

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Физический институт им. П. Н. Лебедева  
Российской академии наук

На правах рукописи

Васьковская Мария Игоревна

**ФАКТОРЫ, ВЛИЯЮЩИЕ НА ДОЛГОВРЕМЕННУЮ  
СТАБИЛЬНОСТЬ СТАНДАРТА ЧАСТОТЫ НА ОСНОВЕ  
ЭФФЕКТА КОГЕРЕНТНОГО ПЛЕНЕНИЯ НАСЕЛЕННОСТЕЙ**

Специальность: 1.3.19 —  
Лазерная физика

Диссертация на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
кандидат физико-математических наук  
Зибров Сергей Александрович

Москва — 2022

# Оглавление

	Стр.
Введение . . . . .	4
<b>Глава 1. Стандарт частоты на основе эффекта КПН в атомах щелочных металлов . . . . .</b>	<b>12</b>
1.1. Эффект когерентного пленения населенностей . . . . .	12
1.1.1. Основные характеристики КПН-резонанса, определяющие стабильность частоты стандарта . . . . .	15
1.1.2. Применяемые схемы формирования КПН-резонанса в атомах Rb . . . . .	18
1.2. Принципиальное устройство КПН-стандарта частоты . . . . .	20
1.3. Экспериментальная установка для исследования характеристик КПН-резонанса частоты, влияющих на стабильность . . . . .	23
1.4. Основные результаты главы . . . . .	29
<b>Глава 2. Сдвиги частоты КПН-резонанса и методы их подавления . . . . .</b>	<b>30</b>
2.1. Световые сдвиги под действием полихроматического лазерного излучения . . . . .	30
2.1.1. Параметры реальной системы стандарта частоты, влияющие на подавление световых сдвигов . . . . .	35
2.1.2. Методы реализации петли обратной связи для контроля подавления светового сдвига . . . . .	36
2.1.3. Влияние суммарного давления буферных газов на величину светового сдвига . . . . .	46
2.1.4. Сравнение достижимой стабильности для ячеек с различным давлением буферных газов . . . . .	53
2.2. Сдвиг, обусловленный асимметрией резонанса . . . . .	56
2.3. Сдвиг, обусловленный влиянием магнитного поля . . . . .	59
2.4. Основные результаты главы . . . . .	63
<b>Глава 3. Лазеры с вертикальным резонатором, применяющиеся в КПН-стандарте частоты . . . . .</b>	<b>66</b>

3.1. Устройство и принцип работы . . . . .	66
3.2. Критерии отбора лазеров для применения в составе КПН-стандарта частоты . . . . .	69
3.2.1. Требования к модуляционным спектрам лазеров . . . . .	71
3.3. Исследование эффективности СВЧ-модуляции лазеров и особенностей их модуляционных спектров . . . . .	74
3.4. Поляризационная нестабильность излучения лазеров . . . . .	80
3.5. Основные результаты главы . . . . .	90
<b>Глава 4. Атомные ячейки, наполненные щелочным металлом и буферными газами . . . . .</b>	<b>92</b>
4.1. Общие сведения . . . . .	92
4.2. Температурная зависимость частоты КПН-резонанса в ячейке, наполненной буферными газами. . . . .	95
4.2.1. Определение коэффициентов по давлению и температуре для аргона и азота. . . . .	97
4.2.2. Определение суммарного и парциальных давлений буферных газов в атомных ячейках, герметизированных методом лазерной сварки. . . . .	100
4.3. Исследование и оптимизация характеристик КПН-резонанса в малогабаритных атомных ячейках . . . . .	106
4.3.1. Алгоритм оптимизации . . . . .	106
4.3.2. Оптимизация суммарного давления буферных газов . . . . .	108
4.3.3. Оптимизация интенсивности излучения, рабочей температуры и отношения парциальных давлений буферных газов . . . . .	113
4.4. Основные результаты главы . . . . .	116
<b>Заключение . . . . .</b>	<b>118</b>
<b>Список литературы . . . . .</b>	<b>121</b>

## Введение

Непрерывное развитие науки и техники требует постоянного улучшения точности измерения частоты и временных интервалов. Подобно тому, как первооткрывателям три века назад требовались точные часы для уверенного перемещения по морю, в настоящее время для запуска космических аппаратов, синхронизации систем спутниковой геолокации, улучшения систем связи, осуществления фундаментальных научных экспериментов и многих других применений необходимы еще более точные часы. С середины XX века такими «точными часами» являются квантовые стандарты частоты, в которых в качестве источника колебаний используются квантовые переходы частиц (атомов, молекул, ионов).

Идея работы любого квантового стандарта заключается в том, чтобы связать частоту макроскопического осциллятора с частотой перехода квантовой частицы. Такая связь позволяет перенести стабильность частоты опорного квантового перехода (диапазон частот ГГц-ТГц) на частоту осциллятора (диапазон частот МГц) и уже ее использовать в ряде применений. Задача повышения стабильности частоты квантовых стандартов, то есть их способности генерировать сигнал со слабо изменяющейся частотой, с начала их использования не теряет своей актуальности, а наряду с ней приобретает значимость и проблема миниатюризации высокотехнологичных устройств такого типа.

В настоящее время наилучшими характеристиками стабильности обладают оптические стандарты (относительная нестабильность частоты достигает уровня  $10^{-17} - 10^{-19}(\tau)^{-1/2}$  [1, 2]). Обратной стороной высокой стабильности частоты оптических стандартов являются значительные габариты: чаще всего, устройства такого типа представляют собой сложные и громоздкие лабораторные установки, которые невозможно транспортировать без дополнительных кропотливых пуско-наладочных работ. Более скромными характеристиками стабильности (не лучше, чем  $10^{-14}(\tau)^{-1/2}$ ) обладают микроволновые (СВЧ) стандарты частоты [3], в настоящее время именно такой стандарт является первичным, то есть определяющим единицу времени – секунду. Государственные первичные стандарты также являются весьма габаритными устройствами, однако другие типы микроволновых стандартов со значительно уменьшенными размерами (но, конечно, со сниженным параметром стабильности частоты) мо-

гут применяться в гораздо более обширном круге задач. Наибольшим потенциалом для минимизации габаритов при сохранении относительно высокого уровня стабильности частоты обладают микроволновые стандарты на основе эффекта когерентного пленения населенностей (КПН) [4]. Коммерчески доступные устройства уже сейчас обладают объемом не более  $16 \text{ см}^3$  при стабильности на уровне  $10^{-11}(\tau)^{-1/2}$  [5]. Стандарт такого типа призван заменять кварцевые генераторы в ряде задач, в которых важна долговременная стабильность, недостижимая кварцевыми генераторами. Стабильность частоты даже самых лучших кварцевых генераторов значительно деградирует начиная с значений времени измерения 10-100 секунд. При сравнимых габаритах, разница в стабильности между кварцевыми генераторами и стандартами на эффекте КПН на временах более 100 секунд может достигать двух и более порядков. КПН-стандарты частоты производятся серийно [5, 6] и продолжают активно разрабатываться как за рубежом [7, 8], так и в России [9–11].

Эффект КПН (англ. CPT – coherent population trapping) заключается в том, что под действием двух оптических полей, резонансных двум смежным атомным переходам с общим верхним уровнем, ансамбль атомов переходит в непоглощающую оптическое излучение суперпозицию состояний. Экспериментально эффект наблюдается в зависимости уровня пропускания атомной среды от разности частот оптических полей. Если разность совпадает с частотным интервалом между нижними уровнями системы, то в сигнале пропускания наблюдается пик – КПН-резонанс, который используется в качестве опорного в стандарте частоты. В данной работе рассматривается КПН-резонанс в атомах  $^{87}\text{Rb}$ , частота которого, соответствующая сверхтонкому расщеплению основного состояния  $5S_{1/2}$ , лежит в СВЧ-диапазоне и равна примерно 6.8 ГГц. КПН-резонанс может формироваться на подуровнях с различными значениями проекции магнитного момента ( $m_F$ ), однако в стандарте используется резонанс, сформированный на подуровнях с  $m_F = 0$  из-за его меньшей чувствительности к магнитному полю.

Для наблюдения эффекта КПН, кроме равенства разности частот оптических полей частотному интервалу между нижними уровнями атомной системы с точностью до их ширины, необходимо также выполнение условия корреляции фазовых флуктуаций этих полей [12]. Одним из наиболее удобных и распространенных способов создания двух фазово-скоррелированных полей

является модуляция частоты лазерного излучения. В результате такой модуляции, спектр лазера становится многочастотным, при этом флуктуации фазы происходят одинаковым образом во всех спектральных компонентах. Если осуществить фазовую СВЧ-модуляцию излучения на частоте, соответствующей сверхтонкому расщеплению основного состояния, то любые две соседние частотные компоненты такого излучения могут формировать КПН-резонанс. Таким образом, несмотря на то, что часовой переход в КПН-стандартах лежит в СВЧ-диапазоне, для их работы не требуется прямого взаимодействия атомной среды с СВЧ-полем, то есть не требуется СВЧ-резонатор. Это является принципиальным отличием КПН-стандартов частоты от других вариантов реализации микроволновых стандартов (например, с использованием эффекта двойного радиооптического резонанса [13]), позволяющим значительно уменьшить их габариты.

