в центре которого будет наблюдаться узкий провал до нулевого значения полушириной $|G_2|^2/\Gamma_{31}$ (рисунок 12).

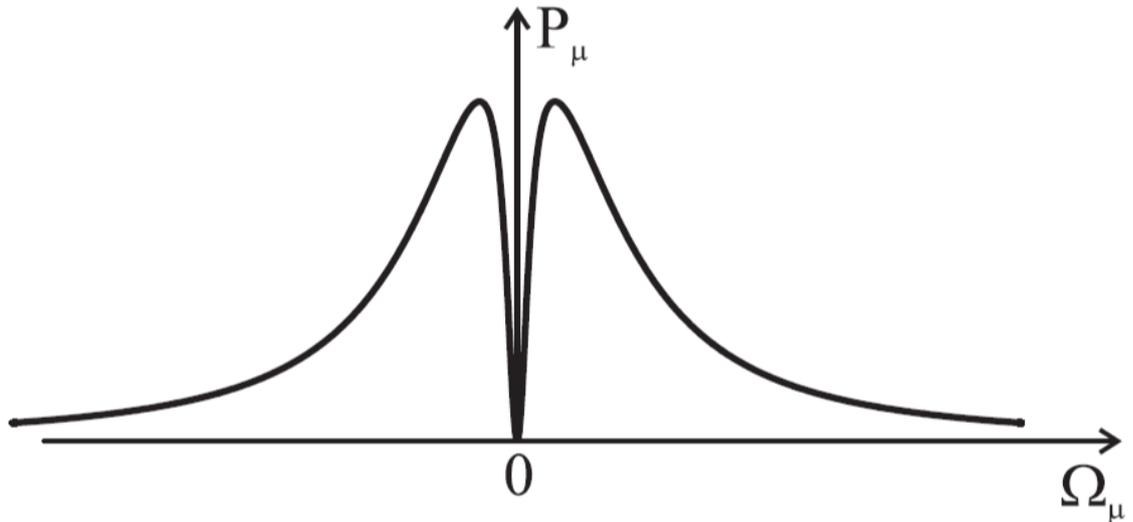


Рисунок 12 – Спектр поглощения пробного поля в условиях когерентного пленения населенностей при $\Omega_2 = 0$ [38].

Легко убедиться в том, что этот узкий провал и факт обращения $\text{Im}(\chi_1)$ в ноль при $\varepsilon \equiv \Omega_1 - \Omega_2 = 0$ целиком обусловлены наведенной когерентностью между уровнями 1 и 2 (отличие от нуля недиагонального элемента ρ_{21} матрицы плотности).

Эффект КПН имеет место и при произвольных интенсивностях полей излучения, квазирезонансным переходам 3-1 и 3-2. Однако на практике, если интенсивности полей отличаются существенно, могут возникать эффекты отличные от КПН, которые значительно понижают его контраст. При равенстве частотных отстроек полей из полных уравнений для матрицы плотности следует, что взаимодействие среды с полями прекращается и населенности сосредотачиваются на уровнях 1 и 2, для которых, в случае неподвижных атомов, справедливы следующие соотношения:

$$\rho_{22} = \frac{|G_1|^2}{|G_2|^2} \rho_{11}. \quad (11)$$

При учете соотношения

$$\rho_{11} + \rho_{22} = N \quad (12)$$

окончательно имеем:

$$\rho_{22} = \frac{|G_1|^2}{G_2^2 + |G_1|^2} N; \quad (13)$$

$$\rho_{11} = \frac{|G_2|^2}{G_2^2 + |G_1|^2} N; \quad (14)$$

$$\rho_{21} = -\frac{G_1 G_2^*}{G_2^2 + |G_1|^2} N. \quad (15)$$

Важным результатом является выражение для недиагонального элемента ρ_{21} . Отличие ρ_{21} от нуля говорит о том, что состояния 2 и 1 находятся в когерентной суперпозиции, а равенство модуля его значения $\sqrt{\rho_{22}\rho_{11}}$ говорит о максимально возможной когерентности. Таким образом, «темное» состояние среды реализуется при любых соотношениях интенсивностей полей, возбуждающих систему, а термин «когерентное пленение населенностей» вполне оправдывается соотношениями (13) – (15).

Часто интерес представляет наблюдение резонансов в спектре прошедшего излучения, поскольку узкий резонанс на фоне линии поглощения будет представлять собой максимум сигнала. В ряде работ это явление именуется КПН [11, 39], тогда как в других работах явление называется ЭИП [40, 41]. Шумы в этом случае оказывают меньше влияния на сигнал в центре резонанса, чем в случае регистрации флуоресценции. Тот факт, что ширина наблюдаемого резонанса на несколько порядков меньше естественной ширины возбуждённого состояния позволяет использовать резонанс КПН в качестве репера для квантовых стандартов частоты.

Широко используемым элементом для наблюдения резонансов КПН является изотоп рубидия-87. Явление резонанса КПН в ячейке проявляется при возбуждении двумя взаимодействующими световыми волнами с разностью частот, равной частоте сверхтонкого перехода $5S_{1/2}(F=2) - 5S_{1/2}(F=1)$ ($\sim 6,835$ ГГц) основного состояния D_1 линии рубидия-87 на длине волны $\lambda \approx 795$ нм. Чем больше интенсивность световых волн, дающих вклад в возбуждение, при обязательном выполнении условий для частотных отстроек, тем выше контраст регистрируемого резонанса. Расположение уровней в рубидии-87 может быть представлено в виде уже описанной выше Λ -схемы, в которой два нижних долгоживущих уровня расположены рядом друг с другом и сильно удалены от широкого третьего, верхнего, уровня (рисунок 11). В этом случае система взаимодействует с полями частоты ω_1 и ω_2 . При равенстве частотных отстроек (5) световых волн от частот соответствующих переходов ($k=1$ и $k=2$), верхнее состояние остаётся невозбуждённым, т.е. вероятность обнаружить атом в состоянии $|3\rangle$ равна нулю.

При учете релаксации наведенной когерентности между уровнями 2 и 1 полуширина резонанса КПН в спектре поглощения пробного поля становится равной $\Gamma_{21} + |G_2|^2/\Gamma_{31}$, где Γ_{21} - скорость релаксации недиагонального элемента ρ_{21} , G_2 - частота Раби для перехода сильного поля, определяемая формулой (8).

Релаксация когерентности ρ_{21} между уровнями 2 и 1, увеличивающая ширину резонанса КПН, может быть вызвана рядом причин, таких как ненулевая ширина спектра лазерного излучения, пролётное уширение, столкновительное уширение, и др.

Уменьшение ширины резонанса возможно за счет увеличения длительности когерентного взаимодействия исследуемых атомов с внешним электромагнитным полем. Наиболее широко используется добавление в ячейку с активными атомами так называемого «буферного газа», как правило, это инертные газы, азот или метан. В таком случае активные атомы испытывают рассеяние на атомах буферных газов, что приводит к существенному сокращению длины их

свободного пробега и резкому снижению релаксации атомной поляризации при столкновении со стенкой. С ростом давления буферного газа резонанс сужается также за счет ударного уширения на переходе 3-1 (рост константы релаксации Γ_{31}). В работе [42] зарегистрированы КПН резонансы шириной менее 50 Гц.

В то же время известен альтернативный способ увеличения времени когерентного взаимодействия атомов с электромагнитным полем, предложенный Робинсоном и др. в 1950-х гг. [43] и заключающийся в нанесении на стенки ячейки антирелаксационного покрытия (широко распространенным материалом для покрытия является парафин). Антирелаксационное покрытие примерно на 4 порядка уменьшает релаксацию атомной поляризации при соударении атома со стенкой ячейки [44], что приводит к увеличению времени когерентного взаимодействия атома с электромагнитным полем.

При КПН, как уже говорилось выше, вся населённость распределяется исключительно между двумя нижними уровнями, а верхний остаётся незаселённым.

Явление КПН требует для наблюдения определённой интенсивности [5] излучения, которая существенно меньше интенсивности насыщения и может быть найдена согласно формуле:

$$I > I_c = I_n \frac{\Gamma_{21}}{\Gamma_{31}}, \quad (16)$$

где I_n – интенсивность насыщения оптического перехода. Считая $\Gamma_{21} \ll \Gamma_{31}$, имеем $I_c \ll I_n$, т.е. эффект КПН наблюдается при существенно меньшей интенсивности, чем обычный нелинейный эффект.

В работе [45] продемонстрировано, что при распространении излучения в резонансной трёхуровневой оптически плотной среде, для непрерывного двухчастотного излучения происходит просветление среды из-за КПН. Эффект КПН можно наблюдать и при возбуждении трёхуровневой системы импульсным

излучением со строго определённой частотой повторения, равной частоте часового перехода 1-2.

Как было сказано выше для возбуждения КПН резонанса необходимо наличие двух световых полей. Чаще всего в роли их источника могут выступать спектральные компоненты одного лазера, отстоящие друг от друга на частоту часового перехода. Как правило, для этого используются боковые компоненты первого порядка при модуляции излучения частотой, равной половине от часовой. Схематично принцип образования спектральных компонент в этом случае показан на рисунке 13.

В этом случае первые порядки боковых компонент отстоят друг от друга на частоту часового перехода f_0 и, при условии совпадения оптической частоты излучения с соответствующей линией поглощения атома, дают вклад в возбуждение КПН резонанса.

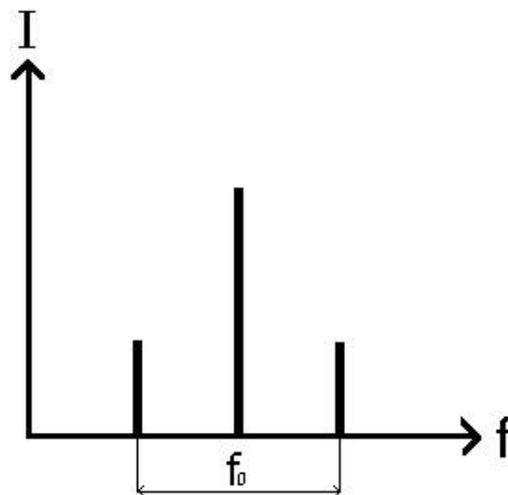


Рисунок 13 – Схема спектра излучения лазера при СВЧ модуляции с частотой $f_0/2$.

Также для возбуждения резонансов могут быть использованы дальние порядки спектральных компонент при частотной модуляции излучения лазера. Например, в работе [46] предлагается использование боковых компонент третьего порядка. Данный метод также возможен, поскольку условиями возбуждения в

этом случае выступают только совпадающий с частотой часового перехода интервал между компонентами и их достаточная интенсивность. При модуляции тока инжекции диодного лазера частотой 1,139 ГГц боковые компоненты третьего порядка отстоят друг от друга на частоту часового перехода, а при индексе модуляции 4,2 данные компоненты обладают максимальной интенсивностью.

2.2. Схема экспериментальной установки для записи спектров

Для проведения экспериментов по исследованию параметров боковых компонент спектра СВЧ-модулированного излучения лазера, необходимых для возбуждения, использовалась схема, приведенная на рисунке 14.

Сигналы от блока питания (1) и от СВЧ генератора SG384-SRS (3) через смеситель ZFBT-6GW-FT (2) поступали на полупроводниковый лазер ECDL-7940RF (4). Для устранения обратной связи излучение лазера пропускать через оптический изолятор (5) и направлялось на интерферометр Фабри-Перо (8), описание которого приведено в главе 1. Входное зеркало интерферометра крепилось на пьезокерамический преобразователь (7), на который подавалось постоянное напряжение с генератора (6) для регулировки смещения. Выходное зеркало также крепилось на пьезокерамический преобразователь (9), которым производилось сканирование длины интерферометра, а, следовательно, и частоты его полосы пропускания. Для сканирования длины (частоты) пьезокерамического преобразователя (9) использовался цифровой генератор пилообразного напряжения (10). Разброс напряжений пилообразного сигнала составлял +/-100 В. Прошедшее через интерферометр излучение регистрировалось фотодетектором (11), выход которого был соединен с цифровым осциллографом (12). Для дополнительной синхронизации развертки осциллографа с перестройкой длины интерферометра Фабри-Перо (частоты излучения) на его второй канал поступал сигнал от генератора пилообразного напряжения (10).

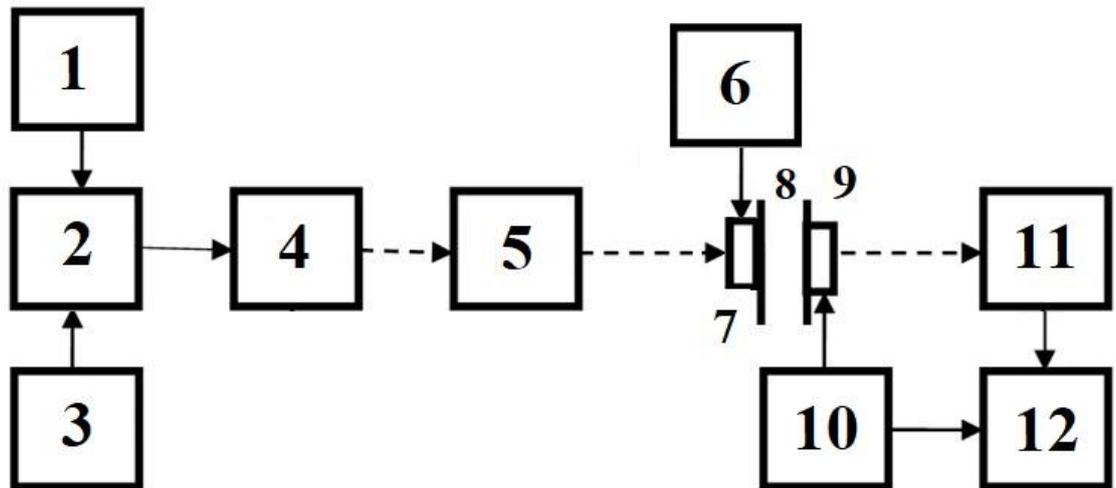


Рисунок 14 – Схема измерений спектра излучения лазера: 1 – блок питания лазера; 2 – смеситель; 3 – СВЧ генератор; 4 – исследуемый диодный лазер; 5 – оптический изолятор; 6 – генератор постоянного напряжения; 7 – пьезокерамика входного зеркала интерферометра; 8 – сканирующий интерферометр Фабри-Перо; 9 – пьезокерамика выходного зеркала; 10 – генератор пилообразного напряжения; 11 – фотоприёмное устройство; 12 – цифровой осциллограф. Сплошными линиями обозначены электрические связи, пунктирными линиями – электрические.

С помощью описанной выше экспериментальной установки записывались спектры излучения диодного лазера при СВЧ модуляции его тока инжекции. Пример записанного спектра при СВЧ модуляции частотой 3,5 ГГц приведен на рисунке 15.

В результате были записаны спектры излучения лазера при различных значениях тока инжекции и частоты СВЧ модуляции. Боковые компоненты наблюдались в определенном диапазоне частоты модуляции, который был различным в зависимости от тока инжекции.

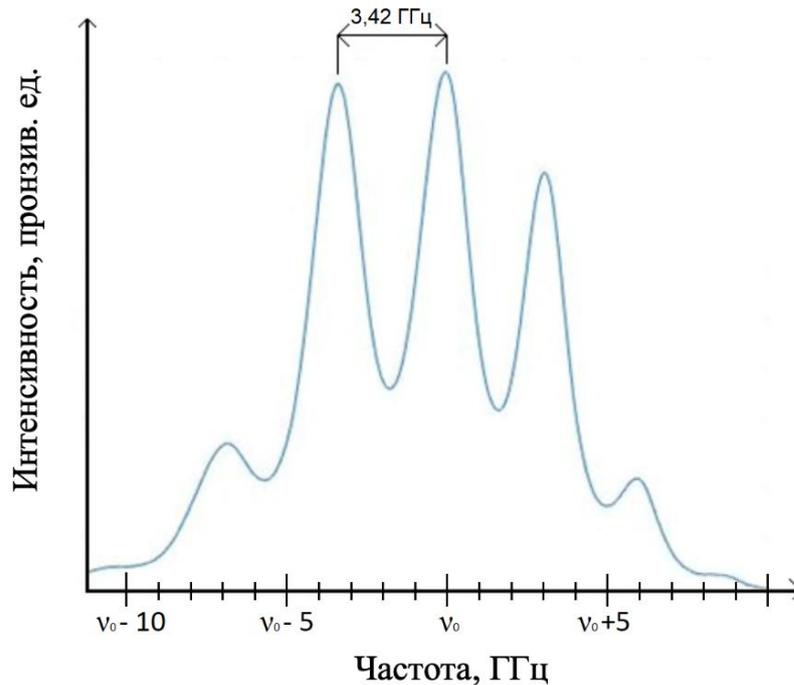


Рисунок 15 – Пример записанного спектра излучения при СВЧ модуляции частотой 3,50 ГГц.

Для определения параметров отдельных составляющих спектра необходимо было разложить составной спектр на компоненты.

2.3. Метод обработки составных спектров с помощью экспериментально записанной формы пропускания ИФП

При использовании интерферометра Фабри-Перо в качестве спектрального прибора необходимо применение соответствующего метода обработки интерферограмм, описывающих СВЧ-модулированный сигнал. Одним из подобных методов является аналитический метод, основанный на формуле Эйри [47]. Формула Эйри описывает коэффициент прохождения интерферометра при многократном отражении света от его зеркал и при учёте поглощения имеет вид:

$$K_{tr} = \frac{T^2}{(1-R)^2 + 4R \sin^2 kl'} \quad (17)$$

где T – эффективный коэффициент пропускания зеркал, R – коэффициент отражения.

Эта формула хорошо описывает многопроходную интерференцию пучков, кривизна волнового фронта которых согласована с кривизной зеркал. В проводимой работе излучение лазера не было согласовано с интерферометром, поэтому данная формула оказалась неприменимой для анализа.

Для обработки спектров был применён принципиально новый подход, основой которого стала программа, написанная специально для этой цели с помощью среды Matlab. Процесс обработки, описанный в патенте на изобретение [48], состоит из нескольких этапов.

На первом этапе производилась запись функции пропускания используемого ИФП в окрестностях положения несущей и боковых компонент первого порядка. Как было упомянуто ранее, такой метод применялся для минимизации влияния нелинейности пьезокерамики. Пример такой записи приведён на рисунке 16.

На втором этапе производилась запись спектров СВЧ-модулированного сигнала. При изменении различных параметров спектр менялся и появлялись более высокие порядки модуляции, один из примеров такого спектра приведён на рисунке 15.

На третьем этапе по методу наименьших квадратов для спектров без модуляции решалась задача минимизации: подбирались оптимальное смещение по напряжению и значение амплитуды так, чтобы суммарное распределение всех этих одиночных компонент максимально повторяло контур реального спектра, записанного на предыдущем этапе.

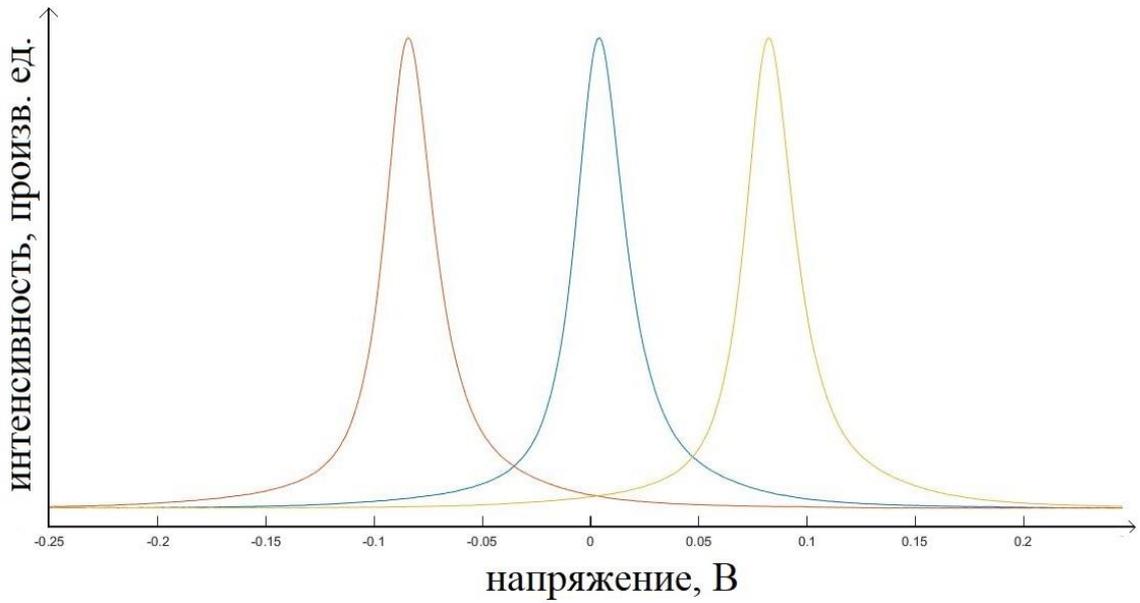


Рисунок 16 – Спектры излучения без модуляции, записанные при различных напряжениях сканирующего напряжения.

На рисунке 17 показана каждая из боковых компонент в отдельности и их суммарное распределение.

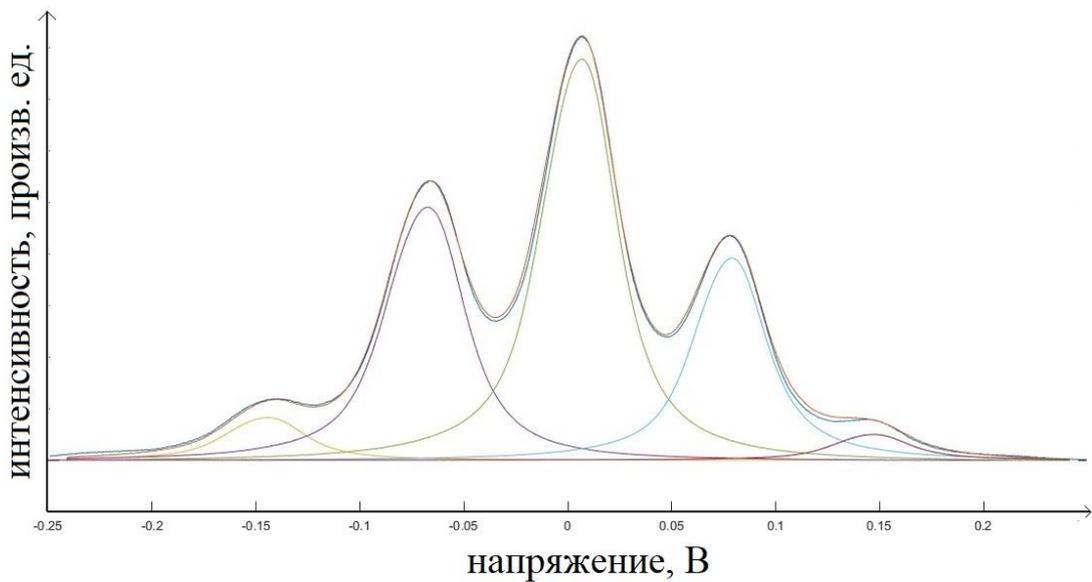


Рисунок 17 – Представление спектра СВЧ-модулированного сигнала с результирующим распределением (красная кривая), полученным предложенным методом на фоне реально записанного спектра (синяя кривая).

Видно, что экспериментально записанный и обработанный спектр практически совпадают, что говорит о высокой точности метода. Некоторые расхождения наблюдаются только вблизи областей экстремума ($-0,04$ В и $0,12$ В по оси абсцисс). Однако эти области не несут практического значения, поскольку для работы со спектрами, как правило, необходимо получать информацию об амплитуде и положении пика спектральных компонент.

Такой метод позволяет рассматривать спектр как совокупность отдельных частотных компонент, каждая из которых имеет небольшое смещение по частоте и немного меньшую амплитуду, чем результирующее спектральное распределение. Это позволяет так же и учитывать взаимное влияние соседствующих компонент друг на друга, чего раньше сделать не удавалось.

Для сравнения была выполнена обработка этого же спектра с помощью формулы Эйри (рисунок 18).

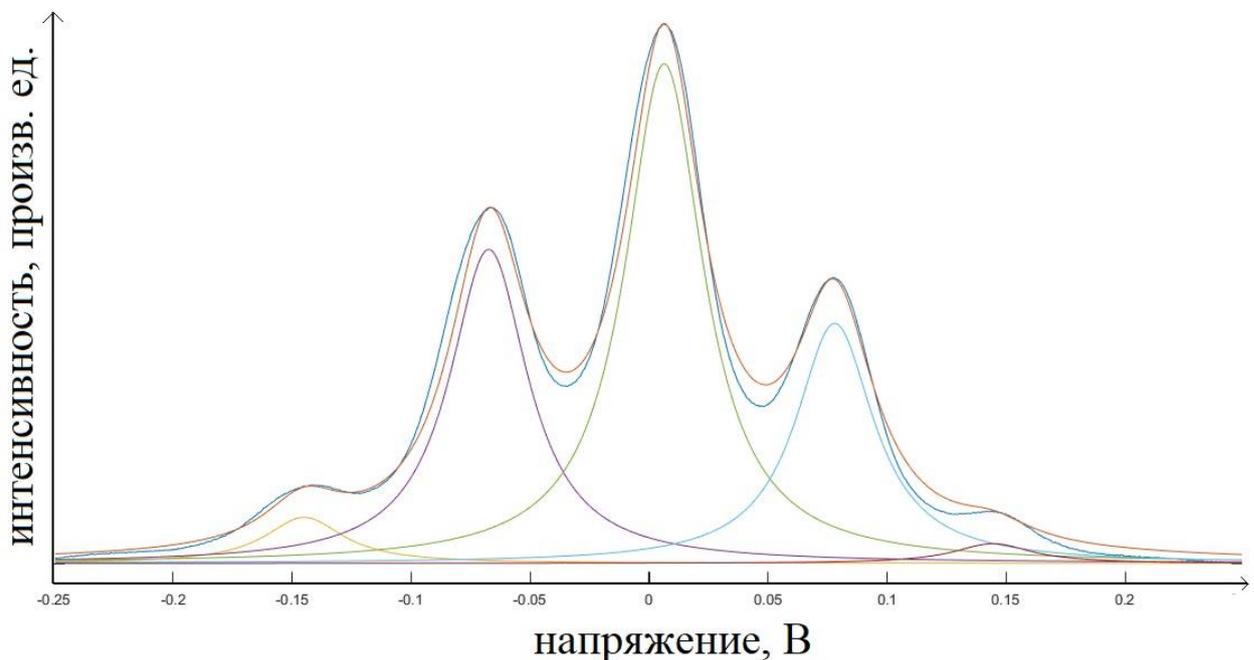


Рисунок 18 – Обработка сложного спектра с помощью функции Эйри. Синяя кривая – экспериментально записанный спектр, красная – обработанный.

Видно, что областей расхождения экспериментального и обработанного спектра существенно больше, чем на рисунке 17, что говорит о существенной погрешности обработки.

Для наглядной демонстрации разницы между применением предложенного метода и формулой Эйри были построены графики отклонения от реального распределения, полученные этими двумя методами (рисунок 19).

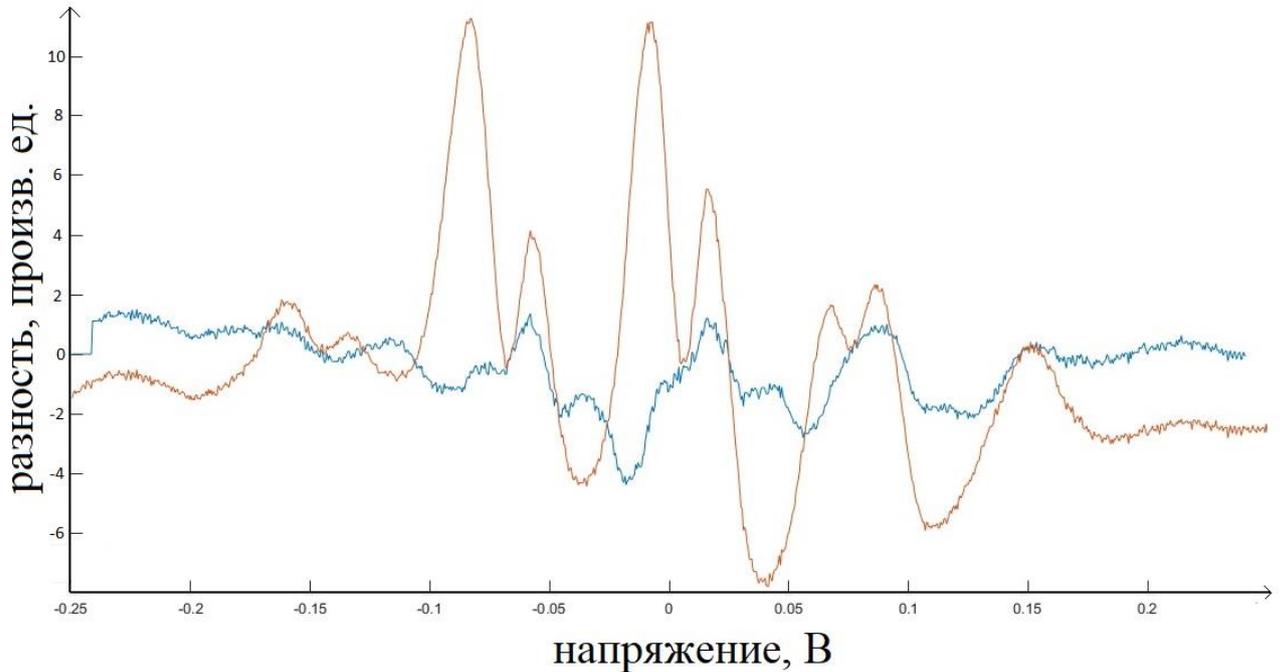


Рисунок 19 – Поточечная разность экспериментального и обработанного спектров. Синяя кривая – обработка предложенным методом, красная – с помощью функции Эйри.

Для численной оценки точности была использована сумма квадратов значений разности, представленных на рисунке 19. В случае обработки формулой Эйри сумма квадратов составляет 0,013, а при обработке предложенным методом – 0,0014, т.е. точность обработки предложенным методом выше примерно на порядок.

В результате показано, что новый метод, учитывающий реальную форму спектральных компонент, является более репрезентативным для анализа спектров СВЧ-модулированного излучения диодного лазера и его применение наглядно обосновано.

2.4. Исследование спектров излучения диодного лазера при СВЧ модуляции тока инжекции

Поскольку вклад в возбуждение КПН резонансов дают боковые компоненты СВЧ-модулированного спектра, необходимо было достичь максимальной амплитуды боковых полос при частоте модуляции, равной половине от часовой частоты. Для этого было выполнено исследование амплитуд полос спектра от СВЧ частоты гармонического сигнала. На первом этапе при проведении исследований при токе инжекции, близком к пороговому, в узком интервале частот модуляции была получена зависимость, изображённая на рисунке 20 [49].

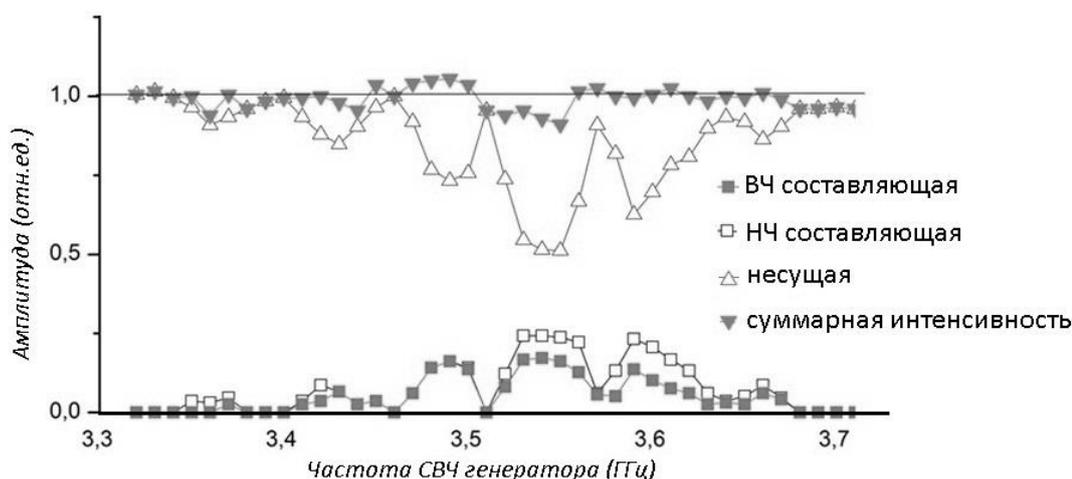


Рисунок 20 – Зависимость амплитуд различных компонент спектра от частоты СВЧ модуляции.

Зависимость имела явный осциллирующий характер, в котором образовывались провалы в эффективности модуляции с отсутствовавшими или почти отсутствовавшими боковыми составляющими. Участки эффективной

модуляции имеют среднюю ширину около 60 МГц, на фоне общего контура эффективной модуляции шириной порядка 340 МГц. Было предположено, что такой характер обусловлен конфигурацией составного резонатора лазера. Также данный ход зависимости может быть связан с резонансными характеристиками цепей питания лазера, поскольку в цепи не выполняется согласование нагрузки [30]. Эта особенность в поведении спектра излучения вынуждает существенно повысить точность настройки длины резонатора, порядка 80 мкм. Технически это реализуемо, например, с помощью микровинтовой подвижки, однако эта система станет уязвима для дополнительных механических колебаний и создание стандарта частоты существенно усложнится. Поэтому необходимо было провести поиск оптимального режима работы лазера путём манипуляции его характеристиками.

Затем была получена зависимость амплитуд компонент спектра от частоты гармонического СВЧ сигнала в широком диапазоне частот СВЧ генератора – от 2.8 до 3.8 ГГц [50]. Шаг измерения составлял 0.01 ГГц. Кроме этого, данная зависимость была получена для 4 разных значений тока инжекции полупроводникового лазера: 52 мА (вблизи порога генерации), 57 мА, 62 мА и 67 мА. Соответствующие графики приведены на рисунках 21-24.

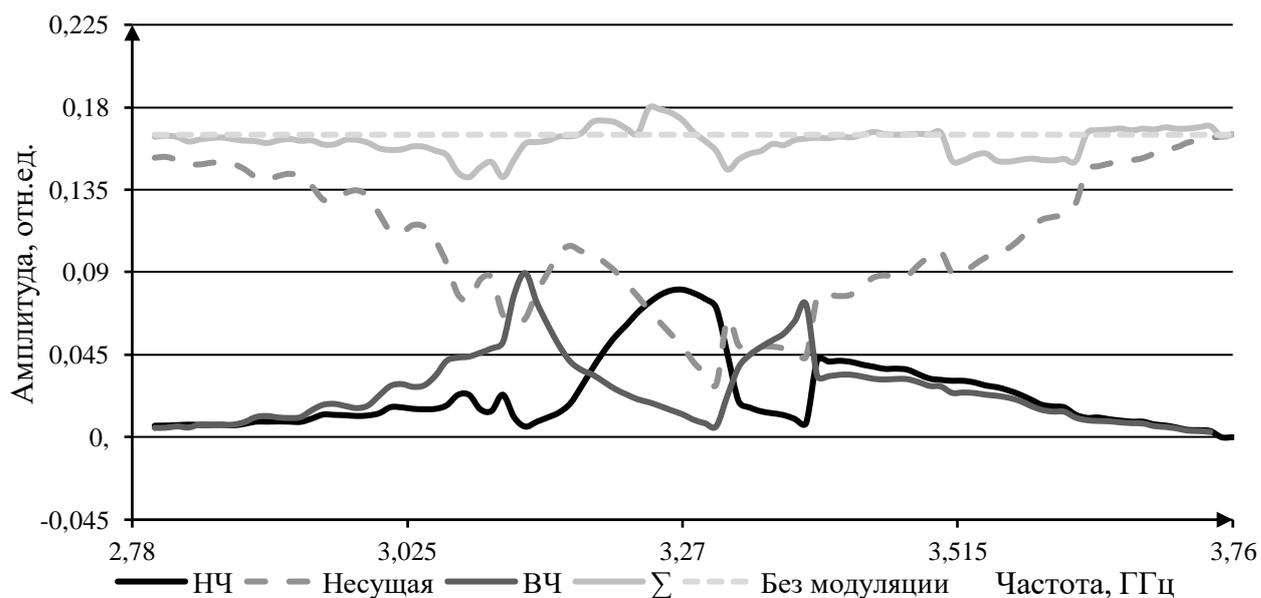


Рисунок 21 – Зависимость амплитуд компонент от частоты СВЧ модуляции при токе инжекции 52 мА.

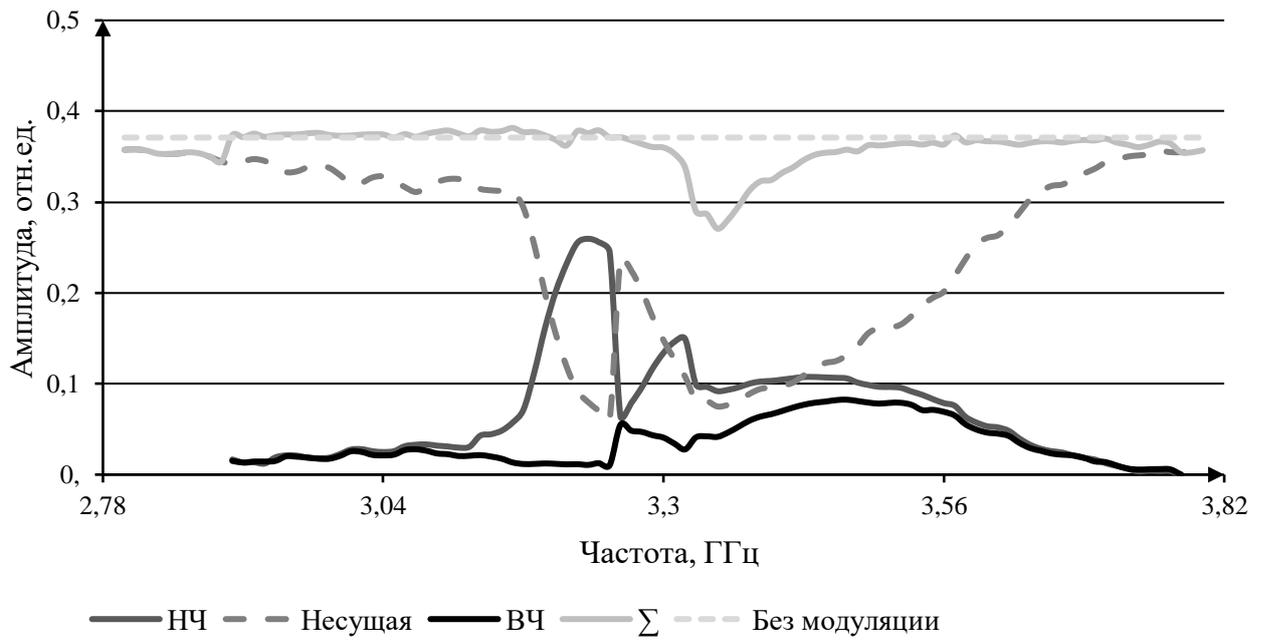


Рисунок 22 – Зависимость амплитуд компонент от частоты СВЧ модуляции при токе инжекции 57 мА.

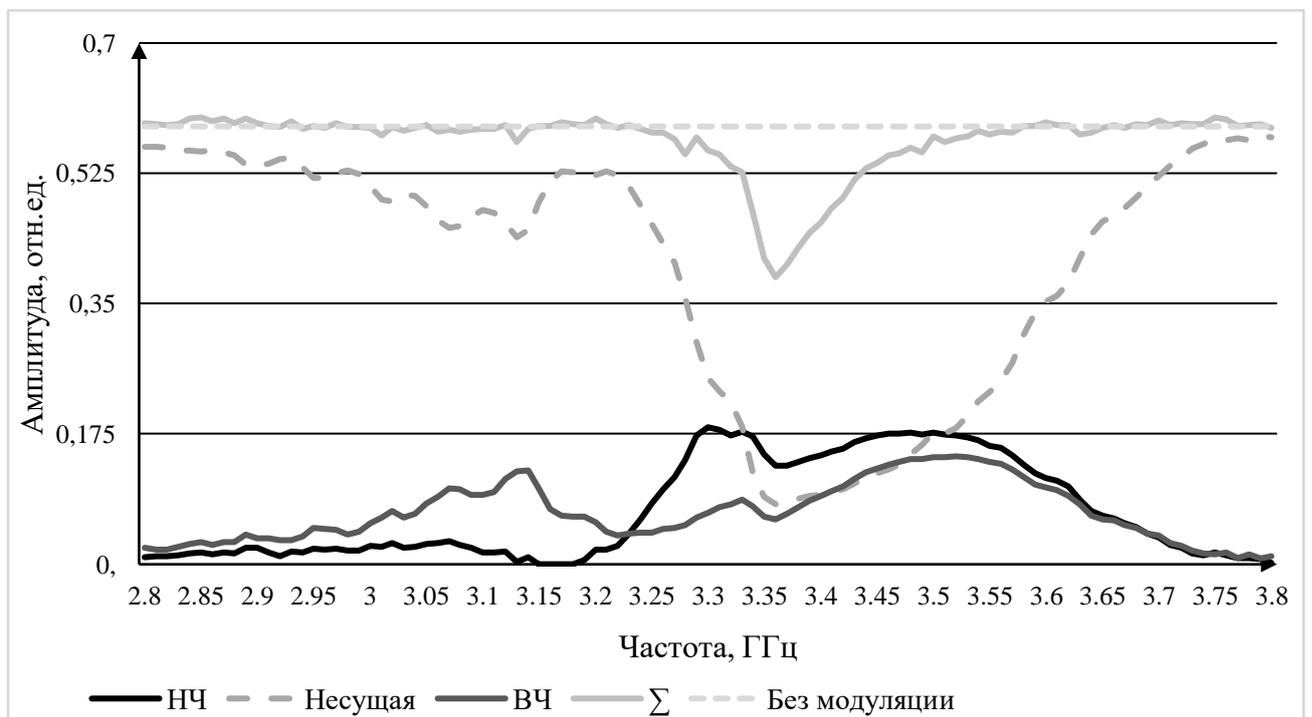


Рисунок 23 – Зависимость амплитуд компонент от частоты СВЧ модуляции при токе инжекции 62 мА.

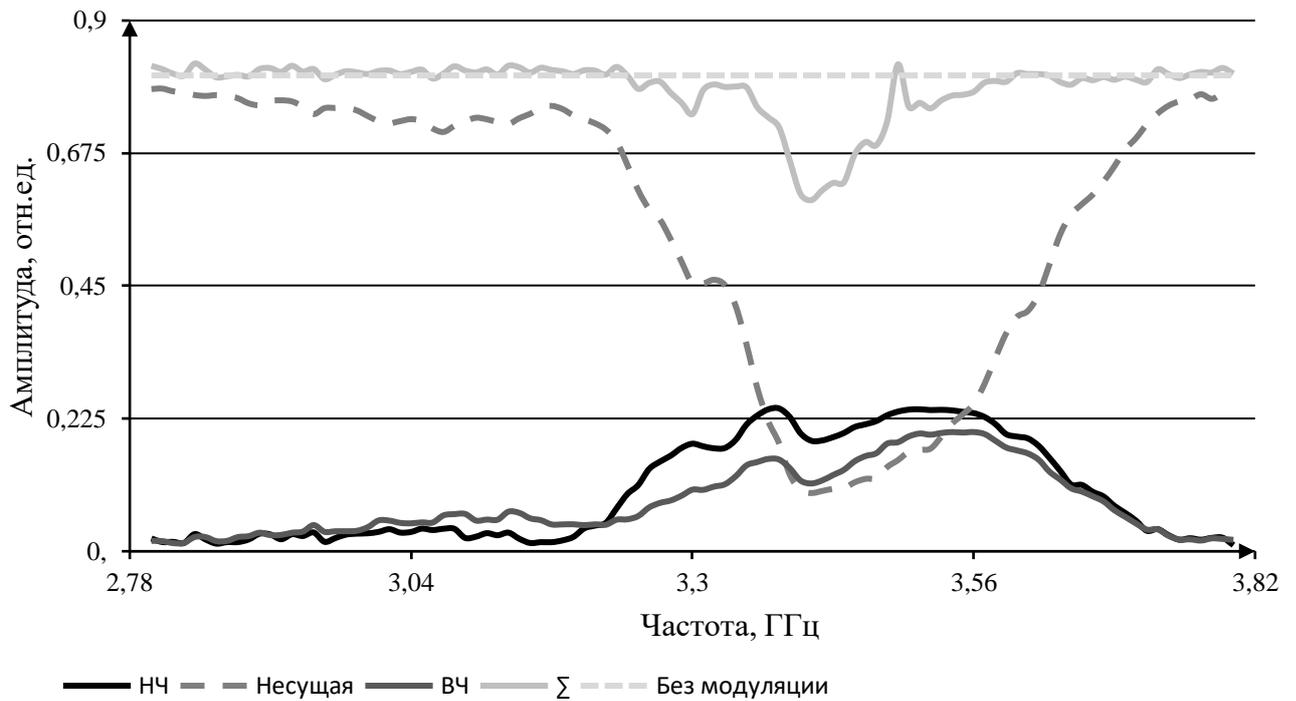


Рисунок 24 – Зависимость амплитуд компонент от частоты СВЧ модуляции при токе инжекции 67 мА.

При токе 52 мА наблюдается скачок амплитуды с уровня 0,01 до 0,08 и затем до 0,05, при этом он происходит в узком диапазоне частот модуляции $\sim 0,16$ ГГц. При выходе на “полку” эффективной модуляции в диапазоне от 3,32 до 3,62 ГГц абсолютная величина боковых компонент остаётся низкой, что фактически может быть недостаточным для наблюдения КПН-резонанса, который требователен к интенсивности. Также наблюдаются явные осцилляции компонент до и после “полки”. Кроме этого, при малом токе инжекции боковые компоненты совершают перескок, который удалось отследить по смещению относительно сканирующего сигнала. Этот фактор дополнительно ухудшает стабильность лазерного излучения. С увеличением силы тока инжекции размах осцилляций амплитуд компонент существенно падает, пропадает перескок между компонентами. При силе тока 67 мА (рисунок 24) виден практически гладкий контур эффективной модуляции шириной $\sim 0,5$ ГГц. Два провала в нём на частотах 3,33 ГГц и 3,41 ГГц отличаются от максимального значения примерно на

22% и в абсолютных значениях остаются высокими, на уровне 0,19. То есть, на необходимой для возбуждения частоте модуляции 3,42 ГГц уровень интенсивности будет, предположительно, достаточным для регистрации КПН-резонансов.

Стоит заметить, что максимальная интенсивность боковых компонент первого порядка достигается при частоте модуляции 3,51 ГГц, что говорит о недостаточном согласовании длины резонатора с половиной частоты часового перехода $f_0/2$. Длина резонатора в этом случае равна примерно 43 мм [33], однако из-за сложности задачи изменения на 1 мм и достаточной интенсивности боковых полос на частоте $f_0/2$ исследования выполнялись при описанной выше длине.

В целом, при увеличении силы тока инжекции растёт энергия излучения, обозначенная на графике как прямая без модуляции. Поэтому для достижения более высокой интенсивности боковых компонент так же очевидно, что сила тока должна быть как можно большей. Дальнейшее увеличение силы тока не производилось ввиду существенного смещения оптической частоты излучения, что сделает невозможным регистрацию КПН резонансов.

2.5. Регистрация КПН резонансов при СВЧ модуляции тока инжекции диодного лазера частотой $f_0/2$

Для регистрации КПН резонансов была разработана оптическая схема на основе ДЛВР (рисунок 25).

Ток инжекции диодного лазера, поступающий от источника постоянного тока (1), модулировался СВЧ сигналами (4) на частоте 3,417 ГГц, что соответствует половине часового перехода в атоме рубидия-87. Измеренный с помощью перемещения диафрагмы диаметром 100 мкм размер светового пучка вблизи лазера составил $1,3 \times 0,6$ мм.

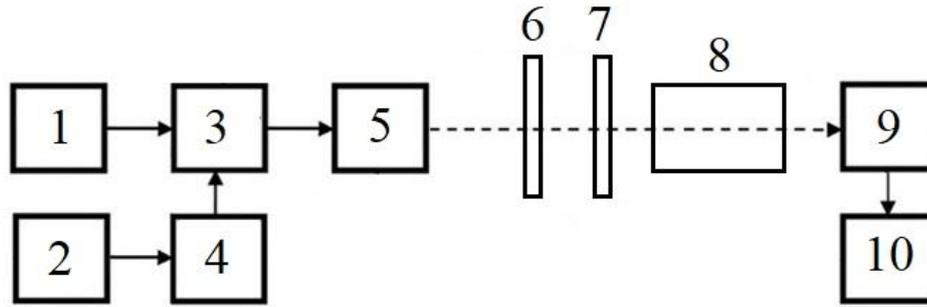
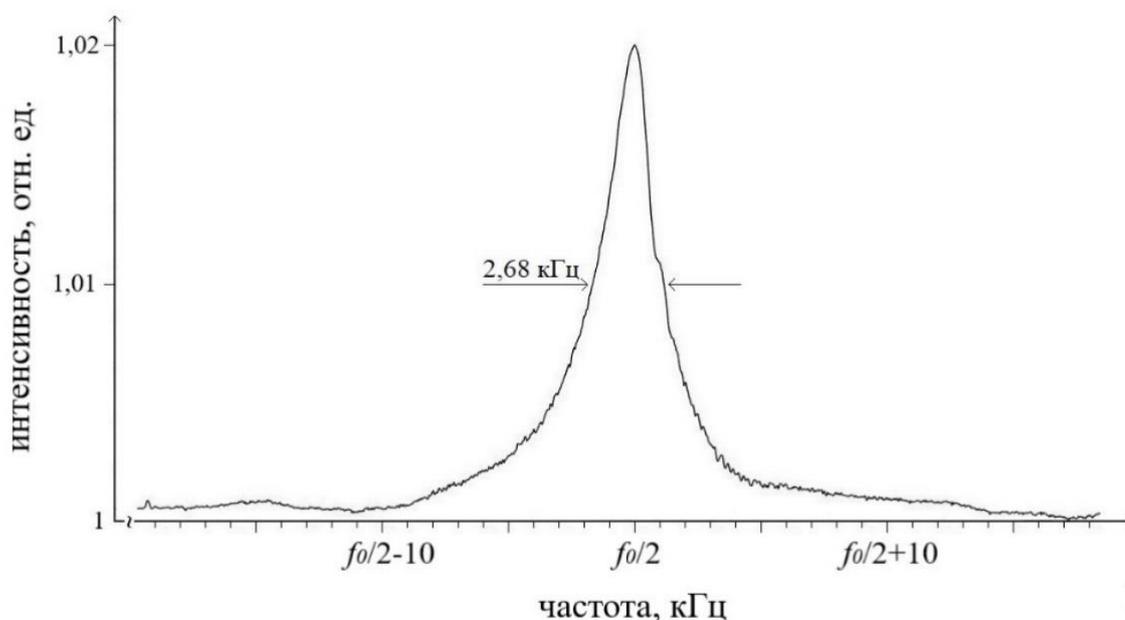


Рисунок 25 – Схема экспериментальной установки: 1 – источник постоянного тока, 2 – генератор пилообразного сигнала, 3 – широкополосный смеситель, 4 – СВЧ-генератор, 5 – ДЛВР, 6 – поляризатор, 7 – четвертьволновая пластина, 8 – ячейка с парами рубидия-87, 9 – фотоприемник, 10 – цифровой осциллограф.

Для устранения обратной связи излучение пропусклось через поляризатор (6) и четвертьволновую пластину (7), что поворачивало поляризацию отраженного сигнала на 90 градусов относительно падающего. Затем излучение поступало в ячейку (8), содержащую смесь паров рубидия-85 и рубидия-87 с добавлением 15 торр неона в качестве буферного газа. Наличие буферного газа необходимо для увеличения времени взаимодействия атомов рубидия с падающим излучением. Длина ячейки равна 60 мм, диаметр 20 мм. Ячейка экранировалась от магнитных полей с помощью трёх слоев пермаллоя, управление полем и температурной стабилизацией внутри ячейки осуществлялось с помощью внешнего блока. Центральное значение тока инжекции подбиралось таким, чтобы излучение попадало в линию поглощения рубидия. Частота СВЧ модуляции излучения сканировалась пилообразными сигналами от внутреннего генератора источника СВЧ сигналов (2). Сканирование осуществлялось сигналом с частотой 25 Гц и размахом 25 кГц, поскольку при данных значениях удавалось зарегистрировать КПН резонанс и не оказать на него существенного аппаратного влияния. Резонанс наблюдается при точном совпадении частоты модуляции с половиной частоты часового перехода, значение которого известно с высокой точностью.

В результате был зарегистрирован КПН резонанс шириной 2,68 кГц (рисунок 26). С помощью добавления внешнего магнитного поля было устранено влияние магнитозависимых резонансов на «центральный». Некоторая асимметрия резонанса не связана с точностью регистрации, поскольку и на растущем, и на падающем склоне сканирующего сигнала круче оказывается высокочастотный склон резонанса. Известно, что асимметрия КПН резонанса является одним из свойств этого явления и требует отдельных работ для ее устранения [19, 51].



*Рисунок 26 – КПН резонанс при сканировании частоты СВЧ модуляции
вблизи 3,417 ГГц.*

По значению интенсивности на фотоприемнике (рисунок 26) можно определить, что контраст резонанса был достаточно не высоким ($\sim 10^{-2}$), однако его улучшение выходит за рамки диссертационного исследования. Для большей наглядности асимметрии резонанса была построена производная резонанса, являющаяся поточечной разностью соседних точек цифрового сигнала (рисунок 27).

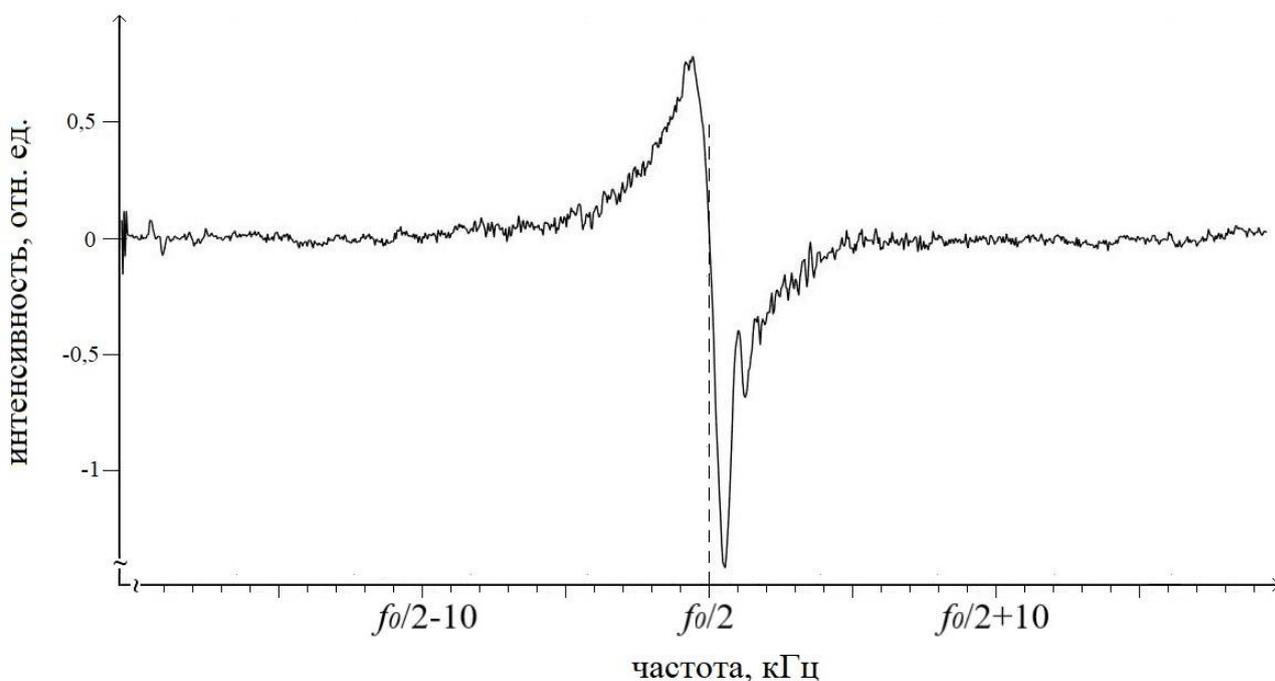


Рисунок 27 – Дифференциальный сигнал зарегистрированного КПН резонанса.