Модулировать лазерное излучение для получения требуемых для формирования КПН-резонанса оптических полей можно различными способами, однако для применения в малогабаритных стандартах наиболее подходящим является СВЧ-модуляция тока накачки диодного лазера с вертикальным резонатором, излучающего с поверхности (англ. VCSEL – vertical-cavity surface-emitting laser). Такие лазеры отличаются от других типов диодных лазеров своей эффективной модуляцией тока накачки на высоких частотах, одномодовым режимом генерации и очень малым энергопотреблением. Эти особенности делают VCSEL чрезвычайно удобным инструментом для данного применения. Лазер является критически важным элементом стандарта, поскольку от него зависят характеристики лазерного излучения, взаимодействующего с атомами и формирующего, в конечном итоге, метрологический резонанс.

Другим важным элементом КПН-стандарта частоты является атомная ячейка: кювета, заполненная щелочным металлом и вспомогательными газами, называемыми буферными (БГ). Технология изготовления ячеек и их наполнение определяют метрологические свойства КПН-резонанса и, как следствие, кратковременную и долговременную стабильность частоты стандарта.

Кратковременная стабильность частоты КПН-стандарта в основном определяется отношением сигнал/шум опорного КПН-резонанса, а также настройкой параметров стабилизации частоты макроскопического осциллятора по опорному резонансу. Препятствием на пути к высокой долговременной стабиль-

ности стандарта пока что остается довольно большой ряд факторов, включающий в себя как физические эффекты, так и технические и технологические проблемы.

Одним из основных факторов, ограничивающих долговременную стабильность является световой сдвиг, то есть сдвиг энергетических уровней атома под действием внешнего переменного электрического поля световой волны [14]. Световой сдвиг частоты резонанса КПН возникает из-за разницы световых сдвигов рабочих уровней. Изменение интенсивности излучения, мощности модулирующего ток СВЧ-сигнала и других рабочих параметров может приводить к флуктуациям и дрейфам светового сдвига атомных уровней и, следовательно, частоты КПН-резонанса. Световой сдвиг может изменяться не только из-за прямого изменения перечисленных параметров, но и за счет косвенного их изменения под влиянием, например, температурных эффектов окружающей среды. Сложные взаимосвязи между множеством рабочих параметров составляющих КПН-стандарт элементов приводят к необходимости более тщательного и глубокого, по сравнению с опубликованными ранее работами [15,16], исследования вопроса подавления световых сдвигов.

Кроме светового сдвига существуют и другие факторы, влияющие на частоту КПН-резонанса: температурная зависимость из-за влияния БГ, зависимость от величины магнитного поля, асимметрия контура резонанса и другие. Все эти эффекты связаны между собой через характеристики основных элементов КПН-стандарта – лазера и атомной ячейки. Поэтому задача исследования факторов, влияющих на долговременную стабильность частоты КПН-стандарта, является достаточно обширной и должна решаться посредством комплексного исследования характеристик используемых лазеров и атомных ячеек, влияния их на основные метрологические свойства КПН-резонанса, а также технических аспектов взаимосвязи между рабочими узлами КПН-стандарта. Такое исследование было проведено в данной работе.

**Целью** работы являлось детальное изучение факторов, оказывающих влияние на долговременную стабильность стандарта частоты на основе эффекта КПН и поиск возможностей уменьшения этого влияния.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие задачи:

1. Создать экспериментальную установку для исследования лазеров с вертикальным резонатором, характеристик КПН-резонансов в атомных ячейках, наполненных  $^{87}\text{Rb}$  и буферными газами ( $\text{N}_2$ ,  $\text{Ar}$ ), а также для измерения стабильности частоты макета разрабатываемого КПН-стандарта.
2. Разработать методику поиска уровня СВЧ-модуляции тока накачки диодного лазера, обеспечивающего подавление светового сдвига. Исследовать поведение светового сдвига в зависимости от давления буферных газов в ячейке. Найти способ оценки изменения парциальных давлений буферных газов в ячейках, возникающего вследствие локального разогрева при лазерной герметизации.
3. Исследовать особенности спектральных и модуляционных характеристик используемых лазеров. Разработать методику оценки эффективности СВЧ-модуляции тока накачки лазера.
4. Определить характеристики КПН-резонанса, влияющие на стабильность, проанализировать взаимосвязи между ними. Выделить наиболее важные параметры, определяющие эти характеристики. Разработать алгоритм оптимизации характеристик КПН-резонанса.

**Научная новизна.** Все полученные в работе результаты являются оригинальными и имеют важное практическое и научное значение.

1. Проведено экспериментальное исследование характеристик лазеров типа VCSEL, включая эффективность СВЧ-модуляции тока накачки. Впервые описаны требования к характеристикам лазеров такого типа для применения их в составе КПН-стандартов частоты.
2. Впервые показано, что в случае формирования резонанса бихроматическим оптическим полем, полученным в результате СВЧ-модуляции тока накачки VCSEL, принципиальная возможность зануления светового сдвига зависит от суммарного давления буферных газов в атомной ячейке. Начиная с некоторого предельного давления, световой сдвиг частоты будет отличен от нуля для всех допустимых уровней СВЧ-модуляции.
3. Предложен метод стабилизации мощности модулирующего СВЧ-сигнала, основанный на использовании атомных ячеек с предельным значением суммарного давления буферных газов. В этом случае, существует значение мощности СВЧ-сигнала, при котором одновременно будет подавлено влияние на частоту КПН-резонанса флуктуаций как интенсивности



лазерного излучения, так и мощности СВЧ-сигнала. Данный метод был опробован экспериментально и обеспечил улучшение стабильности частоты макета КПН-стандарта в два раза при времени измерения  $\tau = 1000$  секунд.

4. Впервые экспериментально показано, что зависимость частоты метрологического КПН-резонанса от величины магнитного поля имеет разный характер при формировании резонанса оптическим полем правой и левой циркулярной поляризации. При определенной комбинации поляризации излучения и направления рабочего магнитного поля можно найти такое его значение, при котором будет подавлен линейный отклик на его флуктуации.
5. Впервые предложен алгоритм оптимизации характеристик КПН-резонанса, включающий в себя выбор парциальных давлений буферных газов, напускаемых в ячейку, ее рабочей температуры и интенсивности лазерного излучения.
6. Разработан оригинальный макет квантового дискриминатора КПН-стандарта частоты. С использованием произведенных в лаборатории атомных ячеек было достигнуто значение стабильности частоты КПН-резонанса  $\sigma(1000 \text{ с}) = 5.7 \cdot 10^{-13}$ , что превосходит аналогичные показатели коммерчески доступных устройств такого типа зарубежного производства.

### **Научная и практическая значимость.**

Полученные результаты могут быть использованы для создания малогабаритного стандарта частоты на основе эффекта КПН с улучшенными характеристиками, могут быть полезны в других областях науки и техники, где требуется использование атомных ячеек с щелочными металлами и лазеров типа VCSEL (магнитометрия, передача данных и т.п.). Кроме того, полученные результаты позволяют глубже понять суть вовлеченных в работу КПН-стандарта эффектов. Результаты, касающиеся особенностей работы исследованных лазеров, могут улучшить прогнозируемость и надежность их производства. Результаты исследования атомных ячеек могут быть использованы для усовершенствования технологических процессов производства атомных ячеек методом лазерной сварки и герметизации.

### **Положения, выносимые на защиту:**

1. Для корректного описания экспериментальных спектров излучения лазера с вертикальным резонатором в режиме слабой СВЧ-модуляции необходим анализ на основе уравнений для комплексных амплитуд полей, позволяющих, в отличие от скоростных уравнений, учитывать фазовые соотношения.
2. Существует такое суммарное давление буферных газов, при котором для фиксированного уровня СВЧ-модуляции тока накачки диодного лазера одновременно подавлена чувствительность частоты КПН-резонанса к вариациям интенсивности и спектрального состава излучения.
3. Линейный отклик частоты метрологического КПН-резонанса на вариации внешнего магнитного поля можно подавить при использовании определенной комбинации циркулярной поляризации лазерного излучения и направления заданного магнитного поля: в случае совпадения направлений распространения лазерного излучения и индукции магнитного поля ( $k \uparrow B$ ) требуется правая циркулярная поляризация, в случае  $k \uparrow B$  – левая.
4. Предложенный алгоритм выбора температуры, наполнения атомной ячейки и интенсивности лазерного излучения позволяет одновременно максимизировать отношение контраста КПН-резонанса к его ширине и подавить влияние температурных флуктуаций на его частоту.

**Степень достоверности** полученных результатов обеспечивается использованием калиброванных и протестированных измерительных приборов. Результаты эксперимента воспроизводятся и находятся в соответствии с теоретическими расчетами.

**Апробация работы.** Основные результаты работы докладывались на международных конференциях: Лазерные и плазменные технологии 2017, 2019, 2020, 2021 (г. Москва), Modern Problems of Laser Physics-2021 (г. Новосибирск), Laser Physics-2022 (г. Аштарак, Армения).