Центр резонанса в этом случае соответствует переходу кривой через ноль. Максимальное значение производной 0,8 относительных единиц, тогда как модуль минимального значения производной – 1,4 относительных единиц, т.е. примерно в 2 раза больше. Разница модулей максимального и минимального значения позволяет говорить о разнице в крутизне низкочастотного и высокочастотного склона резонанса, что свидетельствует о его существенной асимметрии.

2.5. Выводы к главе 2

В данной главе представлены результаты исследований параметров спектра излучения диодного лазера с внешним резонатором при СВЧ модуляции тока инжекции. Описан метод обработки спектров на основе экспериментально

записанной формы пропускания интерферометра Фабри-Перо. Погрешность обработки в этом случае примерно на порядок ниже, чем при использовании формулы Эйри. Экспериментально продемонстрировано, что при токе инжекции, близком к пороговому (52 мА) в зависимости амплитуды спектральных компонент от частоты СВЧ модуляции наблюдаются резкие скачки до значения в 10% от максимального уровня. Также показано, что увеличение тока инжекции до 67 мА приводит к снижению амплитуды скачков до 22%, зависимость в этом случае представляет собой практически гладкий контур. При СВЧ модуляции тока инжекции частотой $f_0/2$ в ячейке с рубидием-87 зарегистрирован резонанс КПН, шириной 2,68 кГц. Отношение дифференциальных сигналов высокочастотного склона и низкочастотного составило 1,75, что позволяет говорить о его существенной асимметрии.

Глава 3. Диодный лазер при ОВЧ модуляции тока инжекции

Данная глава посвящена исследованию спектров излучения ДЛВР при модуляции тока инжекции ОВЧ сигналами. Использование частот данного диапазона для модуляции позволяет получить структуру из ОВЧ компонент на различных полосах спектра («тонкую структуру»), что может быть использовано для многочастотного возбуждения КПН резонансов.

3.1. Физические основы многочастотного возбуждения резонансов КПН

Основным фактором, снижающим стабильность стандартов частоты на основе КПН резонансов является световой сдвиг. В первых работах по исследованию этого явления было теоретически обосновано, что световой сдвиг возникает при отстройке частоты излучения от частоты оптического перехода [52]. Позднее было установлено, что влияние на световой сдвиг оказывают также интенсивность излучения, давление буферного газа и температура ячейки [53], а также оптическая толщина ячейки [54]. В результате дальнейших исследований была получена формула, связывающая световой сдвиг с параметрами излучения [55]:

$$\delta\nu = \frac{1}{4} \left(\frac{\Delta_0}{\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2 + \Delta_0^2} \right) \cdot (\omega_{1R}^2 - \omega_{2R}^2), \quad (18)$$

где Δ_0 – отстройка частоты лазера от частоты оптического перехода, Γ – общая скорость распада из возбужденного состояния на два основных, ω_{1R} и ω_{2R} – частоты Раби. Здесь же высказывается предположение, что в случае наличия в спектре только двух компонент, световой сдвиг можно устранить при равенстве интенсивностей этих компонент. Однако если спектр при частотной модуляции содержит боковые компоненты старших порядков, то их вклад в световые сдвиги

тоже необходимо учесть и равенства интенсивностей боковых компонент первого порядка будет недостаточно для устранения светового сдвига. В работе [56] описывается экспериментальный метод устранения световых сдвигов, вне зависимости от параметров спектра излучения, возбуждающего КПН резонанс. Суть метода заключается в следующем: интенсивность излучения, возбуждающего КПН резонанс, модулируется с низкой частотой (в этом случае 17 Гц). При изменении параметров модуляции и температуры ячейки достигается режим, при котором сигнал ошибки системы автоподстройки частоты перестает быть гармоническим. Отсутствие зависимости частоты от интенсивности падающего излучения будет свидетельствовать об отсутствии светового сдвига. На основании этого метода в работе [57] показано, что для различных параметров Γ в зависимости светового сдвига от индекса модуляции может присутствовать от 0 до 2 пересечений графика с нулем. В работах [16, 57] представлены примеры спектров VCSEL, приводящие к нулевому световому сдвигу. Спектры в этом случае содержат 7-9 компонент, отстоящие на частоту $f_0/2$ друг от друга. Амплитуды компонент различны, однако некоторое их соотношение приводит к нулевому световому сдвигу. Можно отметить, что для двух представленных примеров интенсивность низкочастотной компоненты первого порядка выше высокочастотной.

В работе [58] описывается метод многочастотного возбуждения КПН резонансов излучением фемтосекундного лазера с самосинхронизацией мод, частота повторения импульсов которого напрямую может быть привязана к сверхтонкому переходу $5S_{1/2}F_2-5S_{1/2}F_1$ (6,835 ГГц) основного состояния D_1 линии рубидия-87 на $\lambda=795$ нм (рисунок 28).

Излучение фемтосекундного лазера, представляющее собой гребенку эквидистантных компонент, описывается формулой:

$$\omega_m = m * f_{mod} + f_1, \quad (19)$$

где f_{mod} – частота повторения импульсов, f_l – частота смещения гребенки, m – номер моды. При взаимодействии излучения с атомом рубидия и при выполнении условия

$$\omega_n - \omega_{n-q} = f_0 \quad (20)$$

где f_0 – частота часового перехода, а ω_n и ω_{n-q} попадают в линию поглощения, будет наблюдаться серия КПН резонансов, отстоящих друг от друга на $f_{mod} / 2$. Вклад в возбуждение каждого из резонансов будут давать по несколько спектральных компонент, попадающих в линию поглощения и отстоящих друг от друга на частоту часового перехода.

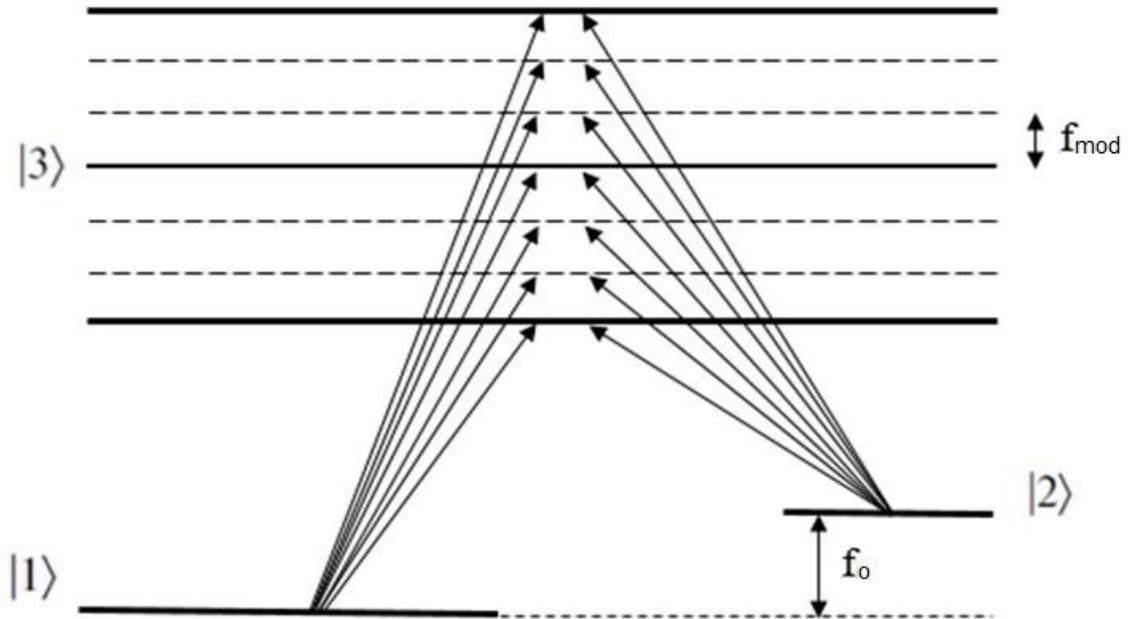


Рисунок 28 – Многочастотное возбуждение КПН резонанса в трехуровневой Λ -схеме. f_0 – частота часового перехода ($\sim 6,835$ ГГц для рубидия-87).

Основное преимущество подобного типа возбуждения заключается в снижении световых сдвигов. При многочастотном возбуждении вклад в резонанс будут давать несколько пар, отстоящие друг от друга на частоту часового

перехода. Суммарный световой сдвиг в этом случае определяется по формуле [58]:

$$\Delta = \frac{1}{N} \sum_n \Delta_n, \quad \Delta_n = \Omega_n (\kappa_n - \kappa_{n-q}), \quad (21)$$

где Ω – отстройка от середины верхнего уровня, κ – параметр насыщения, а n и $n-q$ – номера компонент на низкочастотной и высокочастотной полосах соответственной. При увеличении числа компонент световой сдвиг будет меньше, поскольку в сумму будут входить члены с разными знаками, т.к. Ω_n отсчитывается от середины 3 уровня и будет принимать как положительные, так и отрицательные значения.

Однако ширина спектра излучения фемтосекундного лазера существенно превышает величину интервала между оптическими переходами, используемыми для возбуждения КПН резонансов. В результате лишь малая часть спектра (менее 1%) дает вклад в возбуждение резонансов, тогда как остальные компоненты, содержащие в том числе другие оптические линии, лишь увеличивают шум. Предположительно этим можно объяснить отсутствие данных об успешных экспериментах в этом направлении.

Стоит также отметить, что многочастотный режим генерации He-Ne лазера на 3.39 мкм при модуляции частотой 22.4 кГц с индексом модуляции 3.1 позволил получить узкие интенсивные резонансы на $F_2^{(2)}$ линии метана с низким уровнем световых сдвигов [59].

В качестве источника многочастотного излучения может также выступать диодный лазер с внешним резонатором. Ширина линии подобного лазера существенно меньше, чем у фемтосекундного. Согласование ширины линии с шириной оптических переходов позволяет существенно улучшить отношение сигнала к шуму. В работе [60] была предложено многочастотное возбуждение КПН резонансов на зеемановских подуровнях одного из сверхтонких уровней основного состояния. Позднее наблюдалась серия КПН резонансов при

возбуждении многочастотным излучением диодного лазера с внешним резонатором [27]. В этом случае, в отличие от классического КПН резонанса на частоте часового перехода [2], резонанс наблюдается при совпадении частоты модуляции с частотным интервалом между зеемановскими подуровнями, величина которого пропорциональна магнитному полю.

В отсутствие модуляции тока инжекции диодный лазер излучает на одной из мод внешнего резонатора. При частотной модуляции спектр возможных частот излучения лазера описывается функцией Бесселя первого рода. При больших индексах частотной модуляции $\varepsilon = \Delta f / f$, когда девиация Δf много больше частоты модуляции f и составляет величину порядка межмодовой частоты лазера $c/2L$ (c - скорость света, L - длина резонатора лазера), возникают спектральные компоненты, частоты которых попадают в соседние моды внешнего резонатора, с интервалом, равным частоте модуляции f . Пример заполнения мод резонатора компонентами при ОВЧ модуляции тока инжекции частотой 85 МГц приведен на рисунке 31.

При использовании полупроводникового лазера, межмодовый интервал которого равен половине частоты часового перехода ($f_0 = 6.8$ ГГц), и $\varepsilon = 40$ частота модуляции будет равна $f = 85$ МГц, что существенно меньше ширины верхнего уровня разрешенных оптических переходов (≈ 1 ГГц). В этом случае в спектре излучения будет существовать более десятка пар оптических частот.

Если ширина полосы пропускания резонатора $\Delta\nu$ существенно больше частоты модуляции, генерация может происходить на нескольких спектральных ОВЧ компонентах (рисунок 29а).

Также как и в случае использования фемтосекундного излучения [58], экстремумы КПН резонансов будут иметь место на частотах модуляции

$$f = f_0/k, \quad (22)$$

где k - целое число.

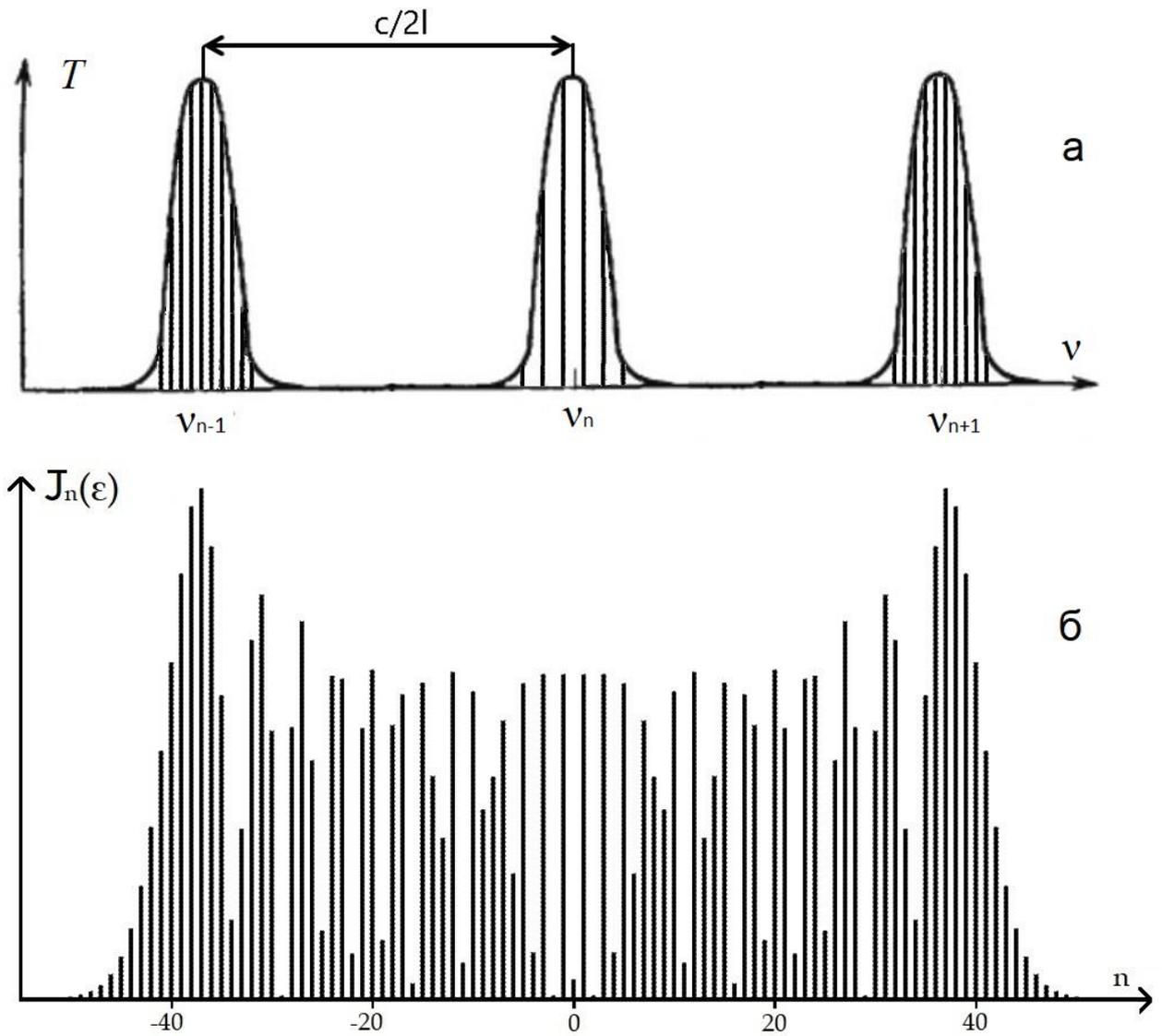


Рисунок 29 – Моды резонатора лазера, заполненные ОВЧ компонентами при частоте 85 МГц и девиации $\Delta f = 3.4$ ГГц (а) и модуль функции Бесселя для индекса модуляции $\varepsilon = 40$ (б) [61]

При этом необходимым требованием наблюдения резонансов является наличие спектральных составляющих излучения лазера совпадающих с частотами разрешенных оптических переходов.

Другим необходимым условием наблюдения резонансов является согласование оптической длины резонатора лазера L с частотой часового перехода

$$f_0 = q \frac{c}{2L}, \quad (23)$$

где целое число q может принимать значения, начиная от единицы (в нашем случае $q = 2$).

3.2. Экспериментальная установка

Методика регистрации спектров излучения с помощью интерферометра Фабри-Перо подробно описана в главе 2. Для данного исследования установка была дополнена модулем для регистрации тонкой биений (рисунок 30).

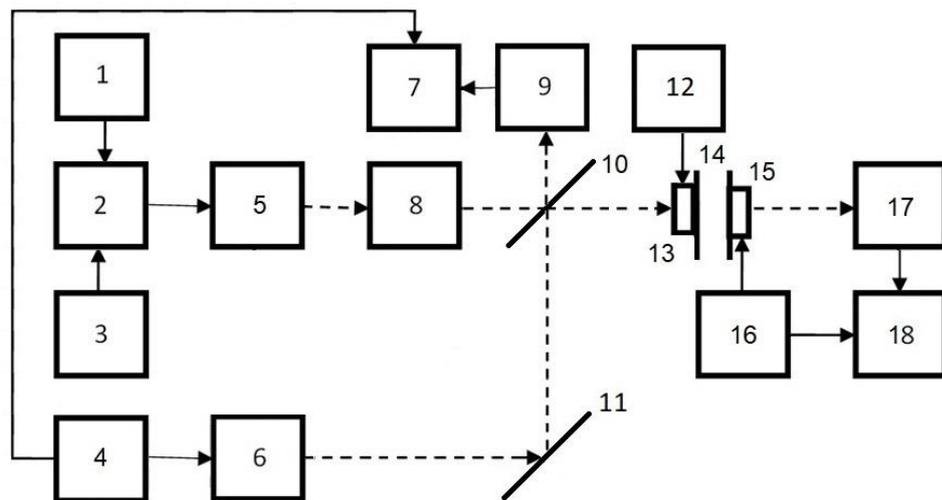


Рисунок 30 – Схема измерений спектра излучения лазера: 1 – блок питания лазера; 2 – смеситель; 3 – ОВЧ генератор; 4, 16 – генератор пилообразного напряжения; 5 – исследуемый полупроводниковый лазер; 6 – гетеродинный полупроводниковый лазер; 7, 18 – цифровой осциллограф; 8 – оптический изолятор; 9, 17 – фотоприемное устройство; 10 – делительная пластина; 11 – зеркало; 12 – генератор постоянного напряжения; 13 – пьезокерамика входного зеркала интерферометра; 14 – интерферометр Фабри-Перо; 15 – пьезокерамика выходного зеркала. Сплошными линиями обозначены электрические связи, пунктирными – оптические.

Тонкая структура на боковых полосах спектра регистрировалась с помощью биений исследуемого лазера 5 и аналогичного гетеродинного лазера 6. Для этого ток питания гетеродинного лазера сканировался пилообразным напряжением от источника 4. Через систему подстраиваемых зеркал 10 и 11 волновые фронты лазерных пучков совмещались в сонаправленной геометрии и затем поступали на фотоприемное устройство 9 с полосой 20 МГц, на котором регистрировался сигнал биений. Данные с фотоприемного устройства поступали на цифровой осциллограф 7, на второй канал которого поступал сигнал от генератора пилообразного напряжения 4, предназначенный для синхронизации.

С помощью описанной выше схемы удавалось одновременно получать информацию об огибающих спектра (с помощью ИФП) и тонкой структуре на каждой из полос (с помощью гетеродина). Биения на различных полосах спектра исследуемого лазера записывались последовательно. Для этого частота гетеродинного лазера перестраивалась на межмодовый интервал изменением его тока инжекции. Очевидно, что мощность гетеродинного лазера при этом изменялась, что приводило бы к различным амплитудам биений. Поэтому зарегистрированная тонкая структура спектра была впоследствии изменена на величину, равную квадратному корню из изменения мощности гетеродинного лазера.

3.3. Исследование спектров излучения диодного лазера при ОВЧ модуляции тока инжекции

Представленные измерения спектра [62] проводились на длине волны 795 нм при токе инжекции полупроводникового лазера 53 мА и амплитуде ОВЧ сигналов до 14,2 мА. Знание сопротивления нагрузки (50 Ом) позволяло перевести выдаваемые генератором значения мощности сигнала (дБм) в мА амплитуды. В отсутствие модуляции лазер работал в одночастотном режиме.

Область свободной дисперсии сканирующего интерферометра Фабри-Перо была около 25 ГГц, а измеренная ширина его полосы пропускания на полувывоте составила порядка 2 ГГц. Для уменьшения погрешности измерений в экспериментах как частота 15 Гц, так и размах 240 В пилообразного напряжения, необходимый для перестройки частоты оптического спектрометра, поддерживались постоянными.

Для уменьшения влияния нелинейности пьезокерамики на точность измеряемых спектроскопических данных, запись спектров, как указывалось выше, производилась вблизи центра склона пилообразного сигнала.

Исследования проводились на частотах 34 МГц, 68 МГц, 85 МГц и 100 МГц, являющихся целочисленными делителями часовой частоты f_0 . Ниже представлены экспериментальные результаты, полученные при частоте модуляции 100 МГц, поскольку в этом случае частотный интервал между тонкими компонентами спектра, определяемый частотой модуляции, будет максимальным. Фотодетектор пропускал только переменный сигнал с максимумом чувствительности на частоте порядка 15 МГц, поэтому форма биений имела расщепленный вид с провалом в центре при ширине ~ 30 МГц с (рисунок 31).

Здесь и далее амплитуда модуляции будет пересчитана для нагрузки 50 Ом. Поскольку сопротивление лазерного диода неизвестно, этот пересчет может обладать некоторой неточностью, однако в представленных ниже результатах экспериментов интерес представляло относительное изменение амплитуды. При амплитуде модуляции до 2 мА в спектре излучения лазера наблюдается структура, связанная с ОВЧ модуляцией, только на частоте несущей. Начиная с 2 мА (рисунок 31а) дискретный спектр наблюдается как в области несущей (кривая 0), так и на боковых компонентах при отстройках частоты на $\pm 3,4$ ГГц (кривые "+" и "-"), которые, как было продемонстрировано ранее [33], определяются межмодовым интервалом лазера. Это можно объяснить следующими соображениями. При включении ОВЧ модуляции на несущей полосе формируется

серия компонент. Амплитуда каждой из ОВЧ компонент существенно меньше, чем амплитуда несущей в отсутствие модуляции, поэтому инверсия заселенности снимается в меньшей степени. Это приводит к тому, что на соседних модах в этом случае усиление превышает потери и возникает генерация.

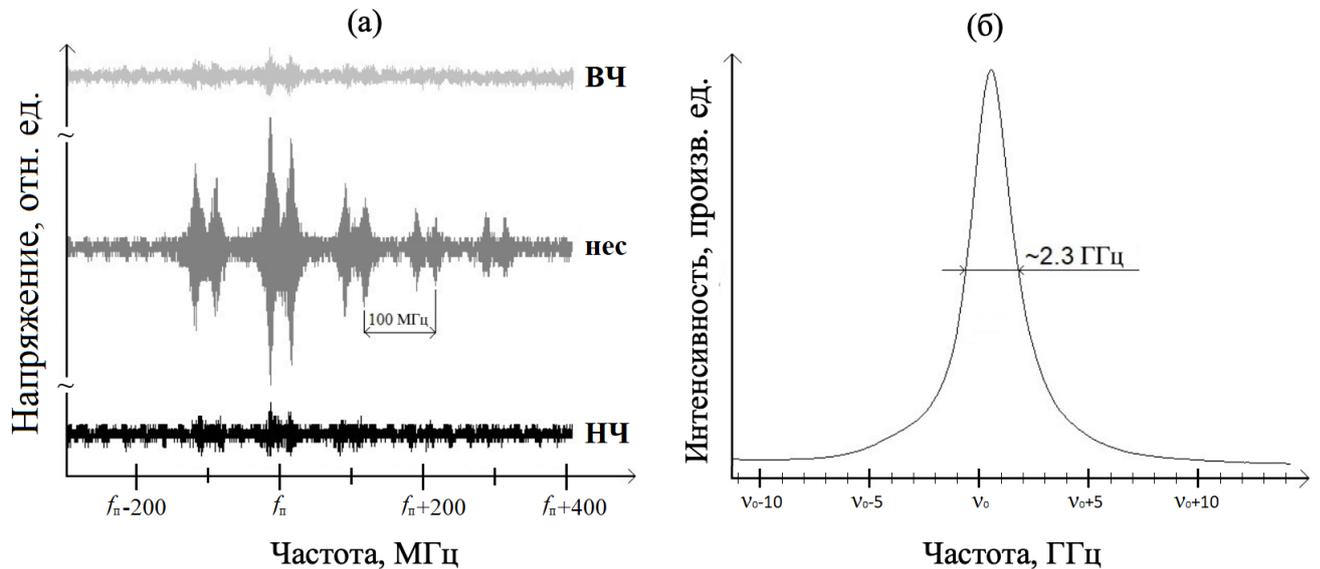


Рисунок 31 – Спектр излучения исследуемого лазера при регистрации биений с гетеродинным лазером (а) и при регистрации через сканирующий интерферометр Фабри-Перо (б) при частоте и амплитуде модуляции 100 МГц и 2 мА соответственно. f_n – частота полосы, ν_0 – оптическая частота лазера в отсутствие модуляции.

Для регистрации спектра вблизи несущей ток гетеродинного лазера был 78 мА, высокочастотные и низкочастотные боковые компоненты наблюдались при токе 74,6 мА и 82 мА соответственно. Отношение амплитуд составляющих спектра на боковых компонентах к амплитудам на несущей в этом случае составляет величину порядка 10^{-1} . При регистрации спектра излучения через интерферометр Фабри-Перо (рисунок 31б) это отношение должно быть на уровне 10^{-2} , что не позволило зарегистрировать боковые составляющие.

С увеличением амплитуды модуляции до 2,3 мА амплитуды биений на несущей уменьшается, а на боковых – увеличиваются (рисунок 32а).

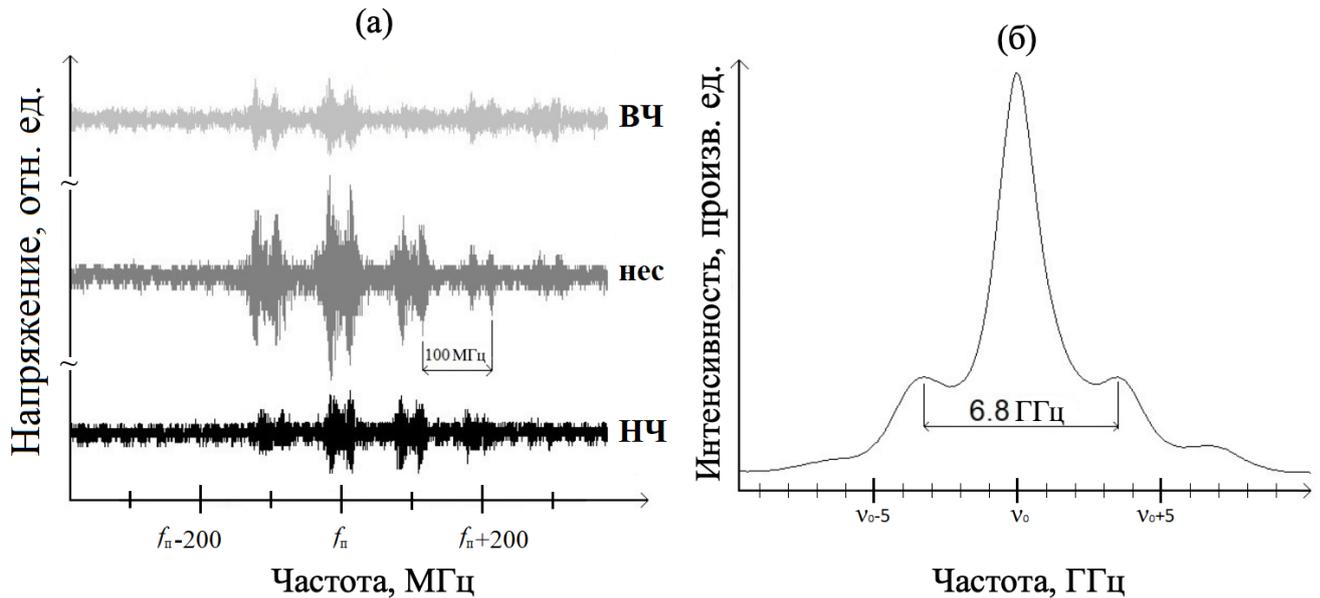


Рисунок 32 – Спектр излучения исследуемого лазера при регистрации биений с гетеродинным лазером (а) и при регистрации через сканирующий интерферометр Фабри-Перо (б) при частоте и амплитуде модуляции 100 МГц и 2,3 мА соответственно. f_n – частота полосы, ν_0 – оптическая частота лазера в отсутствие модуляции.