**Публикации.** Основные результаты диссертации изложены в 5 статьях в рецензируемых печатных изданиях [17–21], индексируемых международными базами данных Web of Science и Scopus, и в 7 тезисах докладов международных конференций [22–28].

**Личный вклад.** Все результаты, представленные в работе, получены автором лично или при его непосредственном участии. В публикациях [17, 19–21] автором были проведены экспериментальные исследования.

**Объем и структура работы.** Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения. Полный объем диссертации составляет 130 страниц с 52 рисунками и 4 таблицами. Список литературы содержит 112 наименований.

# Глава 1. Стандарт частоты на основе эффекта КПН в атомах щелочных металлов

## 1.1. Эффект когерентного пленения населенностей

Эффект КПН, впервые экспериментально наблюдавшийся в 1976 году, был объяснён в теоретических работах возникновением непоглощающей когерентной суперпозиции атомных состояний [29, 30]. Открытие этого эффекта привело к значительным успехам в различных областях оптики и атомной физики, таких как, например, лазерное охлаждение атомов [31], замедление света [32], прецизионная спектроскопия [33] и др. Также эффект довольно быстро нашел своё применение в развитии стандартов частоты и лёг в основу нового класса атомных часов (CPT-based atomic clock) [34–36].

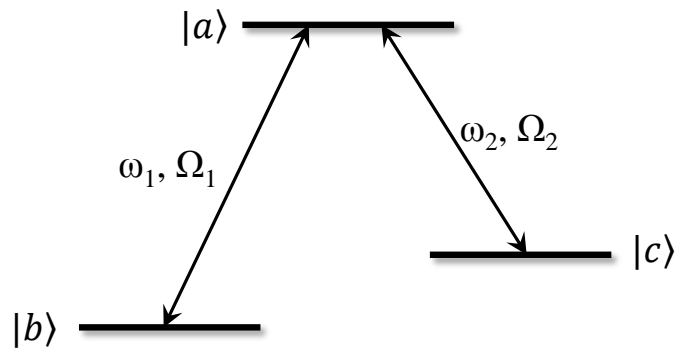


Рис. 1.1. Трехуровневая  $\Lambda$ -система.

Проще всего рассматривать эффект КПН на примере трёхуровневой  $\Lambda$ -системы. Если на невозмущенную систему сначала воздействовать оптическим полем, резонансным переходу  $|b\rangle \rightarrow |a\rangle$  (рис. 1.1), то частицы будут накапливаться в состоянии  $|c\rangle$  и поглощение излучения уменьшится в соответствии с отношением скоростей оптической накачки и релаксации. То же самое будет происходить при воздействии оптическим полем, резонансным переходу  $|c\rangle \rightarrow |a\rangle$ . При включении обоих оптических полей, если их интенсивности близки, поглощение системы должно увеличиваться, поскольку встречные процессы оптической накачки будут компенсировать друг друга. Однако, в случае, если разность частот обоих полей совпадает с интервалом между подуровнями основного состояния с точностью до их ширины, система переходит в непоглощающее состояние – суперпозицию состояний  $|b\rangle$  и  $|c\rangle$ . При этом вся (в идеальном случае)

населенность распределяется между двумя этими уровнями и в возбужденное  $|a\rangle$  состояние не попадает, т.е. «пленяется» на подуровнях основного состояния. Поскольку в возбужденном состоянии атомов нет, спонтанное излучение отсутствует, и при этом бихроматическое оптическое поле не поглощается (в отсутствие релаксации когерентности).

Важно, что непоглощающая суперпозиция является таковой только для тех полей, которыми она была создана. Это значит, что в случае изменения характеристик полей, например, скачка фаз, потребуется время для создания новой, не поглощающей именно новые поля, суперпозиции.

Более подробное описание эффекта КПН в трёхуровневых системах можно найти в работе [12].

Рассмотрим взаимодействие  $\Lambda$ -системы с оптическими полями с частотами  $\omega_{1,2}$ , амплитудами  $E_{1,2}$  и частотами Раби  $\Omega_{1,2} = \vec{E}_{1,2} \cdot \vec{d}_{1,2}/\hbar$ , где  $\vec{d}_{1,2}$  – дипольные моменты (см. рис. 1.1). Уравнение Шрёдингера для случая, когда  $\omega_1 - \omega_2 = (E_c - E_b)/\hbar$  (без учета процессов релаксации), имеет вид:

$$i\hbar|\dot{\Psi}(t)\rangle = \hat{H}|\Psi(t)\rangle \quad (1.1)$$

где

$$\hat{H} = -(\hbar/2) \{ \Omega_1 (|a\rangle\langle b| + |b\rangle\langle a|) + \Omega_2 (|a\rangle\langle c| + |c\rangle\langle a|) \} \quad (1.2)$$

– гамильтониан взаимодействия атома с полем. Опуская фазовые множители, ищем решение уравнения (1.1) в виде:

$$|\Psi(t)\rangle = c_a(t)|a\rangle + c_b(t)|b\rangle + c_c(t)|c\rangle. \quad (1.3)$$

В результате действия операторов, составляющих гамильтониан (1.2), на компоненты волновой функции (1.3) уравнение (1.1) принимает следующий вид:

$$\begin{aligned} i\hbar(\dot{c}_a(t)|a\rangle + \dot{c}_b(t)|b\rangle + \dot{c}_c(t)|c\rangle) = \\ = -(\hbar/2) \{ (\Omega_1 c_b + \Omega_2 c_c) |a\rangle + \Omega_1 c_a |b\rangle + \Omega_2 c_a |c\rangle \}. \end{aligned} \quad (1.4)$$

Из (1.4) следует, что

$$\begin{aligned}\dot{c}_a &= i(\Omega_1 c_b + \Omega_2 c_c) / 2, \\ \dot{c}_b &= i\Omega_1 c_a / 2, \\ \dot{c}_c &= i\Omega_2 c_a / 2.\end{aligned}\tag{1.5}$$

Выбрав начальные значения коэффициентов  $c_{a,b,c}(t)$  следующим образом:

$$\begin{aligned}c_a(0) &= 0, \\ c_b(0) &= \Omega_2 / \sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}, \\ c_c(0) &= -\Omega_1 / \sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2},\end{aligned}\tag{1.6}$$

получим, что производные (1.5) равны нулю, из чего следует, что система во все последующие моменты времени останется в состоянии, определяемом коэффициентами (1.6):

$$|\Psi(0)\rangle = \frac{\Omega_2|b\rangle - \Omega_1|c\rangle}{\sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}} = c_b(0)|b\rangle - c_c(0)|c\rangle = |\Psi(t)\rangle,\tag{1.7}$$

или, с учетом фазовых множителей:

$$|\Psi(0)\rangle = \frac{\Omega_2|b\rangle}{\sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}} - \frac{\Omega_1|c\rangle}{\sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}} \cdot \exp\{-i\delta_\omega t + i\delta_\varphi\},\tag{1.8}$$

где  $\delta_\omega = \omega_1 - \omega_2$ ,  $\delta_\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$  – разности частот и фаз оптических полей соответственно.

Состояние (1.7, 1.8) называется тёмным состоянием. Населенность верхнего уровня для него строго равна нулю, а населенности нижних уровней определяются из соотношений:

$$\begin{aligned}|c_b|^2 + |c_c|^2 &= 1, \\ |\Omega_1 c_b| &= |\Omega_2 c_c|.\end{aligned}\tag{1.9}$$

Если изначально атом находится в другом состоянии, то в результате взаимодействия с излучением он может попасть в тёмное состояние, в котором и останется. Тогда, через некоторое количество циклов возбуждения почти все

атомы (если пренебречь процессами релаксации) окажутся в темном состоянии, и лазерное излучение не будет поглощаться. Как упоминалось во введении, экспериментально этот эффект наблюдается в виде узкого пика (КПН- или Л-резонанс) в зависимости пропускания от разности частот оптических полей.

Для щелочных атомов уровни  $|b\rangle$  и  $|c\rangle$  представляют собой сверхтонкие подуровни основного состояния. Например, для атомов  $^{87}\text{Rb}$  – это подуровни состояния  $5S_{1/2}$ . Состояние  $|b\rangle$  соответствует полному моменту  $F_g = 1$ , а состояние  $|c\rangle$  –  $F_g = 2$ .

### 1.1.1. Основные характеристики КПН-резонанса, определяющие стабильность частоты стандарта

КПН-резонанс в теории описывается лоренцевским контуром и главными его параметрами являются ширина на полувысоте ( $\Delta\nu$ ), амплитуда ( $A$ ) и контраст  $C$ :

$$C = \frac{A}{A + B}, \quad (1.10)$$

где  $B$  – уровень фоновой засветки, см. рис. 1.2.

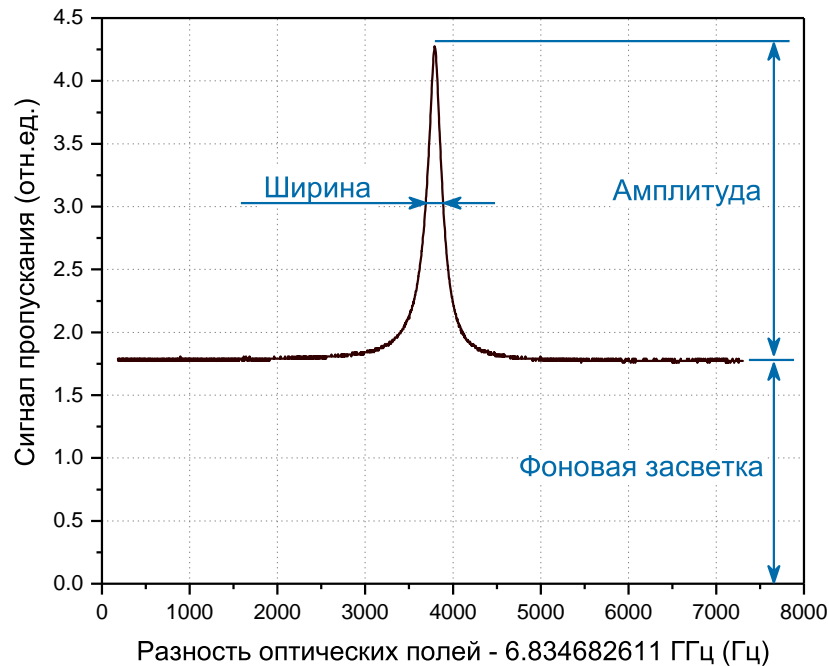


Рис. 1.2. Типичный экспериментально наблюдаемый КПН-резонанс с обозначением его основных характеристик.

Перечисленные характеристики определяют один из основных показателей качества КПН-стандарта – стабильность его частоты. Для количественной оценки стабильности частоты используют обычно дисперсию Аллана (или квадратный корень из нее, называемый девиацией Аллана), которую можно представить выражением:

$$\sigma^2(\tau) = \left\langle \sum_{i=1}^2 \left( \bar{y}_i - \frac{1}{2} \sum_{j=1}^2 \bar{y}_j \right)^2 \right\rangle = \frac{1}{2} \langle (\bar{y}_2 - \bar{y}_1)^2 \rangle, \quad (1.11)$$

где  $\tau$  – время измерения, а  $\bar{y}_k$  – усредненное за время  $\tau$  значение частоты для  $k$ -го измерения. Таким образом, дисперсия (и девиация) Аллана опирается на измерение разности двух соседних последовательных измерений частоты, а не на измерение отклонения частоты от среднего значения, как в случае классического определения стандартного отклонения [3]. По этой причине девиацию Аллана также называют средне-квадратическим двухвыборочным отклонением (СКДО).

Принято различать два типа стабильности: кратковременную (на временах  $\tau < 100$  секунд), и долговременную ( $\tau > 100$  секунд), однако, эти границы довольно условны.

В случае, когда стабилизация частоты кварцевого генератора к частоте вершины КПН-резонанса происходит посредством экстремального регулирования, выражение для кратковременной стабильности (в пределах наличия только дробового шума) может быть представлено следующим образом [37, 38]:

$$\sigma(\tau) = \frac{K}{4\nu_{hf}} \sqrt{\frac{e}{I_{bg} q}} \tau^{1/2}, \quad (1.12)$$

где  $K$  – константа, зависящая от типа используемой при экстремальном регулировании модуляции, обычно порядка 0.2,  $\nu_{hf}$  – частота, соответствующая метрологическому резонансу, т.е. сверхтонкому расщеплению основного состояния атома щелочного металла,  $e$  – заряд электрона,  $I_{bg}$  – фоновый ток, возникающий в результате остаточной засветки фотодетектора (непоглощаемыми спектральными компонентами излучения, например),  $\tau$  – время усреднения,  $q$  – фактор качества, определяемый как отношение контраста резонанса  $C$  к его полуширине  $\Delta\nu$ :

$$q = \frac{C}{\Delta\nu}. \quad (1.13)$$



Таким образом, для достижения наилучшей кратковременной стабильности необходимо, чтобы фактор качества  $q$  опорного КПН-резонанса был максимальным, для чего, в самом общем случае, нужен наибольший контраст и наименьшая ширина. В реальных атомных системах всегда есть процессы релаксации, ограничивающие количество атомов в тёмном состоянии. Эти процессы определяют ширину КПН-резонанса и уменьшают его амплитуду [39].

Долговременная стабильность чаще всего определяется медленными дрейфами частоты резонанса, вызванными, например, изменением внешней температуры, мощности, частоты и спектра лазерного излучения, величины магнитного поля, мощности СВЧ-сигнала и др. Для контроля долговременной стабильности необходимо исследование влияния на частоту резонанса множества рабочих параметров, а также их взаимного влияния друг на друга. Из выражения 1.12 следует, что максимально достижимая долговременная стабильность определяется кратковременной стабильностью, т.к. зависимость  $\sqrt{T}$  является предельной, учитывающей наличие только дробовых шумов. Другими словами, невозможно существенно улучшить стабильность на часе, имея «нестабильную» секунду.

Еще одной важной характеристикой КПН-резонанса, опосредованно влияющей на стабильность частоты стандарта, является степень асимметрии резонанса. Асимметрия резонанса приводит к дополнительным сдвигам его частоты. На симметрию резонанса (и другие характеристики) влияют такие параметры, как отношение интенсивностей воздействующих на атомную систему полей, однородность продольного магнитного поля, однородность поперечного сечения лазерного пучка. В случае симметричной  $\Lambda$ -системы, когда дипольные моменты переходов и времена релаксации равны, резонанс будет симметричным при равных интенсивностях полей.

Обо всех упомянутых факторах и механизмах их влияния на частоту КПН-резонанса будет рассказано ниже, в соответствующих разделах.

### 1.1.2. Применяемые схемы формирования КПН-резонанса в атомах Rb

Структура  $^{87}\text{Rb}$  может описываться трехуровневой системой только при значительном упрощении. Схема структуры  $D_1$ -линии атома с учетом магнитных подуровней приведена на рис. 1.3.

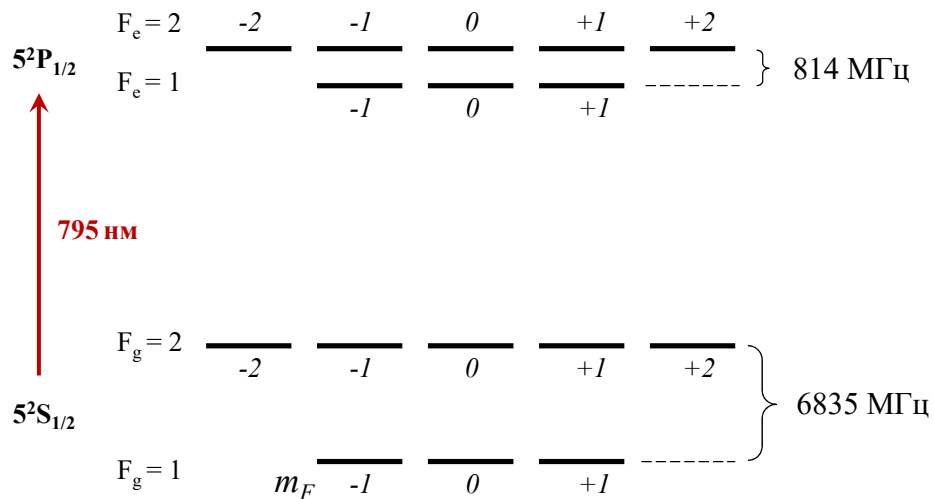


Рис. 1.3. Схема энергетических уровней в  $D_1$ -линии  $^{87}\text{Rb}$ .

Наличие сверхтонкого расщепления возбужденного состояния приводит к существованию сразу двух  $\Lambda$ -схем, в которых может формироваться когерентная суперпозиция. Поскольку поглощение на переходе  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 2$  в пять раз больше, чем на переходе  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 1$ , для реализации эффекта КПН обычно используется  $\Lambda$ -схема, замыкаемая через верхний подуровень возбужденного состояния. Однако, поскольку величина сверхтонкого расщепления сравнима с доплеровским уширением, невозможно полностью исключить влияние нижнего подуровня возбужденного состояния на КПН-резонанс. Его влияние возрастает при столкновительном уширении переходов, вызванном добавлением в атомную ячейку буферных газов, необходимых для увеличения времени жизни когерентной суперпозиции. Это обстоятельство подчеркивает необходимость учета расщепления возбужденного состояния при теоретическом анализе эффекта КПН в  $^{87}\text{Rb}$ .

Существует несколько схем возбуждения эффекта КПН, использующих лазерное излучение с различной поляризацией как в непрерывном, так и в импульсных режимах.