Число ОВЧ составляющих спектра на каждой из боковых компонент в этом случае достигает 4. В спектре интенсивности проявляются боковые компоненты, имеющие близкие амплитуды (рисунок 32б) [63], что является необходимым условием для снижения световых сдвигов.

При достижении амплитуды модуляции до 2,6 мА, биения перестают быть различимыми (рисунок 33а), и на боковых компонентах имеет место сплошной спектр шириной порядка 200 МГц. Подобным спектром обладают лазеры с вертикальным резонатором, которые в настоящее время широко используются для возбуждения КПН резонансов [64, 65]. "Шумы", которые наблюдаются при регистрации биений, связаны с возрастанием амплитудной модуляции, которая

неизбежно сопровождается частотной модуляцией [66]. В спектре интенсивности (рисунок 33б) высокочастотная боковая компонента становится заметно больше низкочастотной.

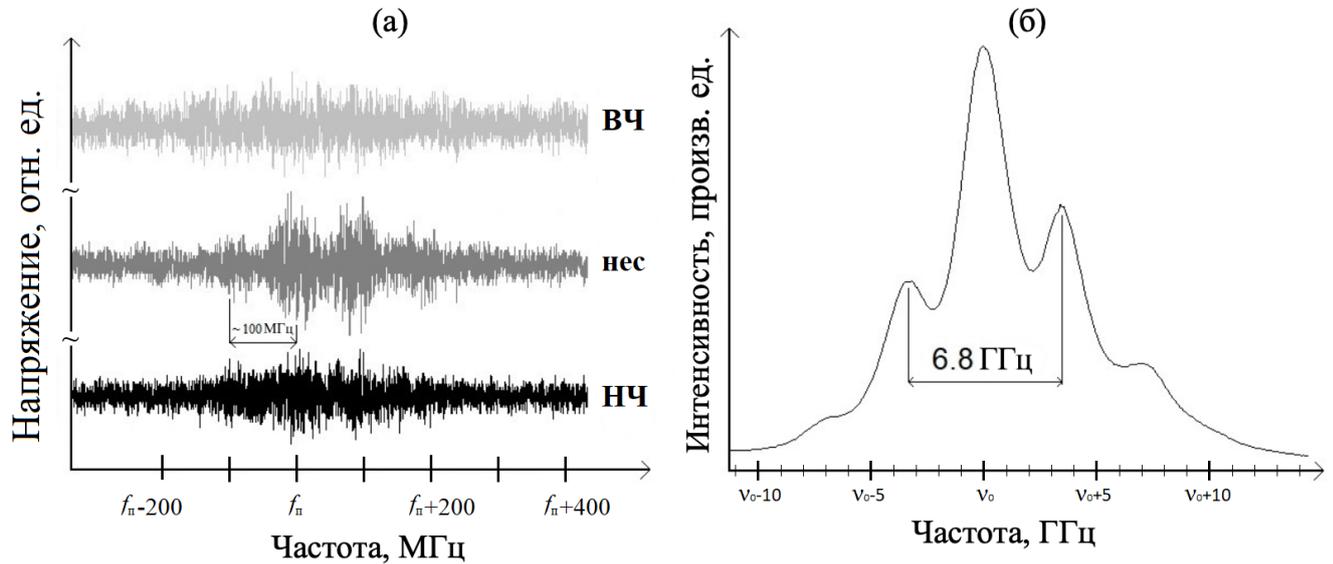


Рисунок 33 – Спектр излучения исследуемого лазера при регистрации биений с гетеродинным лазером (а) и при регистрации через сканирующий интерферометр Фабри-Перо (б) при частоте и амплитуде модуляции 100 МГц и 2,6 мА соответственно. f_n – частота полосы, v_0 – оптическая частота лазера в отсутствие модуляции.

Поскольку амплитуды тонких компонент спектра изменяются пропорционально огибающим, ограничимся рассмотрением огибающих спектра, записанных с помощью сканирующего ИФП. Обработка параметров спектральных компонент выполнялась с помощью метода, описанного в главе 2. Для удобства все полосы были пронумерованы: нулевая соответствует несущей в отсутствие ОВЧ сигнала, высокочастотные боковые полосы спектра обозначены знаком «+», низкочастотные – знаком «-». На рисунке 34 приведены зависимости относительных амплитуд полос спектра, нормированных на интенсивность

излучения лазера в отсутствие модуляции, от амплитуды ОВЧ модуляции частотой 85 МГц.

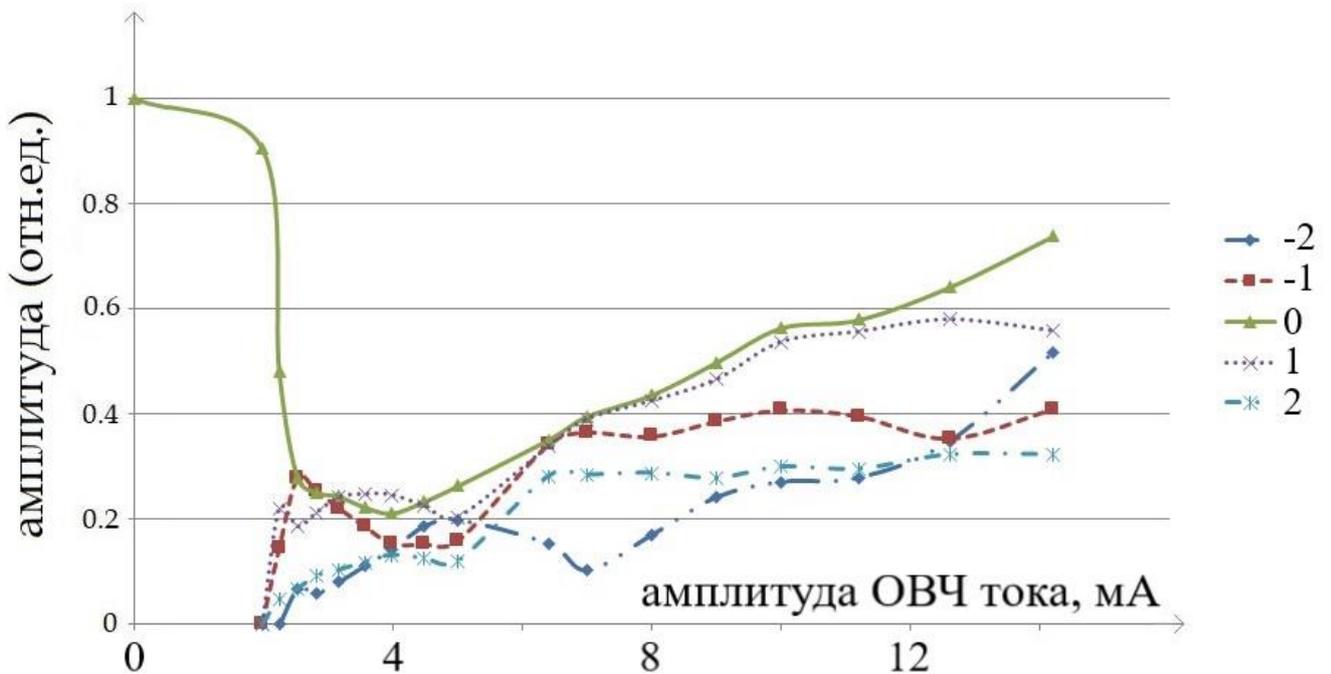


Рисунок 34 – Зависимости амплитуд полос спектра излучения лазера от амплитуды тока ОВЧ генератора.

Погрешность измерений определялась шумами фотодетектора и составляла порядка 2%, что существенно меньше представленных на рисунке маркеров. Практически во всем диапазоне ОВЧ сигнала амплитуда "нулевой" полосы остается больше остальных. Немонотонную зависимость амплитуд полос спектра излучения лазера мы связываем с осциллирующей зависимостью составляющих функции Бесселя от индекса модуляции, а также дополнительным влиянием амплитудной модуляции. Сумма амплитуд в этом случае также будет иметь такой же характер.

Поскольку для уменьшения световых сдвигов необходимо равенство амплитуд боковых полос, будем рассматривать области, в которых пары полос, отстоящие друг от друга примерно на частоту часового перехода имеют близкие

амплитуды. Для пар полос (-2;0) и (0;+2) области с примерным равенством амплитуд отсутствуют. Для пары полос (-1;+1) близкие амплитуды наблюдаются сигнале 3,16 мА, а также 6,4 мА. Поскольку для возбуждения КПН резонанса необходима максимальная амплитуда боковых спектральных компонент, подробнее был исследован участок вблизи 6,4 мА.

Стоит отметить, что амплитуда "нулевой" компоненты начинает падать до появления боковых. Поскольку мощность излучения при этом остается неизменной, имеет место уширение спектра. Наблюдаемая ширина огибающей полосы спектра Γ связана с полосой пропускания интерферометра Γ_u и уширением $\Delta\Gamma$ за счет модуляции соотношением:

$$\Gamma^2 = \Gamma_u^2 + \Delta\Gamma^2 \quad (24)$$

При малом уширении спектра излучения лазера ($\frac{\Delta\Gamma}{\Gamma_u} \ll 1$)

$$\frac{\Gamma}{\Gamma_u} = 1 + \frac{1}{2}(\Delta\Gamma/\Gamma_u)^2 \quad (25)$$

Предполагая, что форма полосы пропускания интерферометра при слабом уширении остается неизменной, также как и интенсивность излучения лазера можно записать, что

$$\Gamma \sim 1/A, \quad (26)$$

где A - амплитуда огибающей спектра при слабой модуляции, а

$$\Gamma_u \sim 1/A_0 \quad (27)$$

где A_0 - амплитуда сигнала на выходе интерферометра в отсутствие модуляции.

Тогда

$$1 + \frac{1}{2}(\Delta\Gamma/\Gamma_u)^2 = \frac{A_0}{A} \quad (28)$$

Откуда следует, что уширение спектра лазера

$$\Delta\Gamma = \Gamma_u \sqrt{2 * \left(\frac{A_0}{A} - 1\right)} \quad (29)$$

В нашем случае амплитуда огибающей спектра до появления боковых составляющих падает на 10%. Следовательно, уширение спектра излучения лазера составляет порядка 0,5 ГГц, т.е. в спектре излучения лазера при этом существуют около 6 ОВЧ компонент.

При уменьшении частоты ОВЧ модуляции также существует область, в которой амплитуды НЧ и ВЧ полос имеют близкие значения (рисунок 35).

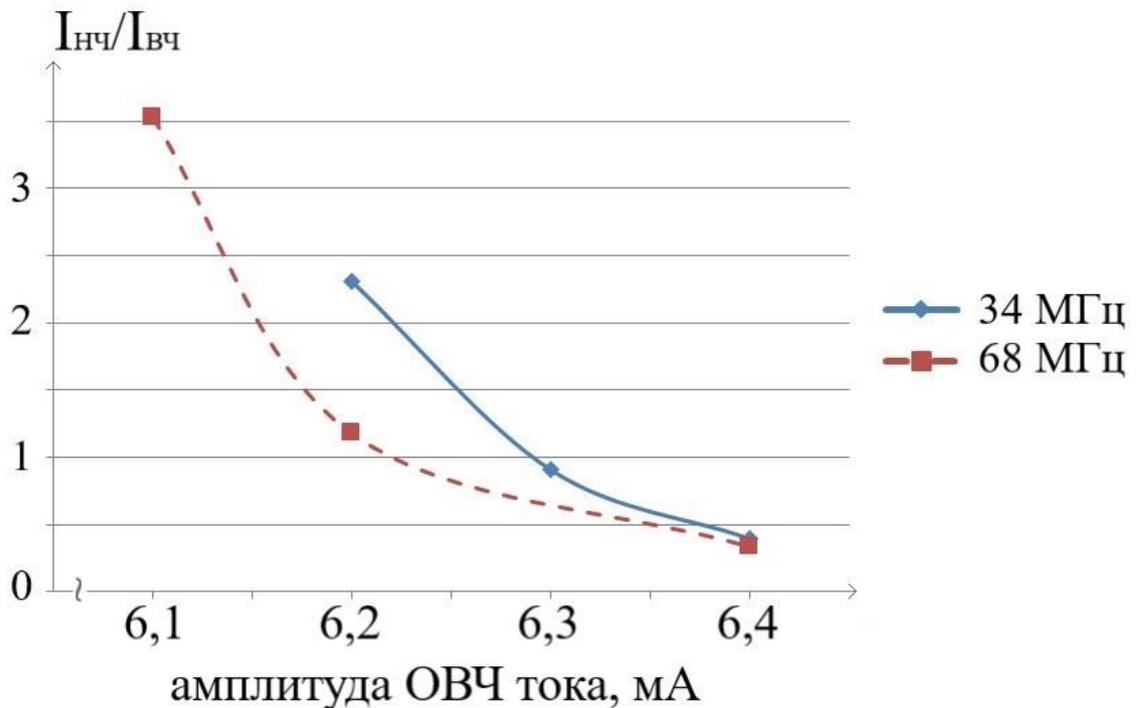


Рисунок 35 – Зависимость отношения амплитуд НЧ и ВЧ боковых полос спектра от амплитуды модулирующего сигнала

Однако стоит отметить, что при модуляции частотой 85 МГц равенство компонент достигается при несколько большем значении амплитуды модуляции (6,4 мА), а область близких интенсивностей несколько шире (рисунок 34). Это говорит о более пологом характере зависимости, что упрощает поиск оптимальных параметров модуляции. Погрешность измерений в этом случае примерно совпадает с размером маркера.

Для возбуждения КПН резонансов необходимо, чтобы частотный интервал между полосами был равен частоте часового перехода. На рисунке 36 приведена зависимость частотного интервала между выбранными парами полос от ОВЧ тока для области, в которой близки их амплитуды. Пунктирной линией обозначена частота часового перехода (6,835 ГГц). Погрешность измерения частотного интервала связана с дрейфом частоты лазера относительно полос пропускания интерферометра.

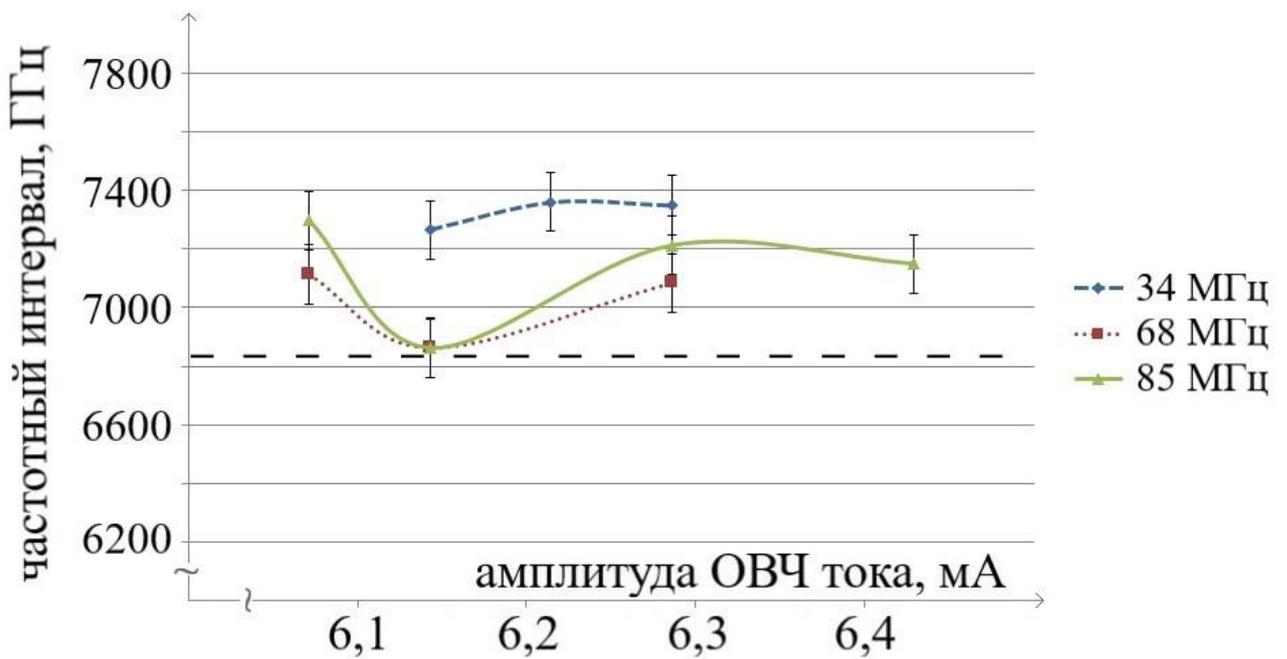


Рисунок 36 – Интервал между составляющими спектра, разнесенными примерно на частоту часового перехода.

Интервал между боковыми компонентами, близкий к частоте часового перехода, достигается при частоте 68 МГц и 85 МГц и амплитуде тока 6,15 мА. Однако для частоты 85 МГц равенство амплитуд компонент достигается при несколько большем значении (рисунок 34). Для частоты 68 МГц и равенство амплитуд боковых компонент, и необходимый интервал достигается при примерно одинаковом значении амплитуды модулирующего тока (рисунок 35).

Нелинейная зависимость интервала между полосами спектра излучения лазера от ОВЧ тока, по-видимому, связана с зависимостью компонент функции Бесселя от индекса модуляции (ОВЧ тока), а также с влиянием амплитудной модуляции. В связи с этим поддержание разности частот огибающих спектра вблизи часового перехода требует необходимой точности выставления тока ОВЧ сигналов.

Интервал между боковыми полосами при различных частотах модуляции лежит в пределах от 6,8 до 7,4 ГГц, что соответствует межмодовому интервалу при длине резонатора около 43 мм. Полученный результат согласуется с областью эффективной СВЧ модуляции (рисунок 24).

Из рисунка 34 видно, что с увеличением амплитуды модуляции возрастает амплитуда всех спектральных компонент. На рисунке 37 приведена зависимость суммы амплитуд спектральных компонент от амплитуды ОВЧ модуляции (кривая 2), а также измеренная напрямую мощность излучения (кривая 1).

Мощность излучения лазера при ОВЧ модуляции меняется слабо до амплитуды ОВЧ тока 3,5 мА, примерно равной превышению над порогом. Далее мощность излучения, как и следовало ожидать, лазера линейно возрастает. Качественно сумма амплитуд всех полос спектра ведет себя аналогичным образом. Практически во всем диапазоне ОВЧ тока сумма амплитуд огибающих меньше, чем измеренная мощность. Предположительно, это связано с уширением полос спектра, вызванным наличием нескольких ОВЧ составляющих. Погрешность значений амплитуды ОВЧ тока не превышает размер маркера на рисунке 37.

Таким образом, стоит рассмотреть токи инжекции ближе к пороговому, поскольку недостаточную для наблюдения КПН резонансов интенсивность излучения сможет компенсировать мощная ОВЧ модуляция.

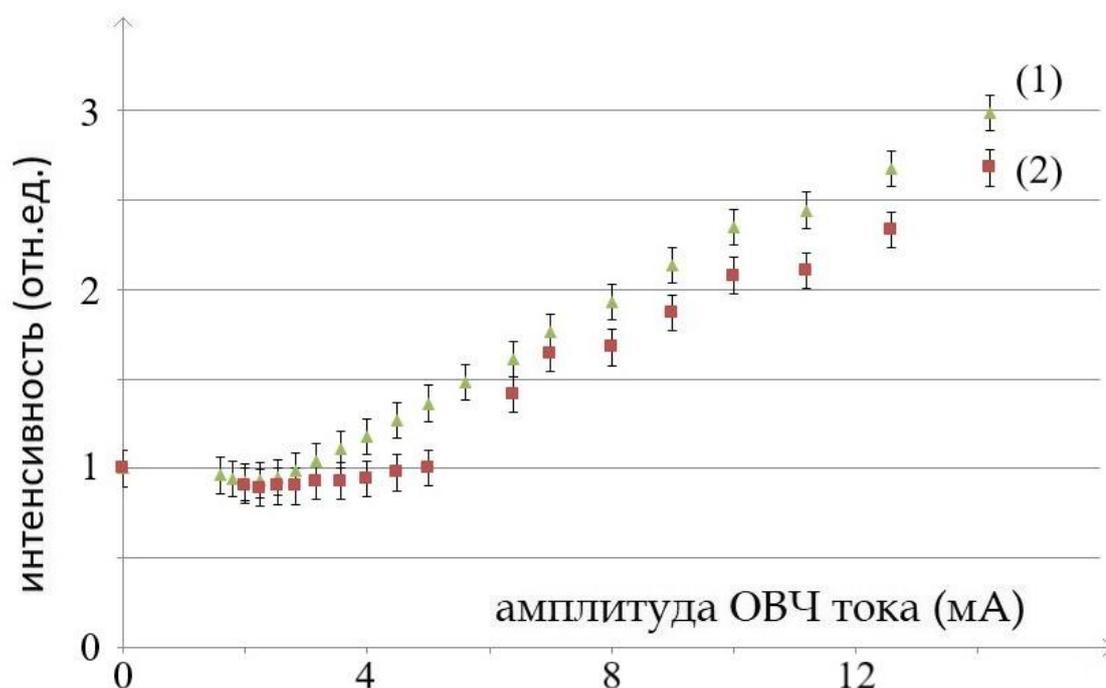


Рисунок 37 – Зависимость мощности излучения лазера (1) и суммы амплитуд спектральных полос (2) от амплитуды ОВЧ тока.

Поскольку известно, что световые сдвиги зависят от интенсивности спектральных компонент, рассмотрим более детально отношение амплитуд первых боковых компонент, обозначенных в спектре как «-1» и «1» при изменении тока инжекции вблизи порогового значения (рисунок 38).

Для всех представленных амплитуд ОВЧ модуляции при некотором значении тока инжекции достигается равенство амплитуд боковых спектральных компонент первого порядка. Погрешность измерений в этом случае не превышает размер маркера на рисунке 38. Однако при любой из рассматриваемых амплитуд модуляции равенство боковых компонент достигается при токах, ниже порогового (50 мА).

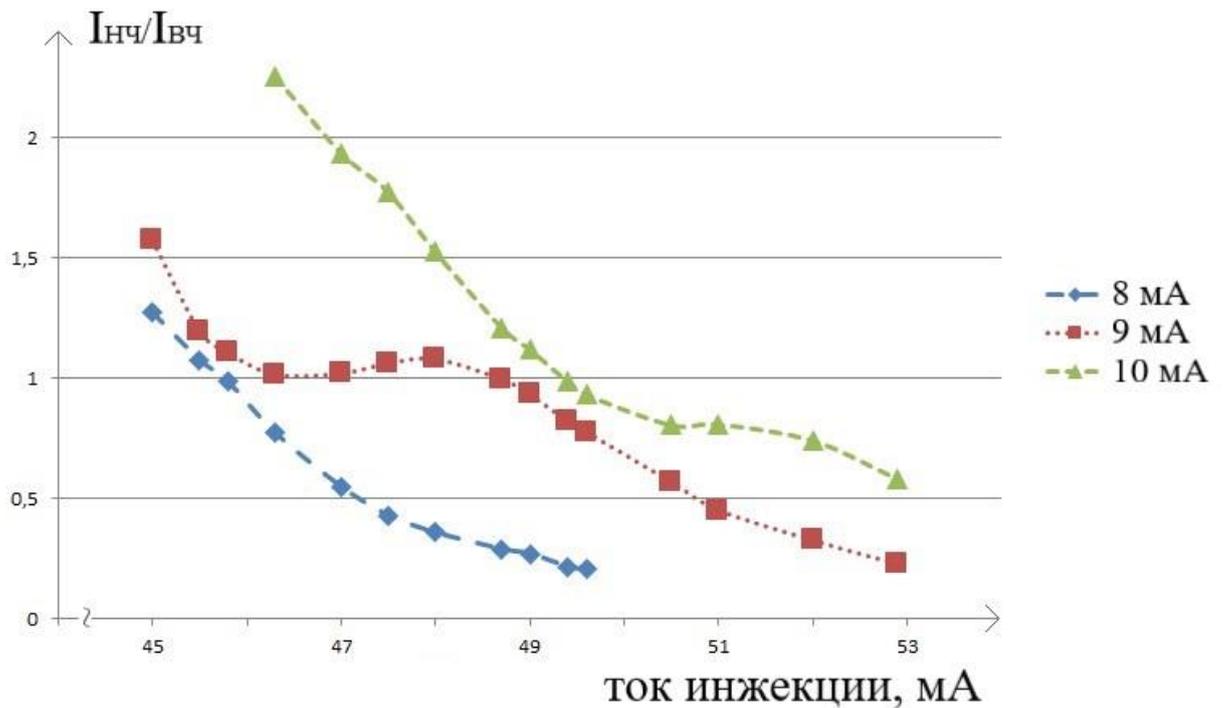


Рисунок 38 – Отношение амплитуд НЧ и ВЧ компонент первого порядка при изменении тока инжекции для трех различных амплитуд ВЧ модуляции и неизменной частоте 85 МГц.

При увеличении амплитуды ВЧ модуляции значение тока, при котором достигается равенство боковых спектральных компонент, также увеличивается. Соответственно существует несколько наборов параметров, при которых можно достичь равенства боковых спектральных компонент первого порядка, которое, как сказано выше, позволит снизить световые сдвиги КПН резонансов.

3.4. Управление спектром излучения диодного лазера при ВЧ модуляции тока инжекции

Для того чтобы проверить связь между компонентами спектра во всем диапазоне генерации были использованы две частоты модуляции: 100 и 101.5

МГц (рисунок 39). Согласно формуле (19) для $m = 34$ (центр боковых полос) смещение ОВЧ структур спектра на боковых полосах составит 51 МГц, при этом структуры на исследуемых частотах будут максимально смещены относительно друг друга.

На рисунке 39 показан сравнительный спектр излучения лазера при частотах модуляции 100 и 101.5 МГц. На ВЧ полосе наблюдается существенно большее количество ОВЧ компонент, что может быть связано с нелинейными процессами.

Экспериментально измеренное отношение интервалов между компонентами спектра как для НЧ, так и для ВЧ полос составило 1.018 ± 0.005 , как и следовало ожидать, согласуется с отношением частот модуляции (1.015).

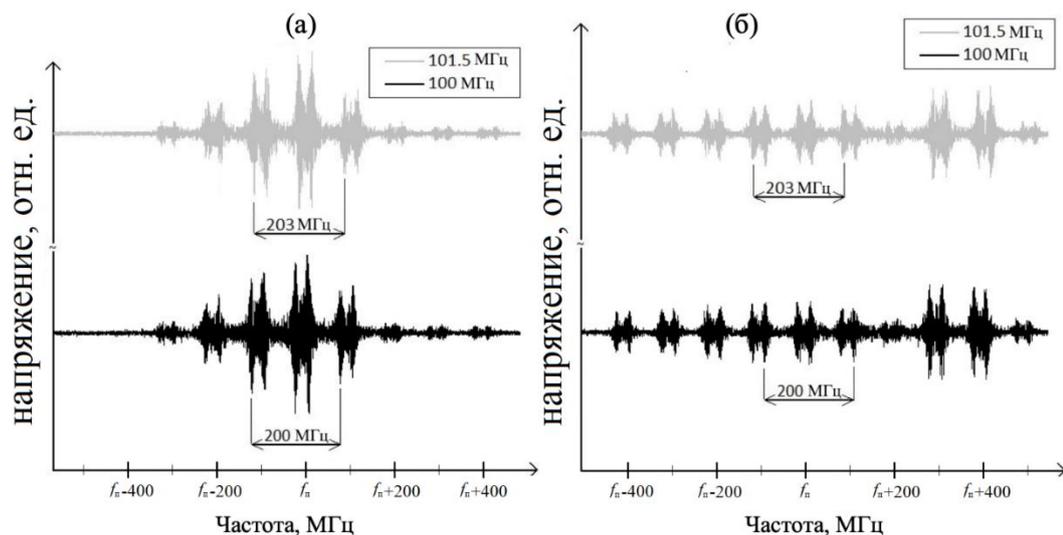


Рисунок 39 – Биения на НЧ (а) и ВЧ (б) боковых полосах спектра при ОВЧ модуляции с частотами 100 и 101,5 МГц. f_n – частота полосы.