Простейшей схемой является использование непрерывного лазерного излучения с циркулярной поляризацией ( $\sigma+$  или  $\sigma-$ ), одинаковой для обеих частотных компонент. В такой конфигурации (без учета расщепления возбужденного состояния) возможны три  $\Lambda$ -схемы на различных магнитных подуровнях (см. рис. 1.4), и в эксперименте при наличии продольного магнитного поля наблюдается три КПН-резонанса на различных частотах. Резонанс на переходах  $m_F = 0$  – магнитонезависимый в линейном приближении, и именно он используется в стандарте частоты в качестве опорного. Частоты двух других резонансов, напротив, зависят от магнитного поля (линейный коэффициент Зеемана для  $m_F = \pm 1$  составляет 700 кГц/Гс). Приложение постоянного магнитного поля порядка 0.1 Гс позволяет надежно снять вырождение по магнитным подуровням, разрешить эти три резонанса и анализировать характеристики 0-0 резонанса в приближении  $\Lambda$ -схемы атомных уровней.

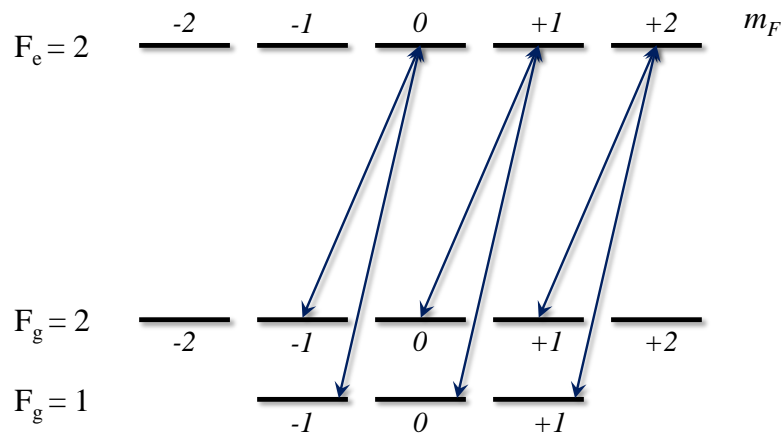


Рис. 1.4. Схема переходов, образующих  $\Lambda$ -схемы, на которых формируется КПН-резонанса при использовании циркулярно-поляризованного излучения ( $\sigma_+ - \sigma_+$ ) в  $D_1$ -линии  $^{87}\text{Rb}$

Недостатком  $\sigma+-\sigma+$  схемы является низкий контраст резонанса (обычно, около 5%), который объясняется выводом значительной части атомной населенности из взаимодействия с излучением. Это происходит из-за оптической накачки, которая вызывает накопление атомов на крайнем магнитном подуровне  $m_F = +2$ , в так называемом «ловушечном» состоянии. Во избежание данного эффекта и для повышения контраста резонанса были предложены схемы, использующие линейно-поляризованное излучением с одинаковыми или ортогональными поляризациями ( $\text{lin}||\text{lin}$  [40,41] и  $\text{lin}\perp\text{lin}$  [42]), схема «push-pull» [43], а также схема с ортогональными циркулярными поляризациями волн, распространяющихся навстречу друг другу ( $\sigma+-\sigma-$ ) [44]. С помощью упомянутых

схем негативный эффект накачки значительно снижается и максимально достижимый контраст КПН-резонанса увеличивается примерно на порядок.

В настоящей работе применялась схема  $\sigma + -\sigma +$  в силу её простоты, однако полученные результаты могут быть применены и при использовании других схем возбуждения.

## 1.2. Принципиальное устройство КПН-стандарта частоты

Малогобаритный атомный стандарт частоты на основе эффекта КПН условно можно разделить на две основные части: физический модуль, или квантовый дискриминатор, и блок электроники, обеспечивающий работу дискриминатора и выдачу необходимых частотных сигналов потребителю.

Квантовый дискриминатор – это модуль, содержащий в себе атомную ячейку, источник излучения, с помощью которого происходит формирование требуемого состояния атомной среды и ее зондирование, и детектор излучения, сигнал с которого поступает в блок электроники на системы стабилизации основных рабочих параметров.

Несмотря на то, что в случае эффекта КПН опрос осуществляется исключительно оптическими полями, данный тип стандартов частоты является микроволновым, поскольку, как уже упоминалось выше, в качестве рабочего используется переход, соответствующий сверхтонкому расщеплению основного состояния атома. Наиболее часто используемые атомы щелочных металлов –  $^{87}\text{Rb}$  и  $^{133}\text{Cs}$ , интервалы сверхтонкого расщепления которых равны, соответственно,  $\sim 6.8$  ГГц и  $\sim 9.2$  ГГц.

Для наблюдения КПН-резонанса требуется бихроматическое лазерное излучение со скоррелированными фазовыми флуктуациями. Компоненты этого излучения должны иметь частоты, соответствующие переходам с подуровней основного состояния используемого атома. Заметим, что чаще используются  $D_1$ -линии, т.е. 795 нм и 895 нм для  $^{87}\text{Rb}$  и  $^{133}\text{Cs}$  соответственно, поскольку коэффициенты Клебша-Гордана в  $D_1$ -линии имеют одинаковый знак для обоих каналов возбуждения, а в  $D_2$ -линии их знаки противоположны, что приводит к уменьшению контраста КПН-резонанса [45]. Получить требуемое бихроматическое излучение можно двумя способами: либо обеспечить фазовую синхрони-

зацию двух независимых лазерных источников, либо осуществить модуляцию частоты излучения одного источника, что приведет к появлению полихроматического спектра, из которого можно выбрать две подходящие компоненты. В свою очередь, частотную модуляцию также можно осуществить двумя способами: с помощью электрооптического модулятора (ЭОМ) или при модуляции непосредственно тока накачки диодного лазера.

Главным преимуществом КПН-стандарта частоты считается возможность реализации готового устройства в крайне малых габаритах, сравнимых с размерами электронного чипа («chip-scale atomic clock»). Именно поэтому, при разработке подобного рода устройств для получения бихроматического излучения в подавляющем большинстве случаев используется СВЧ-модуляция тока накачки диодного лазера определенного типа – лазера с вертикальным резонатором, излучающим с поверхности (VCSEL). Этот тип диодных лазеров характеризуется малыми размерами и способностью модулироваться на частотах до 40 ГГц (подробнее об их характеристиках будет сказано в главе 3). Чаще всего модуляция тока накачки лазера происходит на частоте, соответствующей половине сверхтонкого расщепления основного состояния используемого атома (около 3.4 ГГц для  $^{87}\text{Rb}$ ), при этом КПН-резонанс формируют первые боковые компоненты спектра. Таким образом, первой необходимой составляющей квантового дискриминатора является лазер VCSEL, ток накачки которого модулируется СВЧ-сигналом.

Вторым, не менее важным компонентом квантового дискриминатора является атомная ячейка – герметичная кювета, содержащая пары щелочного металла и дополнительные газы, называемые буферными, необходимые для уменьшения ширины КПН-резонанса. Методам изготовления атомных ячеек и контроля их характеристик посвящена глава 4.

На рис. 1.5 для примера показан макет квантового дискриминатора, разработанный в ходе выполнения данной работы. Лазерным источником служит корпусированный VCSEL компании ULM Photonics, атомная ячейка – цилиндрической формы с диаметром 5 мм и длиной 8 мм (изготовлена в лаборатории). Дискриминатор состоит из двух отдельных частей: одна содержит лазер (на рис. 1.5, *a* расположена слева), другая – ячейку (справа на том же рисунке). Часть с лазером состоит из диода и объектива, а в части с ячейкой находятся оптические элементы, нагреватель ячейки, колечная система Баркера для со-

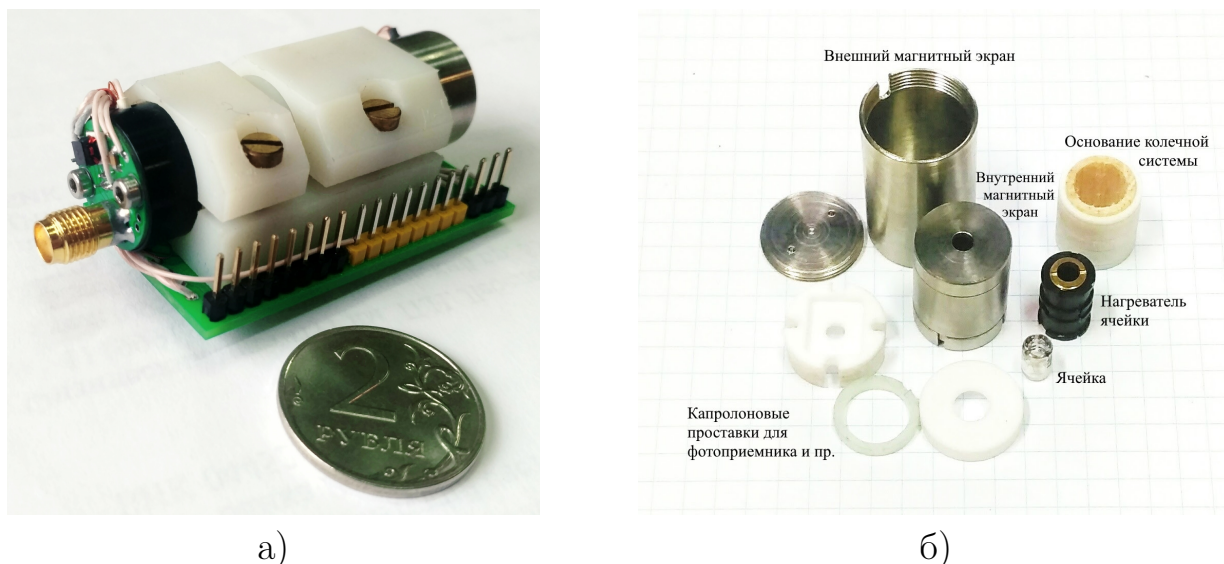


Рис. 1.5. а) Макет квантового дискриминатора, разработанный в Лаборатории стандартов частоты ГОП ФИАН в сборе. б) Составные элементы квантового дискриминатора (только часть с атомной ячейкой).