Результаты измерений интервала между соответствующими ОВЧ компонентами на каждой из боковых полос спектра при изменении частоты от 100 МГц к 101,5 МГц и обратно, приведены на рисунке 40.

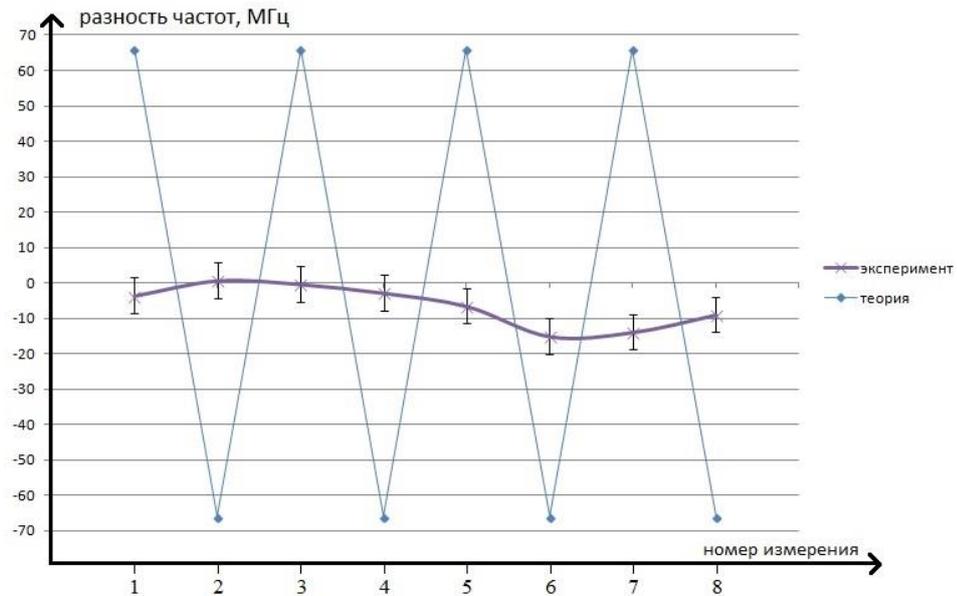


Рисунок 40 – Теоретическое и экспериментальное изменение частотного интервала между соответствующими компонентами на боковых полосах спектра.

Интервал между ОВЧ компонентами на боковых полосах с учетом погрешности изменяется на величину менее 20 МГц, что не согласуется с формулой (19). Это позволяет сделать вывод о том, что частота ОВЧ модуляции напрямую не влияет на интервалы между ОВЧ компонентами на различных полосах спектра.

Для того чтобы выяснить связь между тонкими структурами на различных полосах спектра излучения лазера при ОВЧ модуляции были записаны биения исследуемого и гетеродинного лазеров на боковых полосах в широком диапазоне частот модуляции (рисунок 41).

Видно, что положение одной из ОВЧ компонент, которую можно считать «центральной», на каждой из боковых полос остается неизменным (пунктирная линия на рисунке 41) с погрешностью ± 5 МГц, в то время как интервалы между ОВЧ компонентами, как и предполагалось, определяются частотой модуляции.

Погрешность измерений связана с флуктуациями и тепловым дрейфом длины внешнего резонатора лазера.

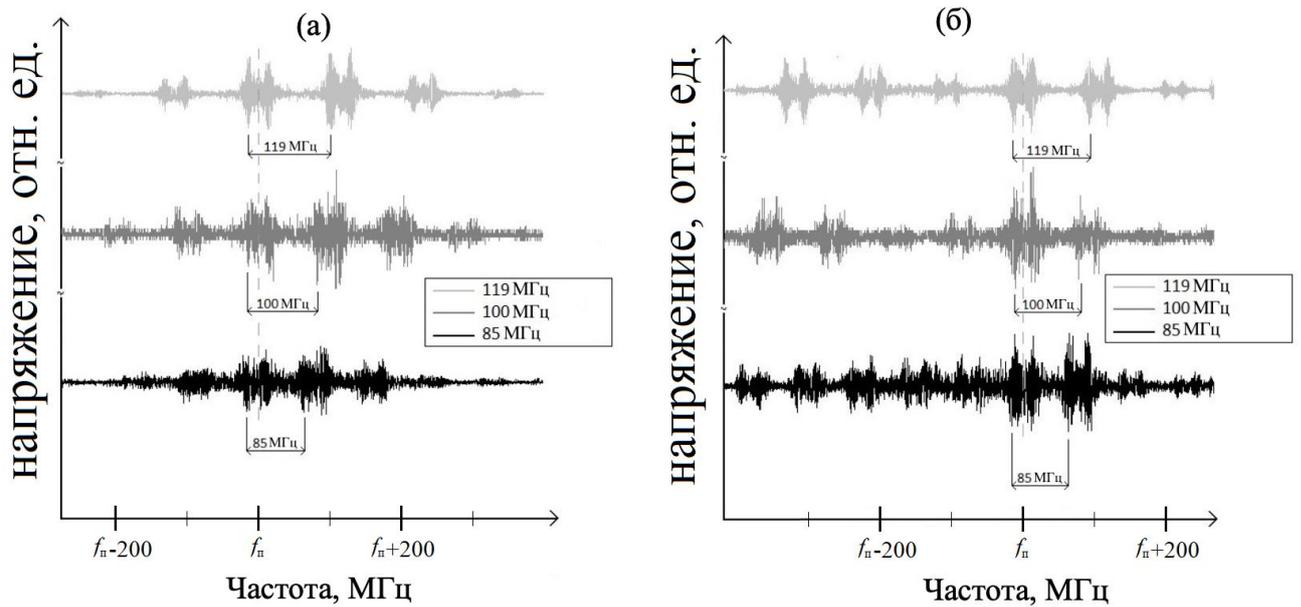


Рисунок 41 – Биения на НЧ (а) и ВЧ (б) полосах при различных частотах ОВЧ модуляции. f_n – частота полосы.

Такая ситуация возможна, когда ОВЧ структура формируется вокруг определенных мод резонатора. При этом управление положением ОВЧ структуры на боковых полосах спектра возможно за счет изменения длины резонатора, что накладывает существенные ограничения на возможность управления спектром и регистрацию резонансов КПН, поскольку требуется внесение изменений в конструкцию лазера [67].

3.5. Выводы к главе 3

В данной главе приведены результаты исследований спектра излучения диодного лазера с внешним резонатором при ОВЧ модуляции тока инжекции. Экспериментально продемонстрировано, что при модуляции частотами 34, 68, 85

и 100 МГц удастся достичь равенства амплитуд боковых полос спектра первого порядка. Обнаружена близкая к линейной зависимость мощности излучения от амплитуды ОВЧ модуляции. При записи биений с гетеродинным лазером зарегистрирована разрешенная структура из ОВЧ компонент, разделенных на частоту модуляции. При достижении определенного значения амплитуды модуляции структура размывается и спектр становится практически сплошным. При изменении частоты модуляции от 100 к 101,5 МГц боковые спектральные полосы сдвигаются на интервал меньше 20 МГц, что свидетельствует о том, что структура на боковых полосах привязана к модам резонатора. Об этом же говорит тот факт, что положение одной из ОВЧ компонент на каждой боковой полосе остается постоянным при изменении частоты модуляции. Сканирование интервала между боковыми полосами спектра в этом случае возможно только при изменении длины резонатора, что существенно усложняет задачу по регистрации резонансов КПН при использовании подобного типа модуляции.

Глава 4. Спектр излучения лазера при совместном действии СВЧ и ОВЧ модуляции тока инжекции

Как было выяснено в главе 3, управление спектром при ОВЧ модуляции тока инжекции весьма затруднено. В данной главе приведены результаты исследований спектра излучения при совместном действии СВЧ и ОВЧ модуляции тока инжекции. Также в главе приведены результаты регистрации резонансов КПН при многочастотном оптическом возбуждении.

4.1. Экспериментальная установка

Для регистрации спектров излучения лазера при совместном действии СВЧ и ОВЧ модуляции, а также их дальнейшего исследования была разработана экспериментальная установка, схема которой приведена на рисунке 42.

Принцип работы установки подробно описан в предыдущей главе. Отличием в этой схеме является только наличие сразу ОВЧ и СВЧ генераторов (3 и 5), сигналы с которых через широкополосный смеситель одновременно модулируют ток инжекции диодного лазера. В результате на двух цифровых осциллографах (8 и 19), как и в предыдущей главе, регистрируются огибающие спектра, записанные с помощью сканирующего интерферометра Фабри-Перо, а также тонкая структура спектра на каждой из боковых полос, записанная с помощью биений с гетеродинным лазером. Огибающие спектра регистрируются одновременно для всего спектра, тогда как для регистрации тонкой структуры на различных полосах необходимо перестраивать оптическую частоту гетеродинного лазера, изменяя его ток инжекции. Следовательно, тонкие структуры записываются последовательно.

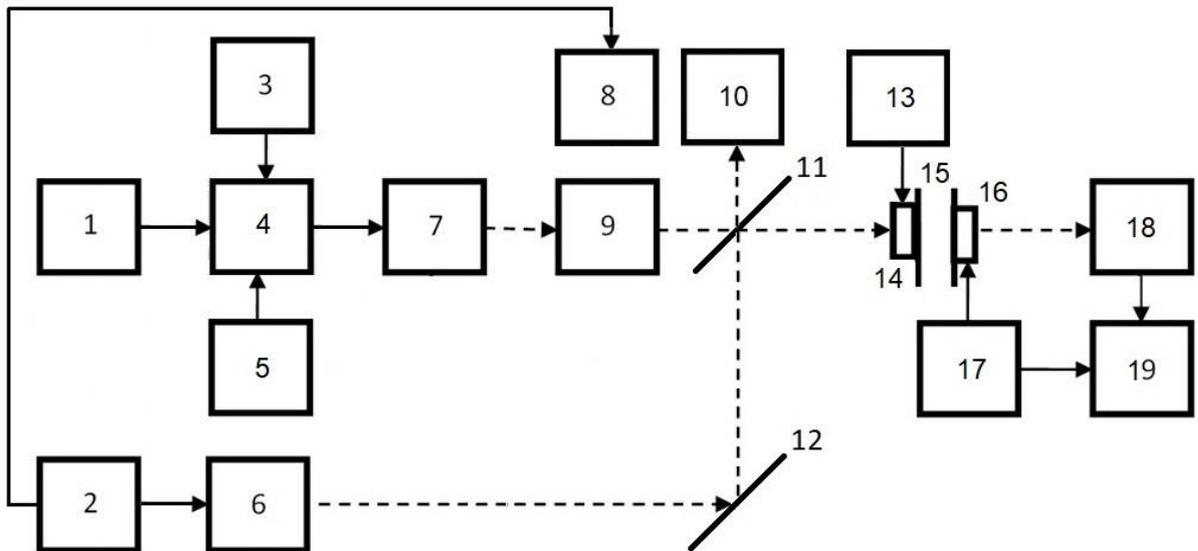


Рисунок 42 – Схема измерений спектра излучения лазера: 1 – источник постоянного тока; 2, 17 – генераторы пилообразного напряжения; 3 – ВЧ генератор; 4 – смеситель; 5 – СВЧ генератор; 6 – гетеродинный лазер, 7 – исследуемый лазер; 8, 19 – цифровые осциллографы; 9 – оптический изолятор; 10, 18 – фотодетекторы; 11 – полупрозрачное зеркало, 12 – поворотное зеркало; 13 – источник постоянного напряжения; 14, 16 – пьезокерамические преобразователи; 15 – сканирующий интерферометр Фабри-Перо. Штриховые линии - световые пучки, сплошные линии – электрические связи.

С помощью описанной выше экспериментальной установки записывались спектры излучения лазера, исследования которых будут приведены в следующих разделах данной главы.

4.2. Исследование спектров излучения лазера при совместном действии СВЧ и ОВЧ модуляции тока инжекции

Исследования спектра излучения диодного лазера с внешним резонатором были выполнены при совместной СВЧ и ОВЧ модуляции. Были

экспериментально получены спектры при различных токах инжекции исследуемого лазера (53 мА, 54 мА и 56 мА) и частотах СВЧ модуляции (68 МГц, 85 МГц и 100 МГц) [68].

На рисунке 43 приведены спектры излучения исследуемого лазера при токе инжекции 56 мА, СВЧ модуляции амплитудой 28,2 мА на частоте 3,4 ГГц для различных амплитуд СВЧ сигнала на частоте 68 МГц.

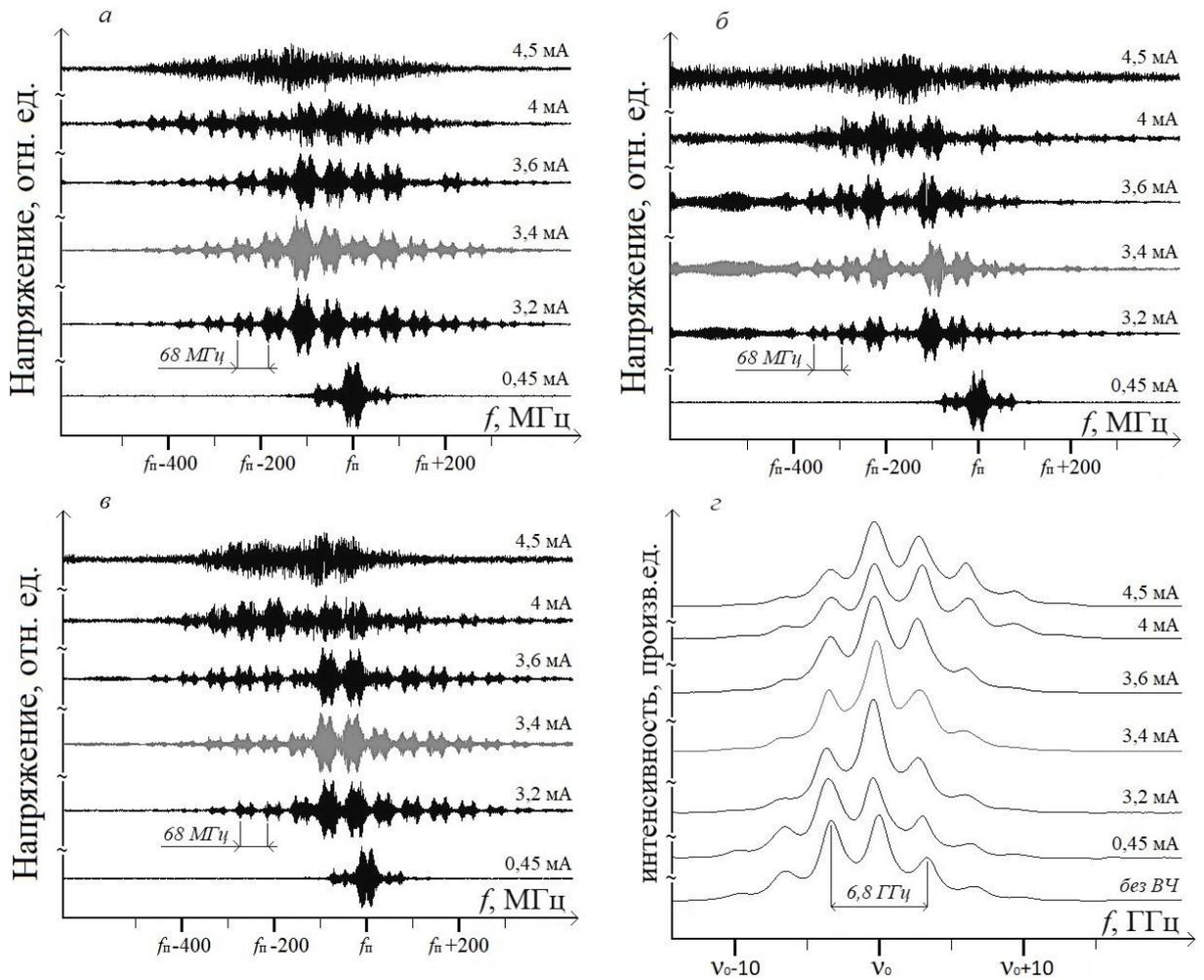


Рисунок 43 – Спектры излучения исследуемого лазера при токе инжекции 56 мА с одновременной СВЧ (на частоте 3,4 ГГц и амплитудой 28,2 мА) и СВЧ (на частоте 68 МГц) модуляцией; а, б, в – записи ВЧ структуры для низкочастотной, высокочастотной и центральной спектральных полос соответственно; г – спектр интенсивности излучения, записанный с помощью сканирующего интерферометра Фабри-Перо. f_n – частота полосы, ν_0 – оптическая частота лазера в отсутствие модуляции.

Равенство амплитуд боковых полос, необходимое для снижения световых сдвигов при регистрации резонансов КПН, достигается при ОВЧ модуляции амплитудой 3,4 мА (серые кривые на рисунке 43).

Область сканирования частоты гетеродинного лазера была ограничена величиной порядка 1 ГГц, поэтому ОВЧ структура излучения исследуемого лазера регистрировалась последовательно в различных частотных окнах для его несущей и боковых составляющих за счет изменения частоты гетеродинного лазера. Частотный интервал "тонкой" структуры спектров как на несущей (*в*), так и на низкочастотной (*а*) и высокочастотной (*б*) полосах задавался частотой ОВЧ генератора. Число ОВЧ компонент на каждой из полос растет с увеличением амплитуды ОВЧ модуляции, однако, при некотором значении «насыщается». При модуляции 4,5 мА биения на всех полосах размываются и спектр становится сплошным. Ширина каждой из полос при равенстве амплитуд боковых по уровню 10% от максимума составляет около 800 МГц. Это обеспечивает совпадение спектральных компонент с оптическими частотами.

С помощью сканирующего интерферометра наблюдался спектр излучения лазера с разрешением ~ 1 ГГц в диапазоне 20 ГГц. Как видно из рисунка 43г, в отсутствие ОВЧ модуляции интенсивность низкочастотной СВЧ составляющей спектра больше, чем высокочастотной, что может быть связано с совместным действием частотной и амплитудной модуляции [66]. С ростом амплитуды ОВЧ модуляции отношение амплитуд высокочастотной полосы к низкочастотной возрастает и при 3,4 мА достигает единицы, а амплитуды полос в высокочастотной области увеличиваются.

"Проседание" одной из ВЧ компонент на высокочастотной боковой полосе (рисунок 43б), по-видимому, также связано с наличием амплитудной модуляции, сопровождающей частотную [66], и нелинейной зависимостью мощности от тока инжекции.

При увеличении частоты модуляции до 100 МГц (рисунок 44) ширина спектра на каждой из полос по уровню 10% от максимума достигает значения 1 ГГц.

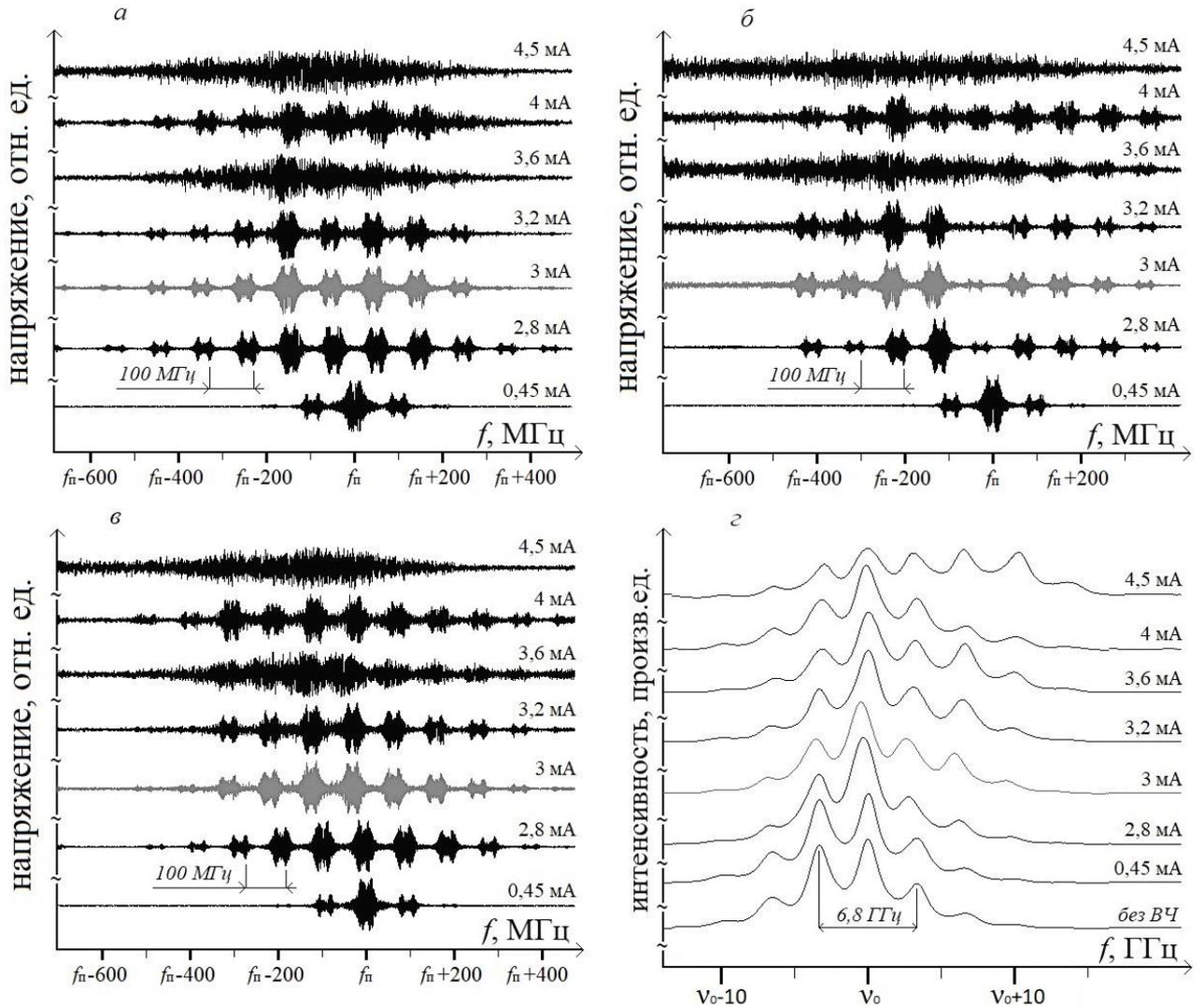


Рисунок 44 – Спектры излучения исследуемого лазера с током инжекции 56 мА при одновременной СВЧ (на частоте 3,4 ГГц и мощностью сигнала 16 дБм) и ВЧ (на частоте 100 МГц) модуляции; а, б, в – записи ВЧ структуры для низкочастотной, высокочастотной и центральной спектральных полос соответственно; г – спектр интенсивности излучения, записанный с помощью сканирующего интерферометра Фабри-Перо. f_n – частота полосы, ν_0 – оптическая частота лазера в отсутствие модуляции.

Принципиально картина аналогична частоте модуляции 68 МГц: при амплитуде модуляции 3 мА удается достичь равенства амплитуд боковых полос (рисунок 44г, серая кривая) и зарегистрировать при этих параметрах разрешенную ВЧ структуру (рисунок 44а, б, в, серая кривая); на высокочастотной полосе наблюдается проседание амплитуды одной из ВЧ компонент (рисунок 44б); с увеличением амплитуды ОВЧ модуляции возрастает амплитуда высокочастотных СВЧ полос первого, второго и третьего порядков.

Стоит отметить, что в отличие от спектров при частоте модуляции 68 МГц, биения на всех полосах (рисунок 44а, б, в) размываются при амплитуде модуляции 3,6 мА, затем вновь становятся разрешенными (4 мА) и размываются окончательно (4,5 мА). Это возможно связано с взаимным влиянием ОВЧ компонент различных полос спектра.

Качественно поведение спектра излучения лазера при ОВЧ модуляции на частоте 85 МГц не отличается от описанных выше. Ширина спектра по уровню 10% от максимума составила около 900 МГц, равенство амплитуд боковых полос достигается при ВЧ сигнале 3,7 мА.

При токах инжекции 53 мА и 54 мА тонкая структура наблюдается при слабых ОВЧ сигналах. Однако еще до достижения равенства амплитуд боковых СВЧ полос структура размывается.

4.3. Управление спектром излучения при совместном действии СВЧ и ОВЧ модуляции

Измерения проводились при токе инжекции исследуемого лазера 56 мА, когда длина волны излучения была близка к длине волны оптических переходов Rb-87 (~795 нм). Как говорилось выше, для возбуждения КПН резонансов интервал между спектральными компонентами должен быть равен частоте

часового перехода f_0 , поэтому необходимо было рассмотреть механизмы управления положением спектральных компонент. При совместном действии СВЧ и ОВЧ модуляции на ток инжекции диодного лазера возможны исследования параметров компонент спектра от четырех параметров: частота и амплитуда СВЧ и ОВЧ сигналов.

На первом этапе рассмотрим влияние частоты ОВЧ модуляции. Исследования огибающих спектра в широком диапазоне, выполненные при помощи сканирующего интерферометра Фабри-Перо, показали, что при включении слабой ОВЧ модуляции (2,5 мА) амплитуда боковых полос спектра возрастает, в то время как амплитуда несущей уменьшается (рисунок 45).

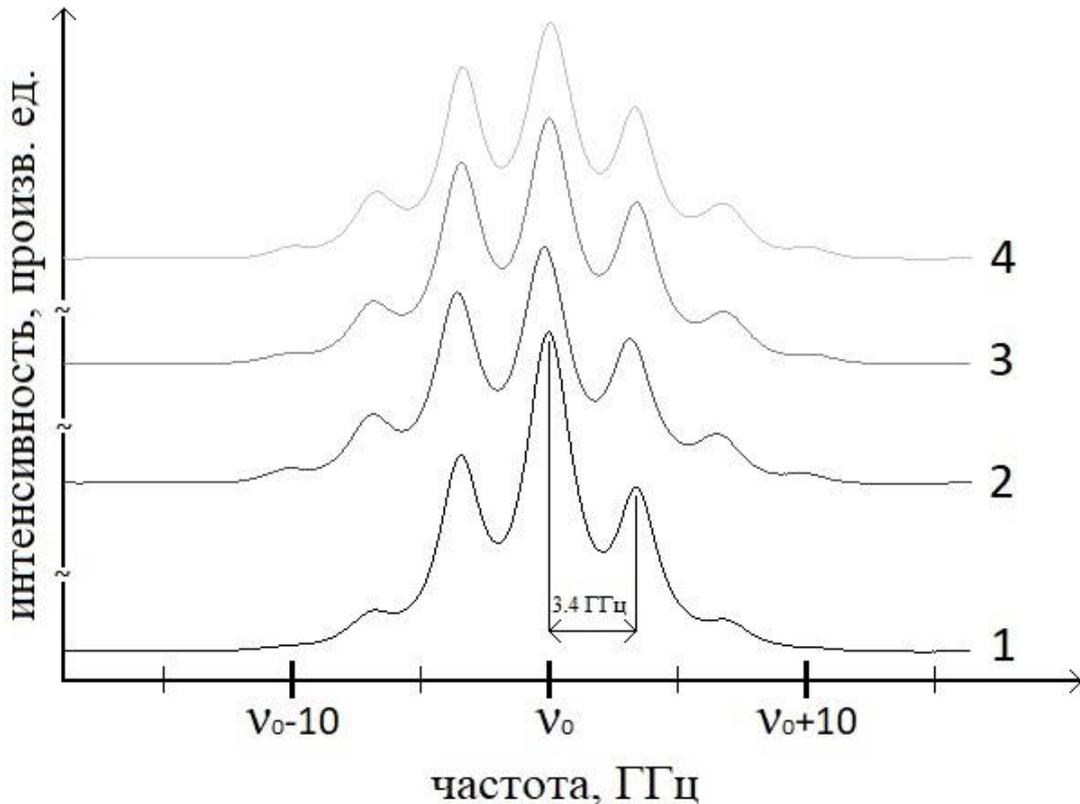


Рисунок 45 – Спектр излучения лазера при СВЧ модуляции частотой 3,4 ГГц и мощностью 40 мВт (кривая 1) и при совместном действии ОВЧ модуляции мощностью 0,32 мВт и частотой: 2 – 85 МГц, 3 – 100 МГц, 4 – 119 МГц. ν_0 – оптическая частота лазера в отсутствие модуляции.

Характер изменения амплитуд в этом случае схож с увеличением мощности СВЧ модуляции, рассмотренный в главе 2. Также стоит отметить, что при изменении ОВЧ частоты от 85 МГц до 119 МГц спектр излучения остается практически неизменным.

Поскольку вклад в возбуждение КПН резонансов будут давать только компоненты спектра на первых боковых полосах, исследование центральной полосы не имеет смысла. Запись тонкой структуры на боковых полосах спектра с помощью гетеродинного лазера показала, что при тех же условиях, что и выше, частота одной из компонент остается неизменной и совпадает с частотой компоненты, наблюдаемой в отсутствие ОВЧ модуляции (рисунок 46).

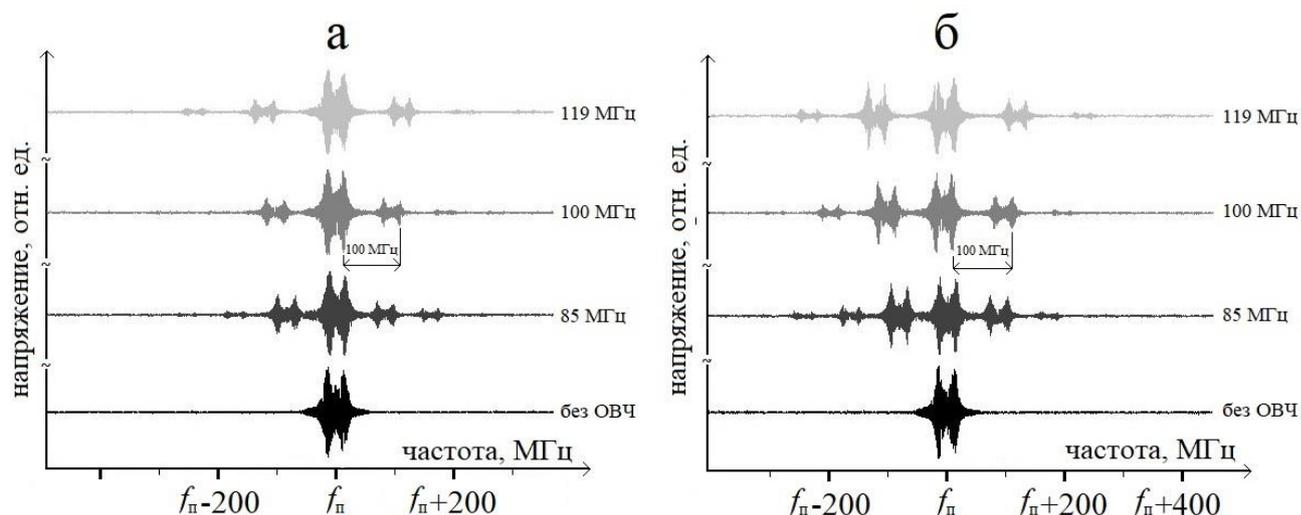


Рисунок 46 – Тонкая структура спектра излучения лазера при СВЧ модуляции частотой 3,4 ГГц и амплитудой 40 мВт и при совместном действии ОВЧ модуляции амплитудой 0,32 мВт и частотой 85 МГц, 100 МГц, 119 МГц на НЧ (а) и ВЧ (б) боковых полосах спектра. f_n – частота полосы.

Интервалы между остальными компонентами структуры, как и ожидалось, определяются частотой ОВЧ модуляции. Это позволяет сделать вывод о том, что частота ОВЧ модуляции не влияет на положение структуры, наблюдаемой на

боковых полосах. Аналогичный вывод был сделан при действии только ОВЧ модуляции на ток инжекции (глава 3).

На следующем этапе было рассмотрено влияние мощности ОВЧ модуляции на параметры зарегистрированного спектра излучения лазера и возможность управления ими. Зависимость положения центральной ОВЧ компоненты спектра на первых боковых полосах от мощности ОВЧ модуляции представлена на рисунке 47. Погрешность измерений определялась преимущественно флуктуациями частоты и неравномерностью теплового дрейфа и составила величину порядка 10 МГц. Увеличение мощности ОВЧ модуляции приводит к однонаправленному сдвигу на различных полосах, что говорит о некотором сдвиге тонкой структуры спектра как целого.

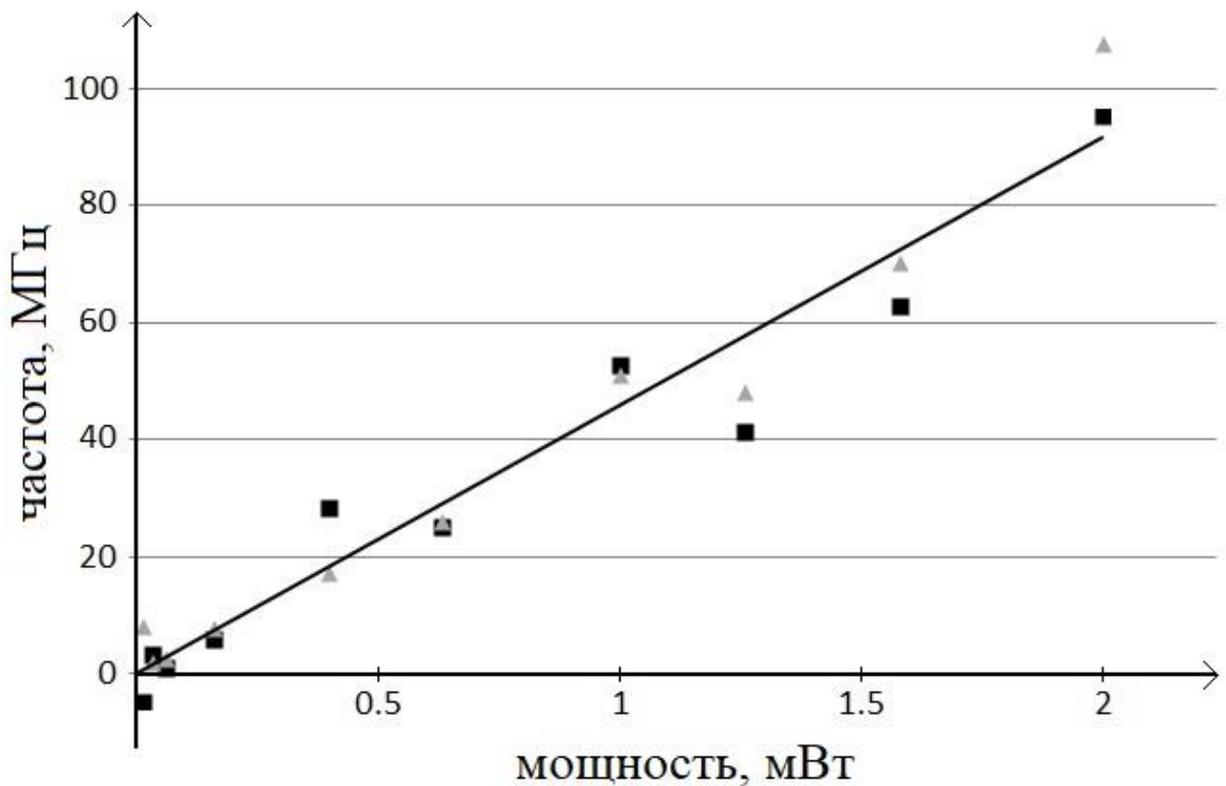


Рисунок 47 – Положение ОВЧ структуры при изменении мощности ОВЧ модуляции частотой 100 МГц на НЧ полосе (квадратный маркер) и ВЧ полосе (треугольный маркер); СВЧ модуляция частотой 3,4 ГГц и мощностью 40 мВт.

Измерения проводились при мощности ОВЧ модуляции до 2 мВт, поскольку при дальнейшем её увеличении тонкая структура размывается, что может быть связано с взаимным влиянием компонент структуры друг на друга. Определение линейного теплового дрейфа путем многократных измерений во времени позволило компенсировать его при обработке описанных результатов. Отчетливо видно, что на исследуемом интервале мощностей модуляции на каждой из боковых полос структура смещается в высокочастотную область на величину около 45 МГц/мВт, в то время как частотный интервал между боковыми полосами остается неизменным. Таким образом, изменение мощности ОВЧ модуляции приводит к изменению оптической частоты излучения, что необходимо учитывать при регистрации резонансов КПН, поскольку для их обнаружения необходимо совпадение оптической частоты излучения с линией поглощения рубидия.

Далее рассмотрим влияние параметров СВЧ модуляции на спектр излучения диодного лазера и в первую очередь частоты.

Известно, что при СВЧ модуляции тока инжекции положение боковых полос определяется частотой сигнала [33]. Было предположено, что с введением дополнительной ОВЧ модуляции положение структуры на боковых полосах спектра будет определяться частотой СВЧ модуляции, а не модами внешнего резонатора, как в случае только ОВЧ модуляции (глава 3). Для проверки предположения было выполнено изменение частоты СВЧ сигнала от 3,40 ГГц к 3,45 ГГц (рисунок 48).

Отчетливо видно, что увеличение частоты СВЧ модуляции приводит к смещению структуры НЧ и ВЧ полос спектра от несущей. Величина смещения примерно равна половине частоты ОВЧ модуляции (50 МГц), интервал между компонентами тонкой структуры, как и ожидалось, остается неизменным, поскольку определяется частотой ОВЧ модуляции. Погрешность однократного измерения смещения тонкой структуры примерно равна 10 МГц, что не позволяет однозначно ответить, чем определяется ее положение.

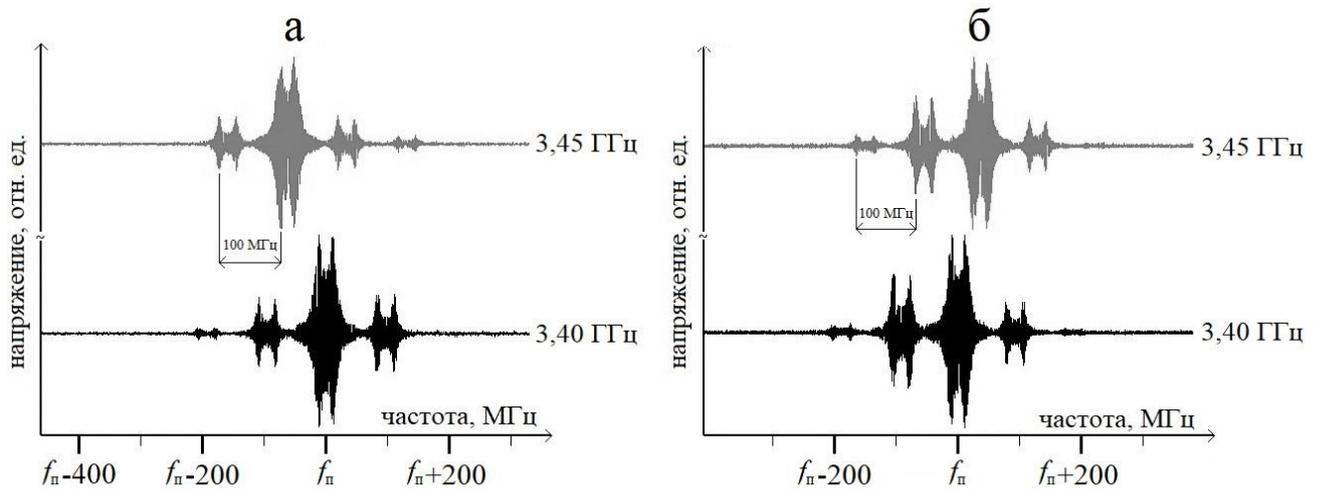


Рисунок 48 – Положение структуры при изменении частоты СВЧ модуляции амплитудой 40 мВт от 3,4 ГГц к 3,45 ГГц и совместном действии ОВЧ модуляции частотой 100 МГц и амплитудой 0,1 мВт на НЧ (а) и ВЧ (б) боковых полосах спектра. f_n – частота полосы.

Для более точного определения сдвига частоты несущей и боковых полос была проведена серия экспериментов (рисунок 49).

В результате обнаружено, положение несущей компоненты остается практически неизменным, тогда как НЧ полоса смещается на величину -50 ± 5 МГц, а ВЧ полоса – на 50 ± 5 МГц. Т.е. интервал между боковыми полосами спектра, как и следовало ожидать, изменяется на 100 МГц (верхняя кривая), что свидетельствует о том, что при совместном действии ОВЧ и СВЧ модуляции интервал между боковыми полосами управляется частотой СВЧ сигнала. Стоит отметить, что при других наборах параметров смещается оптическая частота излучения, а структуры на НЧ и ВЧ полосах спектра могут смещаться на различные величины, но интервал между ними всегда изменяется на величину в пределах погрешности в 10 МГц равную удвоенному изменению частоты СВЧ модуляции.

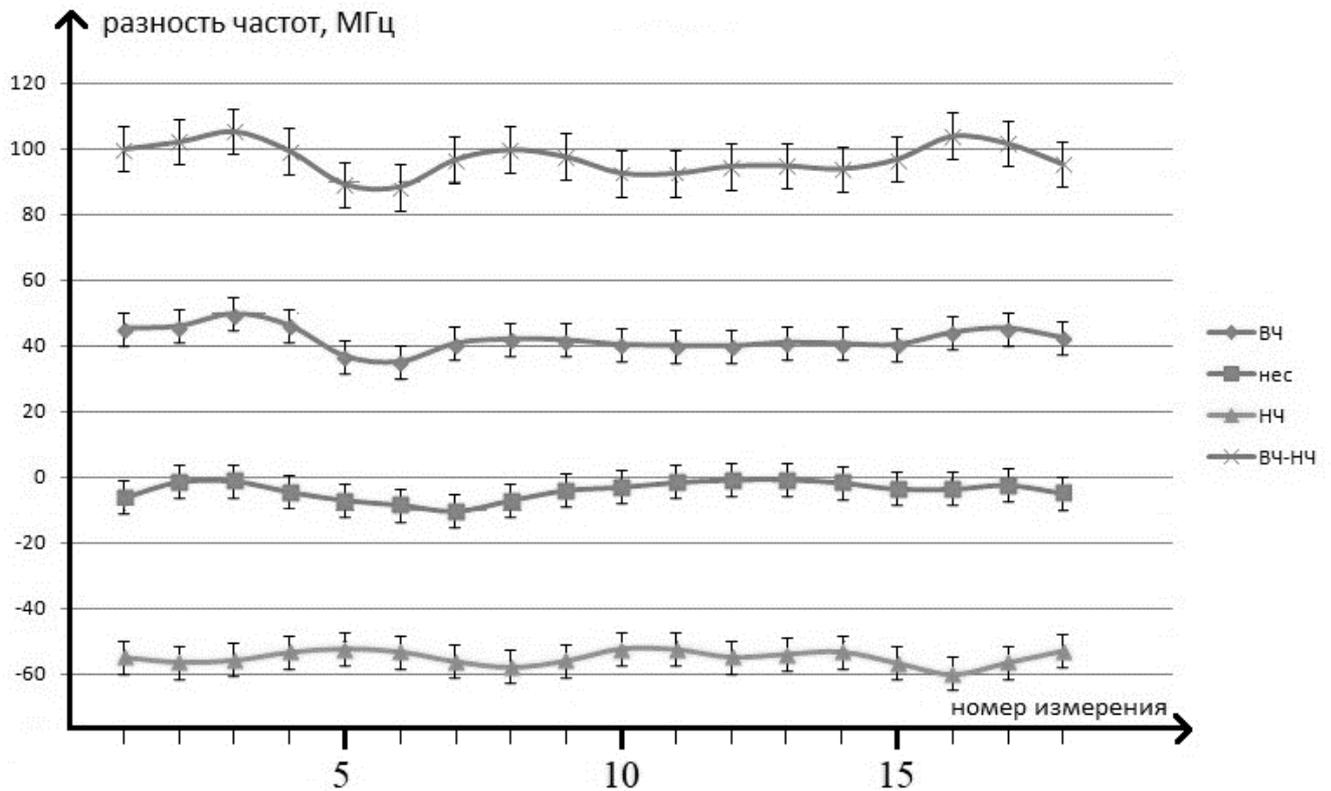


Рисунок 49 – Смещение несущей и боковых полос, а также изменение интервала между НЧ и ВЧ полосами при изменении частоты СВЧ модуляции от 3,40 ГГц до 3,45 ГГц и неизменных параметрах ОВЧ модуляции (100 МГц, 1,4 мА)

Изменение амплитуды СВЧ модуляции от 8,9 до 28,2 мА в пределах погрешности не приводит к изменению положения структур на боковых и несущей полосах спектра. Амплитуда как огибающих спектра, так и тонких компонент ОВЧ структуры на боковых полосах (рисунок 50), как и следовало ожидать, напрямую зависят от мощности СВЧ модуляции.

На основании экспериментальных данных можно сделать вывод, что положение структуры задается частотой СВЧ модуляции. ОВЧ модуляция в этом случае определяет амплитуду и число ОВЧ компонент и практически не влияет на их положение [69]. А значит, при совместном действии СВЧ и ОВЧ модуляции положением структуры можно управлять не только изменением длины

резонатора, но и изменением частоты СВЧ модуляции, что существенно упрощает этот процесс.

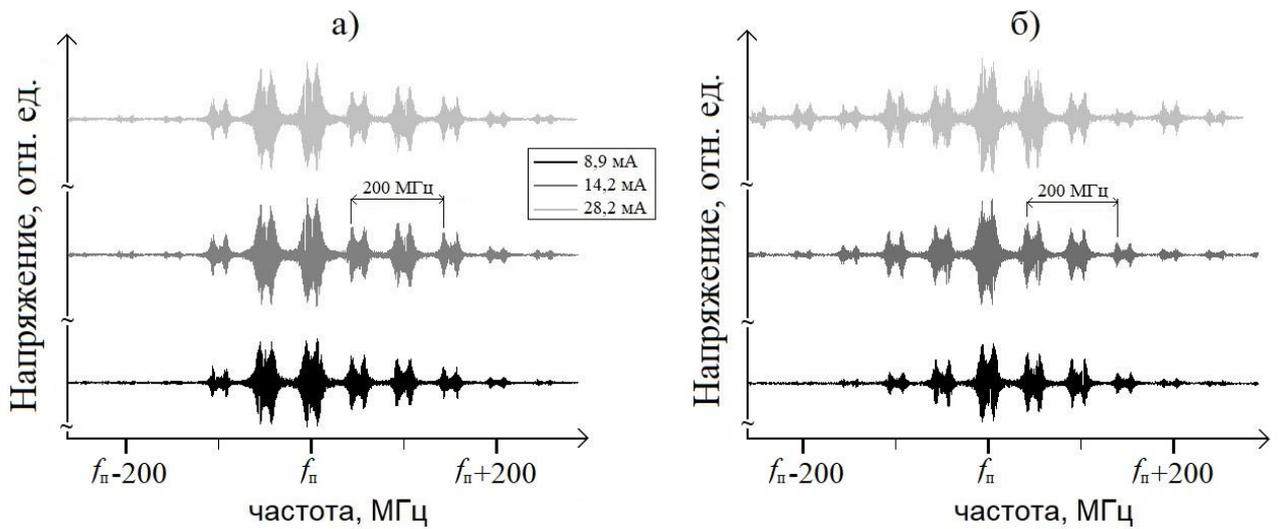


Рисунок 50 – Тонкая структура на НЧ (а) и ВЧ (б) полосах спектра при изменении амплитуды СВЧ модуляции частотой 3,42 ГГц. Дополнительно ток инжекции лазера модулируется ОВЧ сигналами частотой 100 МГц и амплитудой 2,5 мА. f_n – частота полосы.

Изменение мощности ОВЧ модуляции приводит к смещению оптической частоты излучения, что необходимо учитывать при возбуждении КПН резонансов, тогда как мощность СВЧ модуляции влияет только на амплитуду компонент, поэтому целесообразно использовать для возбуждения резонансов её максимальное значение. Также стоит отметить, что изменение мощности ОВЧ модуляции позволяет управлять отношением амплитуд боковых компонент (рисунок 43z). Для случая совместной СВЧ (3,4 ГГц) и ОВЧ (68 МГц) было построено отношение амплитуд боковых полос (рисунок 51). Видно, что практически возможно достичь значения от 0,53 до 1,4. Погрешность измерений в этом случае не превышает размер маркера. Известно, что при определенном отношении амплитуд полос спектра возможно достижение нулевых световых сдвигов [16].

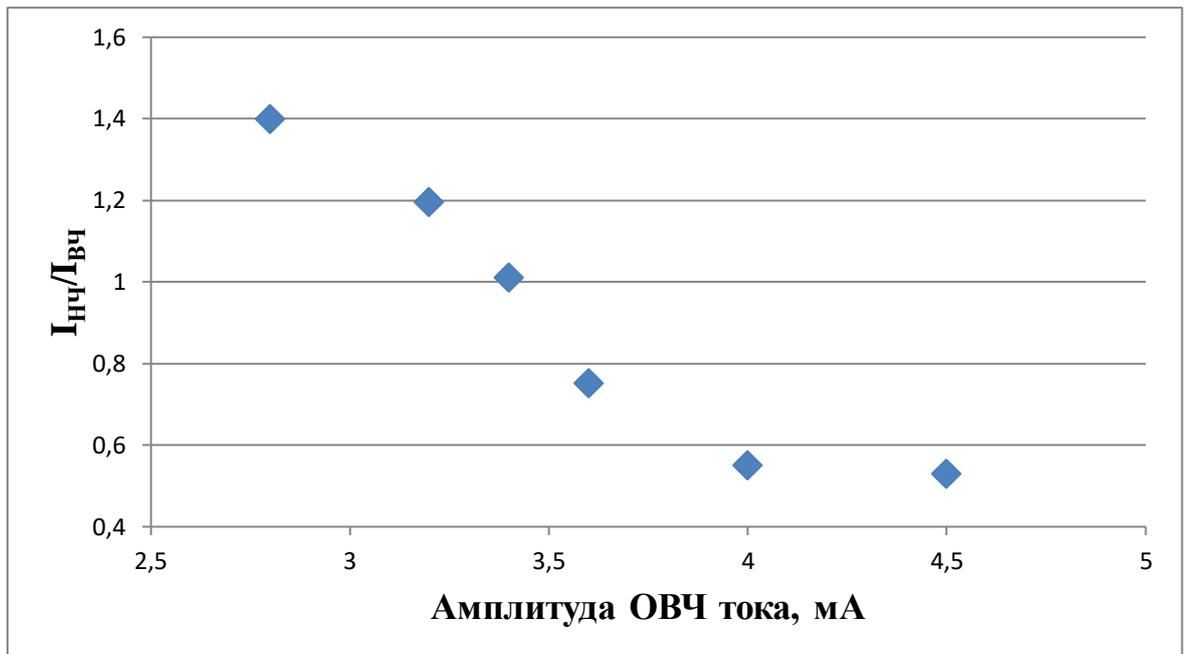


Рисунок 51 – Отношение амплитуд низкочастотной и высокочастотной полос спектра, записанных с помощью ИФП, от амплитуды ОВЧ модуляции. Частота СВЧ модуляции 3,4 ГГц, ОВЧ модуляции – 68 МГц.

4.4 КПН резонансы при многочастотном оптическом возбуждении диодным лазером с внешним резонатором

При совместном действии СВЧ и ОВЧ модуляции тока инжекции ДЛВР на каждой из боковых полос формируется серия компонент, разделенных на частоту ОВЧ модуляции. В этом случае вклад в образование резонанса КПН могут вносить сразу несколько пар компонент, отстоящих друг от друга на частоту f_0 . Схема образования резонансов для случая спектра, состоящего из трех ОВЧ компонент, показана на рисунке 52. Здесь «нулевой» обозначена компонента, регистрируемая в отсутствие ОВЧ модуляции.

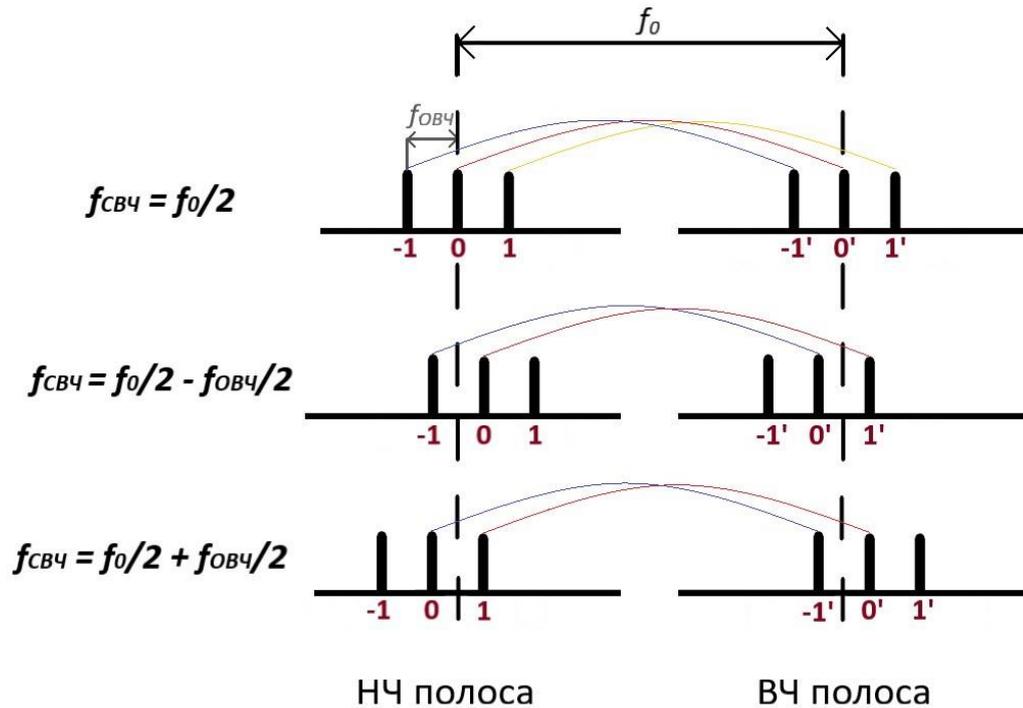


Рисунок 52. Схема образования резонансов КПН при многочастотном возбуждении.

При частоте СВЧ модуляции $f_0/2$ (верхний случай на рисунке 52) вклад в резонанс дают пары компонент, с одинаковыми номерами. При изменении частоты СВЧ модуляции на $f_{\text{ОВЧ}}/2$ частотный интервал f_0 будет наблюдаться уже между другими парами компонент, соединенных линиями на рисунке 52. Таким образом резонансы КПН могут быть зарегистрированы при сканировании частоты СВЧ модуляции вблизи значения:

$$f_{\text{СВЧ}} = \frac{f_0}{2} \pm n \frac{f_{\text{ОВЧ}}}{2}, \quad (30)$$

где n – целое число, обозначающее количество ОВЧ компонент на боковых полосах спектра излучения.

Для регистрации резонансов КПН разработанная ранее экспериментальная установка была дополнена участком, содержащим ячейку с парами рубидия. Схема установки приведена на рисунке 53.