здания продольного магнитного поля и фотоприемник с усилителем для регистрации прошедшего через ячейку излучения. Объем дискриминатора в таком исполнении не превышает  $30 \text{ см}^3$ .

Идея работы атомного стандарта заключается в том, чтобы навязать стабильную частоту атомного перехода макроскопическому осциллятору, в роли которого обычно выступает кварцевый генератор, управляемый напряжением. В случае стандарта на основе эффекта КПН, промежуточным звеном между частотой атомного перехода и частотой кварцевого генератора является частота модуляции тока накачки лазера. Перенос стабильности атомной частоты на частоту кварцевого генератора происходит следующим образом. Частота кварцевого генератора посредством умножения приводится к частоте СВЧ-модуляции тока накачки лазера. В случае точного соответствия частоты СВЧ-модуляции половине сверхтонкого расщепления основного состояния, первые боковые полосы спектра резонансны атомным переходам, происходит формирование когерентной суперпозиции и при сканировании частоты СВЧ-модуляции в сигнале пропускания наблюдается КПН-резонанс. Обратная связь позволяет подстраивать частоту модуляции тока лазера (и, соответственно, частоту кварцевого генератора) так, чтобы уровень пропускания постоянно соответствовал вершине КПН-резонанса. В таком случае, частота кварцевого генератора и ее стабильность оказываются жестко связанными с частотой и стабильностью КПН-резонанса.

### 1.3. Экспериментальная установка для исследования характеристик КПН-резонанса частоты, влияющих на стабильность

Стабильность частоты стандарта на основе эффекта КПН зависит от множества параметров. Поиск возможностей повышения стабильности стандарта требует изучения как характеристик КПН-резонанса, зависимостей его частоты от различных параметров, так и отдельно спектральных и модуляционных характеристик используемых лазеров. Для этого в данной работе использовалась экспериментальная установка, функционально повторяющая КПН-стандарт, но собранная в лабораторных условиях без минимизации габаритов. Установка состоит из двух частей – оптической и приборной; приборная часть представляет собой набор электронных приборов, необходимых для управления компонентами оптической части.

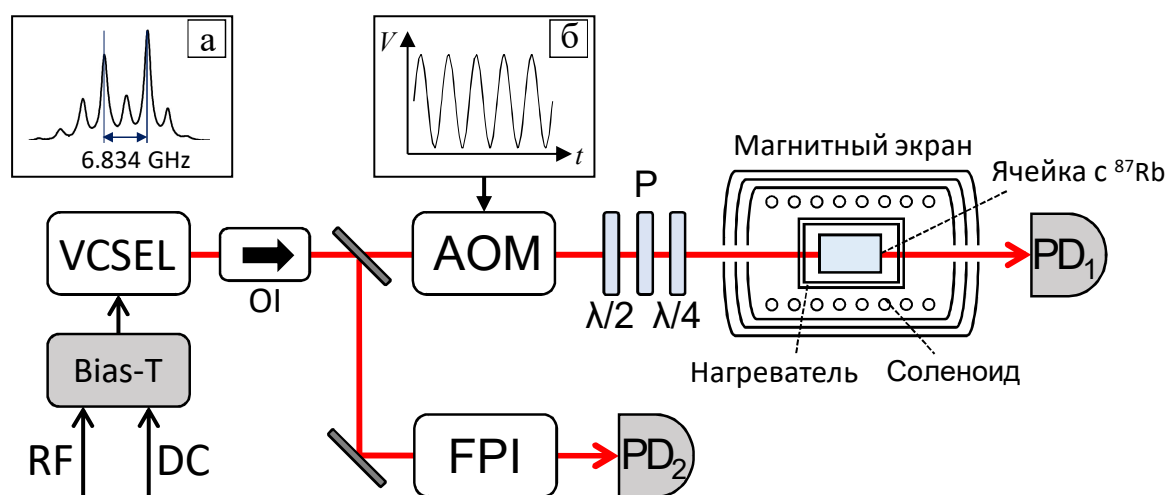


Рис. 1.6. Схема оптической части экспериментальной установки. VCSEL – лазер, Bias-T – смеситель для постоянного тока накачки (DC) и СВЧ-сигнала (RF), OI – оптический изолятор, АОМ – акусто-оптический модулятор (используется только для части задач),  $\lambda/2$  – полуволновая пластинка, P – поляризатор,  $\lambda/4$  – четвертьволновая пластинка, FPI – интерферометр Фабри-Перо, PD – фотоприемники. Вставка (а) – типичный вид спектра лазера, полученный в результате модуляции его тока накачки. Вставка (б) – управляющее напряжение, регулирующее мощность излучения, проходящего через АОМ.

Схема оптической части экспериментальной установки представлена на рис. 1.6. В работе используется лазер VCSEL, излучающий в окрестности длины волны  $\lambda = 795$  нм. Для контроля температуры диода, лазер установлен на двух элементах Пельтье («большой» – для грубой настройки температуры,

«малый» – для точной подстройки температуры под частоту генерации, соответствующую линии поглощения Rb). Для формирования требуемого спектра лазерного излучения ток СВЧ-модуляции (RF) смешивается с постоянным током накачки (DC) в развязке-смесителе (bias-T). Развязка используется для предотвращения нежелательного воздействия источника постоянного тока и СВЧ-генераторов друг на друга. Оптический изолятор на основе эффекта Фарадея предотвращает паразитную обратную оптическую связь. Линейно поляризованное излучение лазера с полихроматическим спектром (рис. 1.6, а) коллимируется в параллельный пучок линзой ( $F = 30$  мм, не показана на рисунке) и, проходя через четвертьволновую пластинку, приобретает циркулярную поляризацию. Полуволновая пластинка в сочетании с поляризатором позволяет регулировать мощность излучения. Прошедшее через ячейку излучение регистрируется фотоприемником PD<sub>1</sub>, сигнал с которого поступает на другие приборы экспериментальной установки (см. ниже рис. 1.7).

В непосредственной близости от ячейки расположен нагреватель, с помощью которого поддерживается её оптимальная температура. Ячейка вместе с нагревателем помещены внутрь соленоида, создающего однородное магнитное поле заданной величины, направление которого совпадает с направлением распространения излучения. Соленоид помещен в трехслойный магнитный экран для подавления влияния внешних магнитных полей.

АОМ используется для модуляции мощности излучения, проходящего через атомную ячейку. Это необходимо при исследовании световых сдвигов (см. главу 2). Используется нулевой порядок дифракции, таким образом, увеличение переменного управляющего напряжения (рабочая частота около 80 МГц) приводит к уменьшению мощности излучения, падающего на ячейку. Максимальная глубина амплитудной модуляции, реализуемая в такой конфигурации, составляет около 50%.

После прохождения оптического изолятора часть излучения отделяется с помощью полупрозрачного зеркала и направляется на плоскопараллельный интерферометр Фабри-Перо (ИФП) с областью свободной дисперсии 25-30 ГГц. Одно из зеркал ИФП установлено на пьезокерамику. Изменение подаваемого на нее напряжения позволяет сканировать длину базы интерферометра и, тем самым, прописывать спектры исследуемых лазеров. Обычно модуляционные спектры прописываются при фиксированном значении тока накачки, но в неко-



торых частях работы спектры прописывались при фиксированной базе ИФП, но при сканировании тока накачки (см. раздел 3.3).