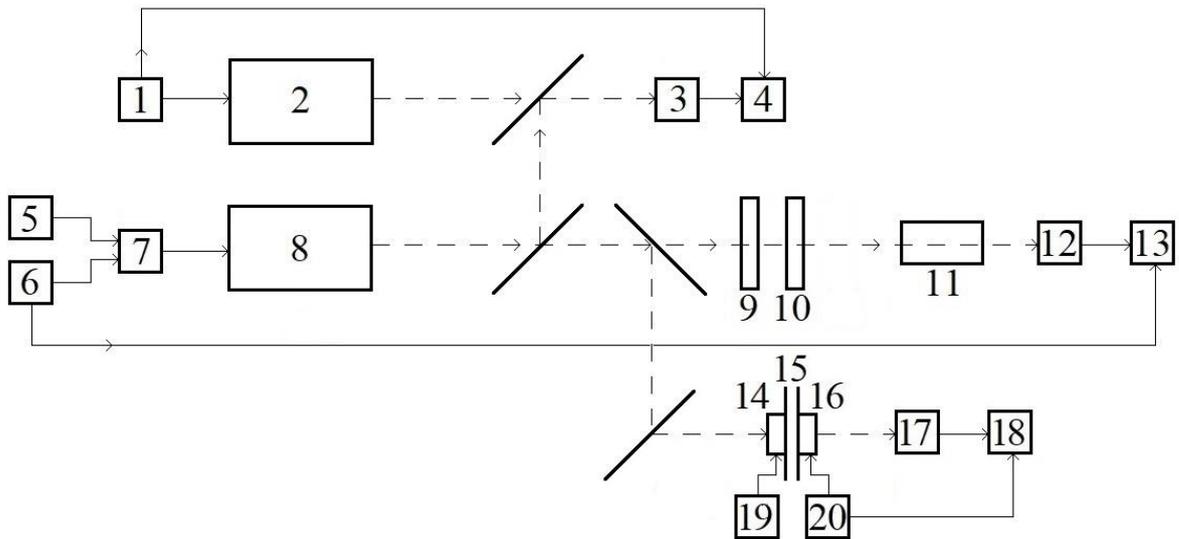


Рисунок 53 – Схема экспериментальной установки. 1, 20 – генераторы пилообразного напряжения, 2 – гетеродинный диодный лазер, 3, 12, 17 – фотоприемники, 4, 13, 18 – цифровые осциллографы, 5 – источник СВЧ сигналов, 6 – источник СВЧ сигналов, 7 – оптический смеситель, 8 – исследуемый диодный лазер, 9 – поляризатор, 10 – четвертьволновая пластина, 11 – ячейка с парами рубидия, 14, 16 – пьезокерамические преобразователи, 15 – интерферометр Фабри-Перо, 19 – источник постоянного напряжения. Пунктирными линиями показаны оптические связи, сплошными – электрические.

Принцип работы участков с интерферометром Фабри-Перо и гетеродинным лазером был описан в предыдущих главах. Непосредственно для наблюдения КПН резонансов использовалась ячейка с парами рубидия (11), помещенная в магнитный экран для устранения внешних магнитных полей и наполненная буферным газом для увеличения времени взаимодействия атомов рубидия с возбуждающим резонанс излучением. Перед ячейкой установлены поляризатор (9) и четвертьволновая пластина (10) для устранения обратной связи отраженного от входа в ячейку излучения. Данные регистрировались фотодетектором (12), соединенным с цифровым осциллографом (13). Для регистрации КПН резонансов сигнал от СВЧ генератора (6), модулирующего ток инжекции исследуемого лазера (8), сканировался пилообразным сигналом с частотой 25 Гц и амплитудой

25 кГц. Для синхронизации осциллографа (13) на один из его каналов поступал сканирующий сигнал от СВЧ генератора.

При совместном действии СВЧ модуляции, частотой $f_0/2=3,417341305$ ГГц, и ОВЧ модуляции частотой 68 МГц с помощью интерферометра Фабри-Перо были записаны огибающие спектра излучения (рисунок 54).

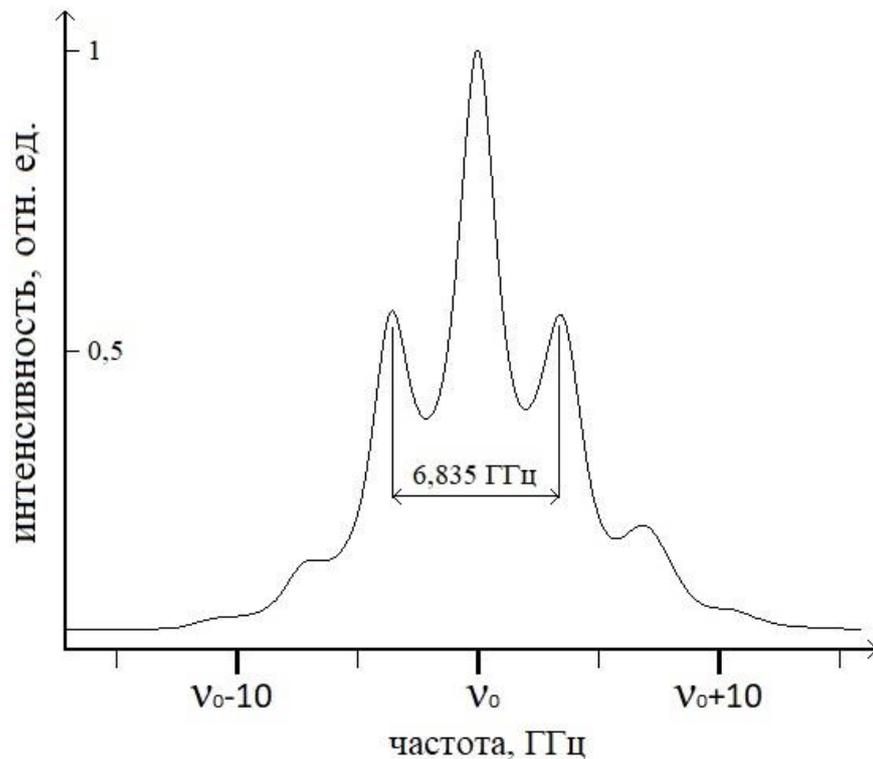


Рисунок 54 – Спектр излучения лазера при одновременном действии СВЧ модуляции частотой $f_0/2$ и ОВЧ модуляции частотой 68 МГц и амплитудой 3,4 мА; сигнал нормирован на максимальное значение. ν_0 – оптическая частота лазера в отсутствие модуляции.

Шкала частот калибровалась по интервалу между компонентами, равному частоте модуляции СВЧ. Видно, что боковые полосы по амплитуде практически равны, что позволит снизить световые сдвиги. При рассмотрении тонкой структуры спектра (рисунок 55) амплитуды ОВЧ компонент на боковых полосах оказываются достаточно близки по значению.

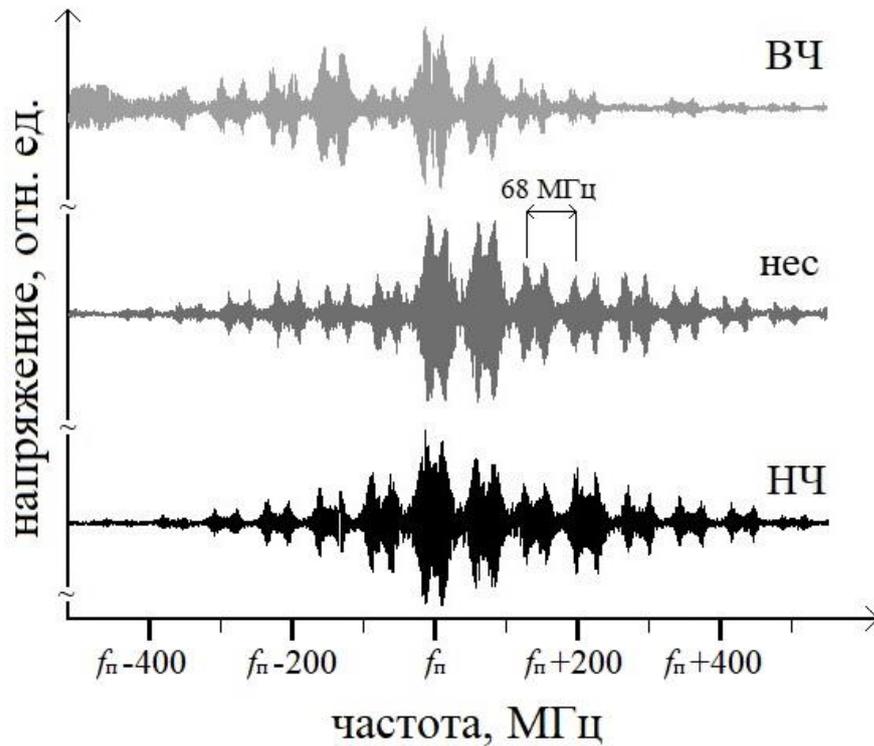


Рисунок 55 – Тонкая структура спектра при совместном действии СВЧ (3,417 ГГц) и ОВЧ (68 МГц) модуляции на несущей и боковых полосах. f_n – частота полосы.

При совместном действии СВЧ и ОВЧ модуляции в тонкой структуре спектра наблюдается набор из 8-10 компонент на каждой из боковых полос. При этом среднее значение амплитуды спектральных ОВЧ компонент на боковых полосах примерно в 3,5 раза меньше, чем в отсутствие ОВЧ модуляции. Следовательно, интенсивности компонент различаются на порядок. В общем случае [55, 58] это приведет к уменьшению на порядок светового сдвига. Существенное уменьшение амплитуды одной из ОВЧ компонент на боковых полосах спектра связано с наличием амплитудной модуляции наряду с частотной [66].

При совместном действии СВЧ и ОВЧ модуляции зарегистрирован КПН резонанс [70], возбуждение которого осуществляется сразу несколькими парами ОВЧ компонент на боковых полосах спектра (рисунок 56).

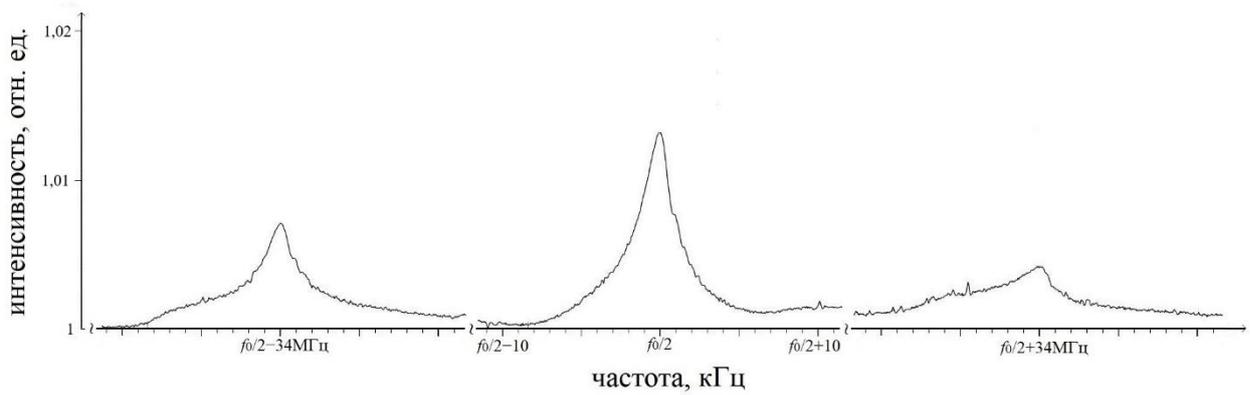


Рисунок 56 – Серия КПН резонансов при совместном действии СВЧ (3,417 ГГц, 28,2 мА) и ОВЧ модуляции (68 МГц, 3,4 мА). f_0 – частота часового перехода; сигнал нормирован на амплитуду резонанса в отсутствие ОВЧ модуляции.

Справедливость механизма многочастотного возбуждения подтверждает наличие боковых резонансов [71], отстоящих от исследуемого на половину частоты ОВЧ модуляции (34 МГц). Подобный механизм возбуждения невыполним для VCSEL, поскольку спектр таких лазеров практически сплошной. Стоит отметить, что амплитуда ВЧ резонанса существенно меньше, чем ВЧ, поэтому его практическое использование будет затруднено. При максимально возможной амплитуде ОВЧ модуляции (6,4 мА) амплитуда центрального резонанса составляет около 52% от амплитуды в отсутствие ОВЧ модуляции, что объясняется наличием порога в зависимости амплитуды КПН резонанса от интенсивности излучения [5]. В этом случае амплитуды НЧ и ВЧ резонансов составляют 40% и 47% от амплитуды центрального соответственно. Поскольку ширина резонансов существенно меньше интервала между ними (примерно в 10^4 раз) будет справедливым считать их не влияющими друг на друга. Дальнейшее увеличение мощности ОВЧ модуляции приводит к размытию линейчатого спектра и одновременному падению амплитуды резонанса. Для записи боковых резонансов центральное значение частоты СВЧ модуляции, вокруг которого выполняется сканирование, изменялось на величину, кратную половине частоты ОВЧ модуляции (34 МГц). Ширина зарегистрированных резонансов с

погрешностью 50 Гц (3,6%) равна γ_0 , а положение, как и следовало ожидать, совпадает с изменением центральной частоты СВЧ модуляции с погрешностью 20 Гц. Количество наблюдаемых КПН резонансов определяется числом ОВЧ компонент на боковых полосах. В нашем случае была зарегистрирована серия из 5 резонансов, однако боковые резонансы второго порядка имеют на порядок меньшую амплитуду, по сравнению с резонансами первого порядка.

Световой сдвиг, согласно [55, 58] равен произведению отстройки от центра верхнего уровня, на интенсивность накачивающих компонент. При многочастотном возбуждении общий сдвиг будет представлять собой сумму сдвигов от нескольких пар компонент, дающих вклад в возбуждение. В этом случае возможно уменьшение сдвига за счет снижения амплитуды ОВЧ компонент (как говорилось выше) и снижения суммы отстроек, поскольку пары попадают по разные стороны от центра верхнего уровня, и в сумму будут входить члены с разными знаками. Для наиболее эффективного многочастотного возбуждения ширина спектра должна по порядку величин совпадать с шириной верхнего энергетического уровня в атоме Rb-87. С учетом уширения за счет присутствия буферного газа [72] и уширения за счет эффекта Доплера [73] ширина верхнего уровня имеет порядок в несколько сотен МГц. Для ОВЧ модуляции частотой 34 МГц ширина полос составляет 170-238 МГц, что обеспечивает выполнение описанного выше условия.

Стоит отметить, что амплитуда центрального КПН резонанса при многочастотном возбуждении всегда будет меньше, чем при классической одночастотной. Известно, что КПН резонанс наблюдается при некотором пороговом значении интенсивности [5]. Если описать значение амплитуды резонанса для I_0 – значения интенсивности излучения в отсутствие ОВЧ модуляции формулой

$$A = k(I_0 - I_{th}), \quad (31)$$

где I_{th} – пороговое значение интенсивности для наблюдения КПН резонанса, а k – коэффициент наклона, то при добавлении ОВЧ модуляции амплитуда резонанса будет равной

$$A_{VHF} = \sum k(I_i - I_{th}), \quad (32)$$

где I_i – интенсивность отдельной ОВЧ компоненты. При условии, что вся интенсивность перераспределилась между ОВЧ компонентами $I_0 = \sum I_i$, отчетливо видно, что $A > A_{VHF}$, что объясняет уменьшение амплитуды КПН резонанса при добавлении ОВЧ модуляции.

4.5. Выводы к главе 4

В данной главе приведены результаты исследований спектра излучения диодного лазера при совместном действии СВЧ и ОВЧ модуляции. При одновременной модуляции частотами 3,4 ГГц и 68 МГц, а также 3,4 ГГц и 100 МГц зарегистрированы разрешенные структуры ОВЧ компонент при равенстве амплитуд боковых полос спектра первого порядка. При изменении частоты СВЧ модуляции на 50 МГц боковые компоненты с точностью до 10 МГц смещаются на аналогичный интервал в соответствующую область, что позволяет говорить о том, что положение боковых компонент первого порядка определяется частотой СВЧ модуляции. Изменение частоты ОВЧ модуляции, как и в главе 3, не приводит к смещению боковых полос. Обнаружено, что изменение амплитуды ОВЧ модуляции позволяет управлять отношением амплитуд НЧ и ВЧ полос спектра в пределах от 0,53 до 1,4. При модуляции тока инжекции частотами $f_0/2$ и 68 МГц зарегистрирована серия резонансов КПН, отстоящих друг от друга на 34 МГц. Амплитуда боковых полос спектра в этом случае была одинаковой, а на каждой из полос наблюдалась разрешенная ОВЧ структура.

Заключение

В диодном лазере с внешним резонатором на длине волны излучения 795 нм наблюдалась осциллирующая зависимость амплитуд боковых составляющих от частоты СВЧ модуляции тока инжекции лазера. Такая зависимость, обусловлена использованием сложного составного резонатора лазера. Во всем диапазоне частот амплитуда низкочастотной компоненты была больше высокочастотной, что, по-видимому, связано с наличием амплитудной модуляции, которая сопровождает частотную. Максимальное значение амплитуд боковых составляющих было достигнуто на частоте $f = 3,51$ ГГц, что соответствует оптической длине резонатора лазера, равной 43 мм.

Получены режимы генерации диодного лазера при ОВЧ модуляции тока инжекции со спектром излучения, согласованным с разностью оптических частот, используемых для возбуждения резонансов КПН, когда огибающие спектра боковых полос отстоят друг от друга на величину частоты часового перехода атома рубидия, равную 6,8 ГГц. Этот интервал, определяется, главным образом, оптической длиной резонатора лазера. Экспериментально продемонстрирована возможность достижения равных интенсивностей боковых полос, разнесенных на величину, равную частоте часового перехода. При токе инжекции лазерного диода, равном 53 мА, и пороговом токе 49 мА при малых амплитудах тока модуляции имела место тонкая структура боковых полос, задаваемая частотой ОВЧ генератором (от 68 МГц до 119 МГц), которая размывалась, начиная со значения 2,6 мА.

Совместная СВЧ и ОВЧ модуляция тока инжекции лазерного диода ($\lambda=795$ нм) позволила реализовать режим генерации с равными по интенсивности боковыми полосами спектра, разнесенных на $\pm 3,4$ ГГц, когда каждая из полос имеет "тонкую" структуру. При увеличении мощности ОВЧ сигнала, также как и для "чистой" ОВЧ модуляции происходило размывание тонкой структуры.

Было экспериментально реализовано многочастотное возбуждение резонансов КПН. В этом случае осуществляется суммирование сигналов от различных пар оптических частот, разнесенных на величину, равную частоте часового перехода. Продемонстрированные механизмы управления интенсивностью боковых полос наряду с многочастотным излучением позволят снизить полевые сдвиги КПН резонансов, что приведет к увеличению стабильности стандарта частоты.

Автор выражает искреннюю благодарность научному руководителю работы А. К. Дмитриеву за помощь на всех этапах исследования.

Автор благодарит Н. Н. Головина за содержательные беседы и ценные советы в подготовке работы, а также свою (к моменту защиты диссертации уже) жену А. А. Рундау за постоянную поддержку и помощь в оформлении работы.

Список сокращений и условных обозначений

ДЛВР – диодный лазер с внешним резонатором

КПН – когерентное пленение населенности

ОВЧ – очень высокие частоты (от 30 до 300 МГц)

ПФ – преобразование Фурье

СВЧ – сверхвысокие частоты (от 3 до 30 ГГц)

ФСЛ – фемтосекундный лазер

ЭИП – электромагнитно-индуцированная прозрачность

VCSEL – (vertical cavity surface emitting laser) поверхностно излучающий лазер с вертикальным резонатором

Список работ, опубликованных по теме диссертации

Публикации в изданиях, рекомендованных ВАК:

1. Исакова А. А. Особенности режимов генерации полупроводникового лазера с внешним резонатором при СВЧ модуляции = Specific features of oscillation regimes of an external cavity diode laser under microwave modulation / А. А. Исакова, К. Н. Савинов, Н. Н. Головин, Н. Ж. Алтынбеков, В. И. Вишняков, А. К. Дмитриев // Квантовая Электроника. – 2017. – Т.47, №7. – С. 610-613. = А.А Isakova, K.N. Savinov, N.N. Golovin, N.Zh. Altynbekov, V.I. Vishnyakov, A.K. Dmitriev // Quantum electron. – vol. 47, N 7. – P. 610-613.
2. Исакова А. А. Мультичастотный источник накачки КПН-резонансов на основе диодного лазера с внешним резонатором = Multifrequency source for pumping СРТ-resonances based on an external cavity diode laser / А. А. Исакова, Н. Н. Головин, К. Н. Савинов, А. К. Дмитриев // Квантовая электроника. – Т. 49, №6. – С. 600-603. = А. А. Isakova, N. N. Golovin, K. N. Savinov, A. K. Dmitriev // Quantum Electronics. – 2019. – Vol. 49, N 6. – P. 600-603.
3. Исакова А. А. Комбинированная СВЧ- и ВЧ-модуляция тока инжекции диодного лазера для многочастотной накачки КПН-резонансов = Combined Microwave and High-Frequency Modulation of the Injection Current of a Diode Laser for Mutiple-Frequency Excitation of СРТ-Resonances / А. А. Исакова, К. Н. Савинов, Н. Н. Головин, К. М. Сабакаръ, А. К. Дмитриев, А. А. Рундау // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2020. – Т. 63, №1. – С.154-158. = А.А. Isakova, K.N. Savinov, N.N. Golovin, K.M. Sabakar, A.K. Dmitriev, A.A.Rundau // Russian Physics Journal. – 2020. Vol. 63, N 1. – p. 171-175.
4. Савинов К. Н. Управление спектром излучения диодного лазера при ОВЧ-модуляции тока инжекции = Control of Emission Spectrum of a Diode

- Laser under VHF Modulation of Injection Current / К. Н. Савинов, А. К. Дмитриев, А. А. Рундау // Оптика и спектроскопия. – 2021. – т. 129, №6. – С. 760-763. = К. N. Savinov, A. K. Dmitriev, A. A. Rundau // Optics and Spectroscopy. – 2021. – Vol. 129, N 7. – p. 821-824.
5. Савинов К. Н. Спектр излучения диодного лазера с внешним резонатором при совместном действии СВЧ- и ОВЧ-модуляции тока инжекции = Emission spectrum of an external cavity diode laser under the combined action of microwave and VHF modulation of the injection current / К. Н. Савинов, А. К. Дмитриев // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2021. – Т. 64, №12. – С. 122-126. = К. N. Savinov, A. K. Dmitriev // Russian Physics Journal. – 2022. – V. 64, N 12. – P. 2310-2314.
 6. Савинов К. Н. КПП-резонансы при многочастотной накачке = CPT resonances under multifrequency pumping / К. Н. Савинов, А. К. Дмитриев, А. В. Кривецкий // Квантовая электроника. – 2022. – т. 52, №2. – С. 116-118. = К. N. Savinov, A. K. Dmitriev, A.V. Krivetsky // Quantum Electronics. – 2022. – Vol. 52, N 2. – P. 116-118.
 7. Савинов К. Н. КПП-резонансы при многочастотной оптической накачке / К. Н. Савинов, Н. Н. Головин, А. К. Дмитриев // Квантовая электроника. – 2022. – Т. 52, №10. – С. 939–942.

Публикации в научных журналах, индексируемых в международных базах Scopus и/или Web of Science:

8. Dmitriev A. K. Emission spectrum of a diode laser with an external cavity with RF modulation / A. K. Dmitriev, K. N. Savinov // AIP Conference Proceedings. – 2019. – Vol. 2098, N 020006. – P. 1-4.
9. Savinov K. N. Specifics of using multifrequency pumping to register CPT resonances / K. N. Savinov, A. K. Dmitriev, A. V. Krivetsky // Journal of Physics: Conference Series. – V. 2067, N 012001. – P. 1-4.

Публикации в сборниках тезисов международных конференций, индексируемых в международных базах Scopus и/или Web of Science:

10. Isakova A. A. The diode laser for Rb standard with the cavity coordinated to modulation frequency / A. A. Isakova, N. N. Golovin, K. N. Savinov, A. K. Dmitriev // 13th International Scientific-Technical Conference Actual Problems of Electronics Instrument Engineering, APEIE 2016, Novosibirsk, 3-6 oct. 2016: Conference Proceedings. – Novosibirsk: Publ. NSTU, 2016. – Vol. 1. – P. 388-389.
11. Isakova A. A. Multifrequency source pump of CPT resonances based on a diode laser with an external resonator / A.A. Isakova, K.N. Savinov, N.N. Golovin, A.K. Dmitriev // International Conference of Laser Physics, ICLO 2018, St.Petersburg, 4–8 jun. 2018: Proceedings. – St.Petersburg, 2018. – P. 166.
12. Dmitriev A. K. Diode Laser with HF Modulation of Pump Current for Rubidium Frequency Standard / A. K. Dmitriev, A. A. Isakova, K. N. Savinov, N. N. Golovin // 14th International Scientific-Technical Conference of Actual Problems of Electronics Instrument Engineering, APEIE 2018, Novosibirsk, 2-6 oct. 2018: Conference Proceedings. – Novosibirsk: Publ. NSTU, 2018. – Vol. 1, N 2. – P. 318-321.
13. Isakova A. A. Multi-frequency diode laser for pumping CPT resonances / A. A. Isakova, K. N. Savinov, A. K. Dmitriev // 2019 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe and European Quantum Electronics Conference, CLEO/Europe-EQEC 2019, Munich; Germany; 23-27 jun. 2019: Conference Proceedings. – Munich, 2019. – N 8872664.
14. Savinov K. N. Emission Spectrum of a Diode Laser with Microwave Modulation of the Injection Current / K. N. Savinov, K. M. Sabakar, N. N. Golovin, A. K. Dmitriev // 15th International Scientific-Technical Conference of Actual Problems of Electronics Instrument Engineering, APEIE 2021,

Novosibirsk, 19-21 nov. 2021: Conference Proceedings. – Novosibirsk: Publ. NSTU, 2021. – P. 712-715.

15. Savinov K. N. Series of CPT Resonances with Multifrequency Pumping by a Diode Laser / K. N. Savinov, N. N. Golovin, I. D. Dneprovsky, A. K. Dmitriev, D. M. Kotina // 23th International Conference of Young Specialists on Micro/Nanotechnologies and Electron Devices, EDM 2022, Erlagol, 30 june – 4 july 2022: Conference Proceedings. – Erlagol, 2022. – P. 338-341.

Публикации тезисов докладов в сборниках всероссийских и международных конференций:

16. Isakova A. A. The laser pumping rubidium frequency standard / A. A. Isakova, N. N. Golovin, K. N. Savinov, A. K. Dmitriev // 7th International Symposium Modern Problems of Laser Physics, MPLP 2016, Novosibirsk, 22-28 aug. 2016: Technical Digest. – Novosibirsk, 2016. – P. 165-166.
17. Савинов К.Н. Особенности режимов генерации полупроводникового лазера с внешним резонатором при СВЧ модуляции // Научные тенденции: Вопросы точных и технических наук: Сборник научных трудов по материалам 9 международной научной конференции, Санкт-Петербург, 12 ноября 2017 г. – Санкт-Петербург: изд-во Общественная наука, 2017. – С. 12-14.
18. Савинов К. Н. Многочастотный источник накачки КПН резонансов на основе полупроводникового лазера с внешним резонатором // Фотоника и квантовые оптические технологии (МНСК-2018): материалы 56 междунар. науч. студ. конф., Новосибирск, 22–27 апр. 2018 г. – Новосибирск: ИПЦ НГУ, 2018. – С. 24.
19. Isakova A. A. Diode laser with HF modulation of pump current for lasing of CPT resonances / A.A. Isakova, K.N. Savinov, N.N. Golovin, A.K. Dmitriev // 8th International Symposium Modern Problems of Laser Physics, MPLP

- 2018, Novosibirsk, 25 aug. - 1 sep. 2018: Technical Digest. – Novosibirsk, 2018. – P. 122-123.
20. Савинов К.Н. Источник многочастотной накачки КПН резонансов на основе диодного лазера / К. Н. Савинов, А. А. Рундау, К. М. Сабакаръ // Сборник тезисов, материалы Двадцать пятой Всероссийской научной конференции студентов-физиков и молодых ученых (ВНКСФ-25, Крым): материалы конференции, тезисы докладов, Севастополь, 19-26 апр. 2019. – Ростов-на-Дону-Крым: издательство АСФ России, 2019 – С. 270-271.
21. Савинов К. Н. Комбинированная СВЧ и ВЧ модуляция тока инжекции диодного лазера для многочастотной накачки КПН резонансов / К. Н. Савинов, К. М. Сабакаръ, А. К. Дмитриев // Наука. Технологии. Инновации: сборник научных трудов, Новосибирск, 2-6 дек. 2019. - Новосибирск: издательство НГТУ, 2019. С. 112-116.
22. Savinov K. N. CPT resonances in multifrequency field / K. N. Savinov, A. K. Dmitriev, A. V. Krivetsky // 9th International Symposium Modern Problems of Laser Physics, MPLP 2021, Novosibirsk, 22-28 aug. 2021: Technical Digest. – Novosibirsk, 2021. – P. 136-137.
23. Толстикова А. С. Структура КПН-резонансов при многочастотной накачке / А. С. Толстикова, К. Н. Савинов, А. К. Дмитриев // X международный симпозиум «Метрология времени и пространства», Менделеево, 6-8 окт. 2021: материалы симпозиума. – Менделеево, 2021. – С. 212-213.