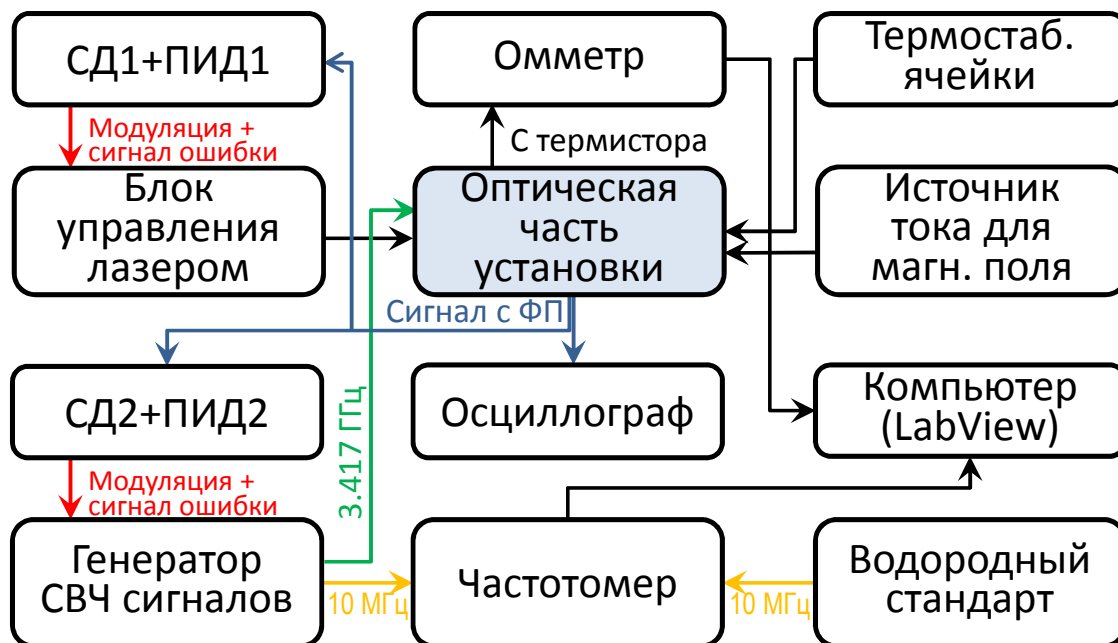


Рис. 1.7. Схема приборной части экспериментальной установки. Для удобства управления параметрами обратных связей сигналы с ПИД1, ПИД2 поступают на цифровой осциллограф. Приборы: СД1, СД2 – SR 830 Stanford Research Systems; частотомер – Agilent 53230A; цифровой осциллограф – Tektronix TDS2024C; СВЧ-генератор – Agilent 8257C; водородный стандарт – Vremya-Ch Ч1-1007; Омметр – Keithley 2000; блок управления лазером, источник тока для создания магнитного поля и блок термостабилизации ячейки – произведены в Лаборатории стандартов частоты ФИАН (В.В. Васильев, С.А. Зибров).

Схема приборной части экспериментальной установки представлена на рис. 1.7. Блок управления лазером регулирует ток накачки и температуру лазера. Ток «большого элемента» Пельтье управляется термостабилизацией с мостовой схемой: сигнал обратной связи определяется разницей между заданным сопротивлением и сопротивлением терморезистора, установленного на элементе.

Для модуляции тока накачки лазера используется генератор СВЧ-сигналов. В устройстве присутствует термостатированный кварцевый генератор, управляемый напряжением, с собственной частотой, близкой к 10 МГц. Выходной сигнал СВЧ-генератора (3.417 ГГц) получается путём умножения собственной частоты кварцевого генератора на значение, задаваемое на панели

прибора. Генератор СВЧ-сигналов имеет возможность частотной и амплитудной модуляции выходного сигнала, а также подстройки частоты кварцевого генератора (вход «EFC» – Electronic Frequency Control). Предусмотрена возможность регистрировать частоту кварцевого генератора (выход «10 MHz out»).

Сигналы, регистрируемые обоими фотоприемниками поступают на осциллограф. По сигналам, наблюдаемым на осциллографе, производится настройка частоты лазера на частоту линии поглощения и частоты СВЧ-поля на частоту КПН-резонанса. Также, с помощью осциллографа регистрируются модуляционные спектры излучения и контролируются другие управляющие сигналы, о которых будет сказано далее.

Для регистрации частоты КПН-резонанса в экспериментальной установке предусмотрены две цепи обратной связи: по частоте лазера и по частоте СВЧ-поля. Заметим, что первая цепь управляет положением всего оптического спектра на шкале частот, а вторая – интервалом между его компонентами. Реализуются они следующим образом: синхронный детектор (СД1) генерирует сигнал модуляции тока лазера с частотой около 10 кГц. Этот сигнал подается на блок управления лазером, в канал тока накачки. Таким образом, ток, поступающий в лазер, промодулирован двумя сигналами: СВЧ-сигналом для формирования полихроматического спектра излучения и сигналом с частотой порядка 10 кГц для последующего формирования сигнала ошибки стабилизации частоты излучения. Сигнал с фотоприемника  $PD_1$  поступает на вход СД1. Выходной сигнал СД1 поступает на вход пропорционально-интегро-дифференцирующего регулятора (ПИД1). Сформированный в ПИД1 сигнал управления поступает в блок управления лазером в канал управления током «малого» элемента Пельтье. Таким образом, для стабилизации частоты лазера на линии поглощения атомов  $^{87}\text{Rb}$  модулируется ток накачки, а управление происходит температурой лазера. Такая схема обратной связи выбрана во избежание возможных дополнительных флуктуаций интенсивности излучения, которые могли бы возникнуть при отработке температурных флуктуаций током накачки. Флуктуации мощности излучения крайне нежелательны из-за световых сдвигов (см. главу 2).

Для стабилизации частоты СВЧ-сигнала модулируется частота СВЧ-сигнала. Для этого синусоидальный сигнал, генерируемый синхронным детектором (СД2), подается на вход внешней модуляции СВЧ-генератора. Частота и девиация модуляции выбираются исходя из ширины резонанса. Значение частоты

ты модуляции обычно лежит в диапазоне 300-800 Гц, а девиации – в диапазоне 100-400 Гц (при ширине резонанса 500-1000 Гц). Затем, аналогично предыдущему случаю, сигнал с фотодетектора поступает на СД2, сигнал ошибки с выхода СД2 подается на ПИД2. Полученный с его выхода сигнал управления подается на вход «EFC» СВЧ-генератора. Эта обратная связь позволяет стабилизировать частоту СВЧ-модуляции тока накачки лазера и связанную с ней частоту кварцевого генератора по вершине КПН-резонанса. Стабилизированная частота кварцевого генератора ( $\sim 10$  МГц) с выхода «10 MHz out» регистрируется с помощью частотомера, использующего в качестве частотной опоры сигнал водородного стандарта частоты.

С помощью источника тока на соленоид подается постоянный ток в диапазоне 5-10 мА, создающий магнитное поле 0.08-0.16 Гс. Магнитное поле такой величины надежно разделяет три КПН-резонанса, устраняя возможное влияние магнитоинвариантных резонансов на метрологический. Нагреватель ячейки представляет собой цилиндр из дюраля, на боковую поверхность которого намотан бифиляр, образованный скручиванием двух медных проводов диаметром 0.07 мм. В центр (по длине) цилиндра вклеены два термистора: один – для работы термостабилизации, второй – для регистрации сопротивления омметром, что обеспечивает дополнительный контроль температуры атомной ячейки. Нагреватель и один из термисторов подключены к блоку термостабилизации, принцип работы которой так же, как и для случая «большого» лазерного элемента Пельтье, основан на сравнении задающего и термисторного сопротивления. Блок термостабилизации имеет вход управления задающего сопротивления, используемый обычно для медленного последовательного изменения температуры ячейки. В качестве управляющего сигнала в этом случае используется линейный/пилообразный сигнал с дополнительного генератора сигналов (Rigol DG1022Z, не приведен на схеме).

Одной из задач в работе была регистрация температурной зависимости частоты КПН-резонанса, и для получения более качественных и полных экспериментальных данных она была автоматизирована. Для этого к компьютеру подключены частотомер Agilent 53230A и мультиметр Keithley 2000 в режиме измерения сопротивления (протоколы USB и GPIB соответственно), а передаваемые приборами данные обрабатываются в созданной в среде LabView программе (рис. 1.8). В программе приборы проходят изначальную инициализацию.