Патенты на изобретения:

24. Способ измерения спектра излучения [текст]: патент № 2756483 / К. Н. Савинов, Н. Н. Головин, А. К. Дмитриев заявл. 12.02.2021; опубл. 30.09.2021; бюл. №28.

Список литературы

1. Попова Т. Я. Нелинейные интерференционные эффекты в спектрах испускания, поглощения и генерации = Nonlinear Interference Effects in Emission, Absorption, and Generation Spectra / Т. Я. Попова, А. К. Попов, С. Г. Раутиан, Р. И. Соколовский // ЖЭТФ. – 1969. – т. 57, №3. – С. 850-863. = Т. Ya. Popova, A.K. Popov, S.G. Rautian, R.I. Sokolovskii // JETP. – 1970. – Vol. 30, N 3. – P. 466-472.
2. Arimondo E. Nonabsorbing atomic coherences by coherent two-photon transitions in a three-level optical pumping / E. Arimondo, G. Orriols // Lettere al Nuovo Cimento. – 1976. – Vol. 17. – P. 333-338.
3. Alzetta G. An experimental method for the observation of r.f. transitions and laser beat resonances in oriented Na vapour / G. Alzetta, A. Gozzini, M. Moi, G. Orriols // Il Nuovo Cimento B. – 1976. – Vol. 36. – P. 5-20.
4. Arimondo, E. Coherent Population Trapping in Laser Spectroscopy // Progress in Optics. – 1996. V. 35. – P. 257–354.
5. Агапьев Б. Д. Когерентное пленение населенностей в квантовых системах = Coherent population trapping in quantum systems / Б. Д. Агапьев, М. Б. Горный, Б. Г. Матисов, Ю. В. Рождественский // УФН. – 1993. – Т. 163, №9. – С. 1–36. = B. D. Agar'ev, M. B. Gornyi, B. G. Matisov, Yu. V. Rozhdestvenskii // Phys. Usp. – 1993. – Vol. 36, N 9. – P. 763–793.
6. Vanier J. Atomic clocks based on coherent population trapping: a review / J. Vanier // Applied Physics B. – 2005. – Vol. 81. – P. 421-442.
7. Скворцов М. Н. Миниатюрный квантовый стандарт частоты на основе явления когерентного пленения населённости в парах атомов ^{87}Rb = Miniature quantum frequency standard based on the phenomenon of coherent

- population trapping in vapours of ^{87}Rb atoms / М. Н. Скворцов, С. М. Игнатович, В. И. Вишняков, Н. Л. Квашнин, И. С. Месенцова, Д. В. Бражников, В. А. Васильев, А. В. Тайченачев, В. И. Юдин, С. Н. Багаев, И. Ю. Блинов, В. Г. Пальчиков, Ю. С. Самохвалов, Д. А. Парёхин // Квантовая электроника. – 2020. – Т. 50, №6. – С. 576-580. = М. N. Skvortsov, S. M. Ignatovich, V. I. Vishnyakov, N. L. Kvashnin, I. S. Mesenzova, D. V. Brazhnikov, V. A. Vasiliev, A. V. Taichenachev, V. I. Yudin, S. N. Bagaev, I. Yu. Blinov, V. G. Palchikov, Yu. S. Samokhvalov, D. A. Parekhin // Quantum Electronics. – 2020. – Vol. 50, N 6. – P. 576-580.
8. Khripunov S. Atomic clock based on a coherent population trapping resonance in ^{87}Rb with improved high-frequency modulation parameters / S. Khripunov, D. Radnatarov, S. Kobtsev // Proc. SPIE 9378, Slow Light, Fast Light, and Opto-Atomic Precision Metrology VIII. – 2015. – Vol. 9378. – P.93780A-1-6.
 9. Guinot B. Atomic time-keeping from 1955 to the present / B. Guinot, E. Arias // Metrologia. – 2005. – Vol. 42, N 3. – S20-S30.
 10. Kitching J. Chip-scale atomic devices // Appl. Phys. Rev. – 2018. – V. 5, N 031302. – P. 1-37.
 11. Knappe S. A chip-scale atomic clock based on ^{87}Rb with improved frequency stability / S. Knappe, P.D.D. Schwindt, V. Shah, L. Hollberg, J. Kitching // Opt. Express. – 2005. – Vol. 13, N 4. – P. 1249-1253.
 12. Stähler M. Coherent population trapping resonances in thermal ^{85}Rb vapor: D1 versus D2 line excitation / M. Stähler, R. Wynands, S. Knappe, J. Kitching, L. Hollberg, A. V. Taichenachev, V. I. Yudin // Optics Letters. – 2002. – Vol. 27, N 16. – P. 1472-1474.
 13. Zibrov S. A. Coherent-population-trapping resonances with linearly polarized light for all-optical miniature atomic clocks / S. A. Zibrov, I. Novikova, D. F.

- Phillips, R. L. Walsworth, A. S. Zibrov, V. L. Velichansky, A. V. Taichenachev, V. I. Yudin // *Physical Review A*. – 2010. – Vol. 81, N 013833. – P. 1-7.
14. Хрипунов С. А. Переходные процессы при динамическом возбуждении резонанса когерентного пленения населенностей = Transient processes under dynamic excitation of a coherent population trapping resonance / С. А. Хрипунов, Д. А. Раднатаров, С. М. Кобцев, В. И. Юдин, А. В. Тайченачев, М. Ю. Басалаев, М. В. Балабас, В. А. Андрюшков, И. Д. Попков // *Квантовая электроника*. - 2016. - т. 46, №7. - С. 668-671. = S. A. Khripunov, D. A. Radnatarov, S. M. Kobtsev, V. I. Yudin, A. V. Taichenachev, M. Yu. Basalaeв, M. V. Balabas, V. A. Andryushkov, I. D. Popkov // *Quantum Electronics*. – 2016. – Vol. 46, N 7. – P. 668-671.
15. Corwin K. L. Frequency-stabilized diode laser with the Zeeman shift in atomic vapor / K. L. Corwin, Z. T. Lu, C. F. Hand, R. J. Epstein, C. E. Wieman // *Applied Optics*. – 1998. – Vol. 37, N 15. – P. 3295-3298.
16. Chuchelov D. S. Modulation spectroscopy of coherent population trapping resonance and light shifts / D. S. Chuchelov, V. V. Vassiliev, M. I. Vaskovskaya, V. L. Velichansky, E. A. Tsygankov, S. A. Zibrov, S. V. Petropavlovsky, V. P. Yakovlev // *Physica Scripta*. – 2018. – Vol. 93, N 11. – P. 114002-1-16.
17. Дербезов И.А. Одномодовые лазеры с вертикальным резонатором для миниатюрного атомного эталона частоты на основе атомов Rb87 = Single-mode vertical-cavity surface emitting lasers for 87Rb-based chip-scale atomic clock / И. А. Дербезов, В. А. Гайслер, А. К. Бакаров, А. К. Калагин, А. И. Торопов, М. М. Качанова, Т. А. Гаврилова, О. И. Семенова, Д. Б. Третьяков, И. И. Бетеров, В. М. Энтин, И. И. Рябцев // *Физика и техника полупроводников*. – 2010. – Т. 44, №11. – С. 1470-1474. = I. A. Derebezov, V. A. Haisler, A. K. Bakarov, A. K. Kalagin, A. I.

- Toropov, M. M. Kachanova, T. A. Gavrilova, O. I. Semenova, D. B. Tretyakov, I. I. Beterov, V. M. Entin, I. I. Ryabtsev // *Semiconductors*. – 2010. – Vol. 44, N 11. – P. 1422-1426.
18. Makarov A. O. Investigation of Commercial 894.6 nm Vertical-Cavity Surface Emitting Lasers for Applications in Quantum Metrology / A. O. Makarov, S. M. Ignatovich, V. I. Vishnyakov, I. S. Mesenzova, D. V. Brazhnikov, N. L. Kvashnin, M. N. Skvortsov // *AIP Conference Proceedings*. – 2019. – Vol. 2098, N 020010. – P. 1-9.
19. Basalaev M. Yu. Dynamic Continuous-Wave Spectroscopy of Coherent Population Trapping at Phase-Jump Modulation // M. Yu. Basalaev, V.I. Yudin, A.V. Taichenachev, M.I. Vaskovskaya, D.S. Chuchelov, S.A. Zibrov, V.V. Vassiliev, and V.L. Velichansky // *Phys. Rev. Applied*. – 2020. – Vol. 13, N 3. – P. 034060-1-10.
20. Ignatovich S. M. Light shifts in the rubidium CPT atomic clock with laser current modulation at 3.4 and 6.8 GHz / S. M. Ignatovich, I. S. Mesenzova, M. N. Skvortsov, N. L. Kvashnin, V. I. Vishnyakov // *Journal of Physics: Conference Series*. – Vol. 2067, N 012006. – P. 1-10.
21. Kitching J. A Microwave Frequency Reference Based on VCSEL-Driven Dark Line Resonances in Cs Vapor / J. Kitching, S. Knappe, N. Vukicevic, L. Hollberg, R. Wynands, W. Weidmann // *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*. – 2000. – Vol. 49, N 6. – P. 1313-1317.
22. Pan Z. Optical injection induced polarization bistability in vertical-cavity surface-emitting lasers / Z. Pan, S. Jiang, M. Dagenais, R. Morgan, K. Kojima, M. Asom, R. Leibenguth, G. Guth, M. Focht // *Appl. Phys. Lett.* – 1993. – Vol. 63, N 22. – P. 2999–3001.
23. Koyama F. Recent Advances of VCSEL Photonics / F. Koyama // *Journal of Lightwave Technology*. – 2006. – Vol. 24, N 12. – P. 4502–4513.

24. Baklanov E.V. Optical Frequency Standard Based on Coherent Population Trapping Resonance / E.V. Baklanov, A.K. Dmitriev // *Laser Physics*. – 2010. – Vol.20, N 1 – P. 52-56.
25. Vassiliev V. V. Compact extended-cavity diode laser for atomic spectroscopy and metrology / V. V. Vassiliev, S. A. Zibrov, V. L. Velichansky // *Rev. Sci. Instrum.* – 2006. – Vol. 77, N 013102 – P. 1-4.
26. ЭНТИН В. М. Экспериментальное исследование электромагнитно индуцированной прозрачности в четырехуровневой N схеме = Experimental implementation of a four-level N-type scheme for the observation of electromagnetically induced transparency / В. М. ЭНТИН, И. И. Рябцев, А. Е. Богуславский, И. М. Бетеров // *Письма в ЖЭТФ*. – 2000. – т.71, №.5. – С.257-261. = V. M. Entin, I. I. Ryabtsev, A. E. Boguslavskii, I. M. Beterov // *Jetp Lett.* – 2000. – Vol. 71, N 5. – P. 175–177.
27. Vladimirova Y.V. Frequency-modulation spectroscopy of coherent dark resonances in 87Rb atoms / Y. V. Vladimirova, V. N. Zadkov, A. V. Akimov, A. Y. Samokotin, A. V. Sokolov, V. N. Sorokin, N. N. Kolachevsky // *Applied Physics B: Lasers and Optics*. – 2009. – Vol. 97, N 1. – P. 35-46.
28. Ривлин Л. А. Динамика и спектры излучения полупроводниковых лазеров / Л. А. Ривлин, А. Т. Семенов, С. Д. Якубович. – Москва: Радио и связь, 1983. 208 с.
29. Лукьянов В. Н. Стационарные характеристики инжекционного квантового усилителя на основе GaAs при узкополосном входном сигнале = Steady-state characteristics of a GaAs injection quantum amplifier receiving a narrow-band input signal / В. Н. Лукьянов, А. Т. Семенов, С. Д. Якубович // *Квантовая электроника*. – 1980. – т. 7, №11. – С. 2460–2466. = V. N. Lukyanov, A. T. Semenov, S. D. Yakubovich // *Sov. J. Quantum Electron.* – 1980. – Vol. 10, N 11/ – P. 1432–1435.

30. Тсанг У. Полупроводниковые инжекционные лазеры. Динамика, модуляция, спектры / У. Тсанг. – Москва: Радио и связь, 1990. 320 с.
31. Ito M. Stationary and transient thermal properties of semiconductor laser diodes / M. Ito, T. Kimura // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. – 1981. – v. 17, N 5. - P. 787-795.
32. Zibrov S. A. Modulation properties of an extended cavity diode laser and dynamic mode splitting / S. A. Zibrov, D. S. Chuchelov, A. E. Drakin, D. A. Shiryayev, E. A. Tsygankov, M. I. Vaskovskaya, V. V. Vassiliev, V. L. Velichansky, A. P. Bogatov // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. – 2020. – Vol. 56, N 3. – P. 2000607-1-7.
33. Багаев С. Н. Генерация эквидистантных частот в полупроводниковом лазере с внешним резонатором = Generation of equidistant frequencies in a semiconductor laser with an external cavity / С. Н. Багаев, В. Г. Волков, Д. Ю. Ивашко, Ю. А. Матюгин, Н. В. Фатеев // *Квантовая электроника*. – 1999. – Т. 26, №2. – С. 109-113. = S. N. Bagayev, V. G. Volkov, D. Yu. Ivashko, Yu. A. Matyugin, N. V. Fateev // *Quantum Electronics*. – 1999. – Vol. 29, N 2. – P. 109-113.
34. Устройство полупроводникового лазера с внешним резонатором с возможностью непрерывной перестройки частоты [текст]: патент № 2354020 / В. В. Васильев заявл. 24.10.2006; опубл. 27.04.2009; бюл. №12.
35. Пермякова О. И. Стабилизированный по частоте полупроводниковый лазер с внешним резонатором = Frequency-stabilised external-cavity semiconductor laser / О. И. Пермякова, А. В. Яковлев, П. Л. Чаповский // *Квантовая электроника*. – 2005. – т. 35, №5. – С. 449-453 = O. I. Permyakova, A. V. Yakovlev1, P. L. Chapovskii // *Quantum Electronics*. – 2005. – Vol. 35, N 5. – P. 449-453.

36. Mroziewicz B. External cavity wavelength tunable semiconductor lasers – a review / B. Mroziewicz // *Opto-Electronics Review*. – 2008. – Vol. 16, N 4. – P. 347-366.
37. Баженов В .Ю. Оптическое гетеродинирование излучения инжекционного лазера с внешним дисперсионным резонатором = Optical heterodyning of radiation from an injection laser with an external dispersive resonator / В. Ю. Баженов, А. П. Богатов, Ю. В. Гуров, П. Г. Елисеев, О. Г. Охотников, Г. Т. Пак, М. П. Рахвальский, М. С. Соскин, В. Б. Тараненко, К. А. Хайретдинов, // *Квантовая электроника*. – 1980. – т. 7, №12 . – С. 2642–2644. = V. Yu. Bazhenov, A. P Bogatov, Yu. V. Gurov, P. G. Eliseev, O. G. Okhotnikov, G. T. Pak, M. P. Rakhval'skii, M. S. Soskin, V. B. Taranenko, K. A. Khairtdinov // *Sov. J. Quantum. Electron.* – 1980. – Vol. 10, N 12. – P. 1546–1547.
38. Шалагин А. М. Основы нелинейной спектроскопии высокого разрешения / А. М. Шалагин. – Новосибирск: НГУ; ИАиЭ, 2008. – 148 с.
39. Akulshin A. M. Sub-natural absorption resonances on the D1 line of rubidium induced by coherent population trapping / A.M. Akulshin; A.A. Celikov; V.L. Velichansky // *Optics Communications*. – 1991. – Vol. 84, N 3-4. – P. 139–143.
40. Kocharovskaya O. Amplification without inversion: the double b scheme / O. Kocharovskaya, P. Mandel // *Phys.Rev. A*. – 1990. – Vol. 42, N 1. – P.523-535.
41. Harris S. E. Nonlinear optical processes using electromagnetically induced transparency / S. E. Harris, J. E. Field, and A. Imamoglu // *Phys. Rev. Lett.* – 1990. – Vol. 64, N 10. – P. 1107-1110.

42. Brandt S. Buffer-gas-induced linewidth reduction of coherent dark resonances to below 50 Hz / S. Brandt, A. Nagel, R. Wynands, D. Meschede // *Physical Review A*. – 1997. – Vol. 56, N 2. – P. R1063-R1066.
43. Robinson H. G. Preservation of spin state in free atom-inert surface collisions / H. G. Robinson, E. S. Ensberg, H. G. Dehmelt // *Bulletin of the American Physical Society*. – 1958. – Vol. 3, N 1. – P. 9-10 (1958).
44. Graf M. T. Relaxation of atomic polarization in paraffin-coated cesium vapor cells / M. T. Graf, D. F. Kimball, S. M. Rochester, K. Kerner, C. Wong, D. Budker, E. B. Alexandrov, M. V. Balabas. // *Phys.Rev. A*. – 2005. – Vol.72. – P.023401-1-13.
45. Chu S. Laser cooling and trapping of atoms: introduction / S. Chu, C. Wieman // *JOSA B*. – 1989. – Vol.6, N 11. – P. 2020-2022.
46. Cyr N. All-Optical Microwave Frequency Standard: A Proposal / N. Cyr, M. Têtu, M. Breton // *IEEE Trans. Instrum. Meas.* – 1993. – Vol. 42, N 2. – P. 640-649.
47. Борн М. Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф. – Москва: Наука, 1973. 723 с.
48. Способ измерения спектра излучения [текст]: патент № 2756483 / К. Н. Савинов, Н. Н. Головин, А. К. Дмитриев заявл. 12.02.2021; опубл. 30.09.2021; бюл. №28.
49. Исакова А. А. Особенности режимов генерации полупроводникового лазера с внешним резонатором при СВЧ модуляции = Specific features of oscillation regimes of an external cavity diode laser under microwave modulation / А. А. Исакова, К. Н. Савинов, Н. Н. Головин, Н. Ж. Алтынбеков, В. И. Вишняков, А. К. Дмитриев // *Квантовая Электроника*. – 2017. – Т.47, №7. – С. 610-613. = A.A Isakova, K.N. Savinov, N.N.

- Golovin, N.Zh. Altynbekov, V.I. Vishnyakov, A.K. Dmitriev // Quantum electron. – vol. 47, N 7. – P. 610-613.
50. Savinov K. N. Emission Spectrum of a Diode Laser with Microwave Modulation of the Injection Current / K. N. Savinov, K. M. Sabakar, N. N. Golovin, A. K. Dmitriev // 15th International Scientific-Technical Conference of Actual Problems of Electronics Instrument Engineering, APEIE 2021, Novosibirsk, 19-21 nov. 2021: Conference Proceedings. – Novosibirsk: Publ. NSTU, 2021. – P. 712-715.
51. Berberian J. Methods for Reducing Microwave Resonance Asymmetry in Coherent-Population-Trapping Based Frequency Standards / J. Berberian, L. Cutler, M. Zhu // IEEE International Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control Joint 50th Anniversary Conference, Montreal, Canada, 24-27 aug. 2004: Conference Proceedings. - Montreal: IEEE, 2004. - P. 137-143.
52. Barrat J. P Étude du pompage optique dans le formalisme de la matrice densité / J. P. Barrat, C. Cohen-Tannoudji // J. Phys Radium. – 1961. – Vol. 22, N 6. – P. 329-336.
53. Arditi M. Pressure, Light, and Temperature Shifts in Optical Detection of 0-0 Hyperfine Resonance of Alkali Metals / M. Arditi, T. R. Carver // Physical Review. – 1961. – Vol. 124, N 3. – P. 800-809.
54. Баранцев К. А. Анализ кратковременной стабильности и световых сдвигов квантового стандарта частоты на основе эффекта когерентного пленения населенностей в газовой ячейке с атомами ^{87}Rb / К. А. Баранцев, Е. Н. Попов, А. Н. Литвинов, В. М. Петров // Радиотехника. – 2016. – №12. – С. 164-170.
55. Vanier J. Coherent population trapping in cesium: Dark lines and coherent microwave emission / J. Vanier, A. Godone, F. Levi // Physical Review A. – 1998. – Vol. 58, N 3. – P. 2345-2358.

56. Shah V. Continuous light-shift correction in modulated coherent population trapping clocks / V. Shah, V. Gerginov, P. D. D. Schwindt, S. Knappe, L. Hollberg, J. Kitching // *Appl. Phys. Lett.* – 2006. – Vol. 89, N 151124. – P. 1-3.
57. Vaskovskaya M. I. Effect of the buffer gases on the light shift suppression possibility / M. I. Vaskovskaya, E. A. Tsygankov, D. S. Chuchelov, S. A. Zibrov, V. V. Vasiliev, V. L. Velichansky // *Opt. Express.* – 2019. – Vol. 27, N 24/25. – P. 35856- 35864.
58. Baklanov E. V. Optical frequency standard based on the coherent population trapping resonance / E. V. Baklanov, S. N. Bagaev, A. K. Dmitriev, A. V. Taichenachev, V. I. Yudin // *Laser Physics.* – 2014. – Vol. 24, N 074007. – P. 1-3.
59. Bagayev S.N. Transportable He-Ne/CH₄ Frequency Standard for Precision Measurements / Bagayev S.N., Dmitriyev A.K., Pokasov P.V. // *Laser Physics.* – 1997. – Vol. 7, N 4. – P. 989-992.
60. Владимирова Ю.В. Теория частотно-модуляционной спектроскопии когерентных темных резонансов = Theory of frequency modulation spectroscopy of coherent dark resonances / Ю. В. Владимирова, Б. А. Гришанин, В. Н. Задков, В. Бьянкалана, Д. Бевилаква, Й. Данчева, Л. Мой // *Журнал экспериментальной и теоретической физики.* – 2006. – Т. 130, № 4. – С. 609-620. = Yu. V. Vladimirova, B. A. Grishanin, V. N. Zadkov, V. Biancalana, G. Bevilacqua, Y. Dancheva, L. Moi // *Journal of Experimental and Theoretical Physics.* – 2006. – Vol. 103, N 4. – P. 528–538.
61. Дмитриев А. К, Диодный лазер с ВЧ модуляцией тока накачки для рубидиевого стандарта частоты = Diode Laser with HF Modulation of Pump Current for Rubidium Frequency Standard / А. К. Дмитриев, А. А. Исакова, К. Н. Савинов, Н. Н. Головин // *Актуальные проблемы электронного приборостроения (АПЭП-2018)* = Actual Problems of

- Electronics Instrument Engineering (АРЕИЕ 2018): труды 14 междунар. Научн-техн. Конф., Новосибирск 2-6 октября 2018 г: в 8 т. – Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2018. – Т. 1, ч. 2. – С. 318-321.
62. Исакова А. А. Мультичастотный источник накачки КПН-резонансов на основе диодного лазера с внешним резонатором = Multifrequency source for pumping СРТ-resonances based on an external cavity diode laser / А. А. Исакова, Н. Н. Головин, К. Н. Савинов, А. К. Дмитриев // Квантовая электроника. – Т. 49, №6. – С. 600-603. = А. А. Isakova, N. N. Golovin, K. N. Savinov, A. K. Dmitriev // Quantum Electronics. – 2019. – Vol. 49, N 6. – P. 600-603.
63. Dmitriev A. K. Emission spectrum of a diode laser with an external cavity with RF modulation / A. K. Dmitriev, K. N. Savinov // AIP Conference Proceedings. – 2019. – Vol. 2098, N 020006. – P. 1-4.
64. Gruet F. Metrological characterization of custom-designed 894.6 nm VCSELs for miniature atomic clocks / F. Gruet, A. Al-Samaneh, E. Kroemer, L. Bimboes, D. Miletic, C. Affolderbach, D. Wahl, R. Boudot, G. Mileti, R. Michalzik // Optics Express. – 2013. – Vol. 21, N 5. – P. 5781-5792.
65. Strekalov D. Application of vertical cavity surface emitting lasers in self-oscillating atomic clocks / D. Strekalov, A. Matsko, N. Yu., A. Savchenkov, L. Maleki // Jour. of Modern Optics. – 2006. – Vol. 53, N 16-17. – P. 2469-2484.
66. Kobayashi S. Direct frequency modulation in AlGaAs semiconductor lasers / S. Kobayashi, Y. Yamamoto, M. Ito, T. Kimura // IEEE J. Quantum. Electron. – 1982. – Vol. 18, N 4. – P. 582-595.
67. Савинов К. Н. Управление спектром излучения диодного лазера при ОВЧ-модуляции тока инжекции = Control of Emission Spectrum of a Diode Laser under VHF Modulation of Injection Current / К. Н. Савинов, А. К.

- Дмитриев, А. А. Рундау // Оптика и спектроскопия. – 2021. – т. 129, №6. – С. 760-763. = K. N. Savinov, A. K. Dmitriev, A. A. Rundau // Optics and Spectroscopy. – 2021. – Vol. 129, N 7. – p. 821-824.
68. Исакова А. А. Комбинированная СВЧ- и ВЧ-модуляция тока инжекции диодного лазера для многочастотной накачки КПН-резонансов = Combined Microwave and High-Frequency Modulation of the Injection Current of a Diode Laser for Mutiple-Frequency Excitation of CPT-Resonances / А. А. Исакова, К. Н. Савинов, Н. Н. Головин, К. М. Сабакарь, А. К. Дмитриев, А. А. Рундау // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2020. – Т. 63, №1. – С.154-158. = А.А. Isakova, K.N. Savinov, N.N. Golovin, K.M. Sabakar, A.K. Dmitriev, A.A.Rundau // Russian Physics Journal. – 2020. Vol. 63, N 1. – p. 171-175.
69. Савинов К. Н. Спектр излучения диодного лазера с внешним резонатором при совместном действии СВЧ- и ОВЧ-модуляции тока инжекции = Emission spectrum of an external cavity diode laser under the combined action of microwave and VHF modulation of the injection current / К. Н. Савинов, А. К. Дмитриев // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2021. – Т. 64, №12. – С. 122-126. = K. N. Savinov, A. K. Dmitriev // Russian Physics Journal. – 2022. – V. 64, N 12. – P. 2310-2314.
70. Савинов К. Н. КПН-резонансы при многочастотной оптической накачке / К. Н. Савинов, Н. Н. Головин, А. К. Дмитриев // Квантовая электроника. – 2022. – Т. 52, №10. – С. 939–942.
71. Savinov K. N. Series of CPT Resonances with Multifrequency Pumping by a Diode Laser / K. N. Savinov, N. N. Golovin, I. D. Dneprovsky, A. K. Dmitriev, D. M. Kotina // 23th International Conference of Young Specialists on Micro/Nanotechnologies and Electron Devices, EDM 2022, Erlagol, 30 june – 4 july 2022: Conference Proceedings. – Erlagol, 2022. – P. 338-341.

72. Allard N. The effect of neutral nonresonant collisions on atomic spectral lines / N. Allard, J. Kielkopf // *Reviews of Modern Physics*. – 1982. – Vol. 54, N 4. – P. 1103-1182.
73. Пархоменко А. И. Аномалии в форме резонансных линий поглощения атомов с большим сверхтонким расщеплением уровней = Anomalies in resonant absorption line profiles of atoms with large hyperfine splitting / А. И. Пархоменко, С. П. Подъячев, Т. И. Привалов, А. М. Шалагин // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. – 1997. – Т. 111, №1. – С. 93-106. = A. I. Parkhomenko, S. P. Podyachev, T. I. Privalov, A. M. Shalagin // *Journal of Experimental and Theoretical Physics*. – 1997. – Vol. 84, N 1. – P. 51-58.