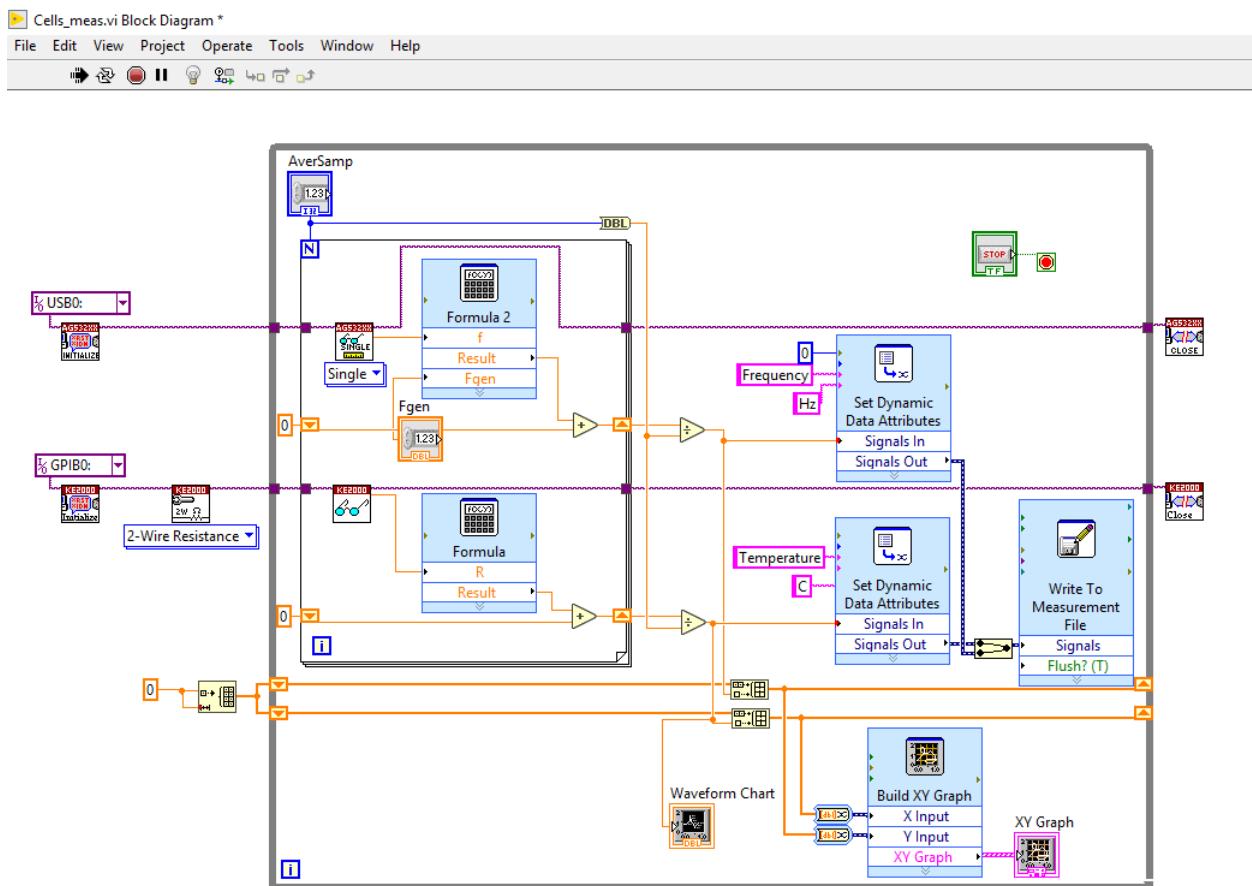


Рис. 1.8. Код программы для регистрации зависимости частоты КПН-резонанса от температуры ячейки в среде LabView.

зацию, а затем в цикле типа WHILE передают измеряемые данные (сопротивление терморезистора ячейки и частота генератора, стабилизированного по вершине КПН-резонанса) на компьютер. Индикатором выхода из цикла WHILE, то есть окончанием программы, является нажатие пользователем кнопки «Stop». Внутри цикла данные, полученные прибором от компьютера, усредняются заданное количество  $N$  раз (в эксперименте  $N=20-50$ ), после чего частота генератора умножается на коэффициент, равный частоте СВЧ-поля, деленной на 10 МГц (около 341.7), после чего она соответствует частоте КПН-резонанса. Сопротивление терморезистора пересчитывается через известные градуировочные коэффициенты в температуру ячейки. Затем пересчитанные данные поступают на инструмент «Plot», где есть возможность наблюдать за построением в реальном времени графика «Частота КПН-резонанса от температуры ячейки». Полученные данные записываются в Excel-файл.

Для измерения нестабильности частоты использовался фазовый компаратор-анализатор Время-Ч VCH-323 (не показан на рис. 1.7). В

качестве измеряемого сигнала, как было отмечено выше, служит стабилизированная частота кварцевого генератора (выход «10 MHz out» генератора СВЧ-сигналов), в качестве опорного – сигнал 10 МГц водородного стандарта. Прибор регистрирует разность фаз двух сигналов, на основе чего рассчитывается СКДО. Нестабильность частоты, вносимая прибором при полосе пропускания 1 Гц (времена измерения от 1 с более) составляет не более  $1 \cdot 10^{-14}$ , что заведомо обеспечивает корректность измерений для используемой лабораторной установки.

В данном разделе приведено наиболее общее описание используемой экспериментальной установки. Для конкретных задач установка претерпевала некоторые изменения, о которых будет сообщено в соответствующих разделах.

#### **1.4. Основные результаты главы**

Проведен литературный обзор по теме разработки КПН-стандарта частоты, перечислены схемы формирования КПН-резонанса, обозначены основные факторы, влияющие на стабильность его частоты.

Создана экспериментальная установка, позволяющая исследовать характеристики используемых лазеров типа VCSEL и атомных ячеек, а также сдвиги частоты КПН-резонанса, в первую очередь – световые.

## Глава 2. Сдвиги частоты КПН-резонанса и методы их подавления

### 2.1. Световые сдвиги под действием полихроматического лазерного излучения

Световыми сдвигами называют сдвиги энергетических уровней при взаимодействии атома с внешним переменным электрическим полем световой волны. Также этот эффект называют переменным эффектом Штарка. Первые детальные экспериментальное и теоретические исследования светового сдвига в атомах щелочных металлов были проведены в 1961 году [46, 47], после чего стало ясно, что данный эффект играет значительную роль в атомных стандартах частоты. Световой сдвиг может быть интерпретирован как следствие виртуальных переходов [48], или как взаимодействие между наведенной атомной поляризацией и электрическим полем света [49]. Оба подхода согласуются с теорией возмущений второго порядка, которая дает линейную зависимость светового сдвига от интенсивности излучения, однако, показано [50], что в некоторых случаях зависимость может иметь нелинейный характер.

Проще всего рассматривать эффект светового сдвига на примере двухуровневой системы, взаимодействующей с одночастотным лазерным полем с частотой Раби  $\Omega$  и отстройкой частоты от резонансной частоты атома  $\Delta \equiv \omega_L - \omega_0$ . В этом случае, световой сдвиг нижнего уровня определяется выражением [15]:

$$\delta E = \frac{\hbar}{4} \frac{|\Omega|^2 \Delta}{\Delta^2 + \gamma^2}, \quad (2.1)$$

где  $\gamma = 1/\tau$  – ширина оптического перехода. При этом верхний уровень смещается таким же образом, но в противоположном направлении. Поскольку далее речь будет идти о световом сдвиге частоты КПН-резонанса, т.е. частотного интервала между подуровнями основного состояния, под световым сдвигом в каждой рассматриваемой двухуровневой системе будет подразумеваться сдвиг именно нижнего уровня. Из (2.1) видно, что световой сдвиг пропорционален интенсивности лазерного излучения ( $\Omega^2 \sim E^2 \sim I$ ), а зависимость его от отстройки лазерной частоты от частоты атомного перехода носит дисперсионный характер. Если частота лазерного поля отстроена в синюю область ( $\Delta > 0$ ),

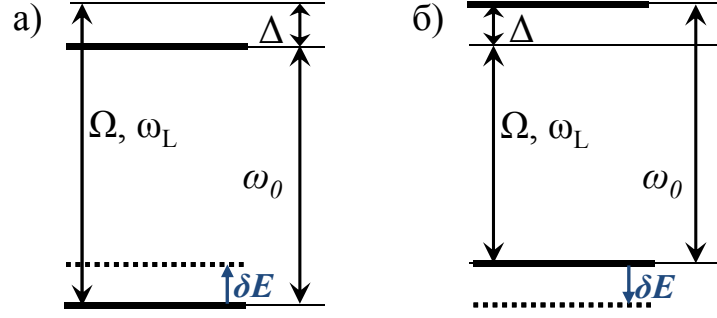


Рис. 2.1. Световые сдвиги (синие стрелки) нижнего уровня в двухуровневой системе: (а) – синяя отстройка оптической частоты,  $\Delta > 0$ ; (б) – красная отстройка оптической частоты,  $\Delta < 0$ .

Рисунок приведен не в масштабе.

нижний энергетический уровень смещается вверх (рис. 2.1, а), то есть его энергия увеличивается. При красной отстройке частоты лазера ( $\Delta < 0$ ) уровень смещается вниз, и его энергия уменьшается (рис. 2.1, б).

Световой сдвиг частоты КПН-резонанса должен быть рассчитан из соображений наличия как минимум двух оптических полей и трех атомных уровней. Это было проделано в работе [16], где рассчитанное по теории возмущений первого порядка выражение для светового сдвига центральной частоты КПН-резонанса имеет вид:

$$\Delta\omega_{CPT} = -\frac{1}{4} \frac{\Delta}{\Delta^2 + (\Gamma/2)^2} [\Omega_1 - \Omega_2], \quad (2.2)$$

где  $\Gamma$  – полная скорость распада возбужденного состояния на оба подуровня основного состояния,  $\Omega_1, \Omega_2$  – оптические частоты Раби. Предполагается, что отстройка  $\Delta$  от резонансных частот одинакова для обоих лазерных полей. Отметим, что сдвиг верхнего уровня в  $\Lambda$ -схеме влияет на частоты оптических переходов, но не влияет на световой сдвиг СВЧ-перехода. Из выражения (2.2) видно, что если частоты Раби оптических полей равны, то световой сдвиг зануляется так же, как и при занулении отстройки. Однако, авторы отмечают, что в проведенном ими экспериментальном исследовании световой сдвиг при соблюдении этих условий не был подавлен полностью, а остался на уровне следующего порядка малости. Это объяснялось тем, что для формирования КПН-резонанса использовался один лазер, ток которого модулировался, из-за чего в спектре излучения присутствовали и боковые компоненты высшего порядка, не учитываемые теорией. Таким образом, выражение (2.2) корректно описывает только

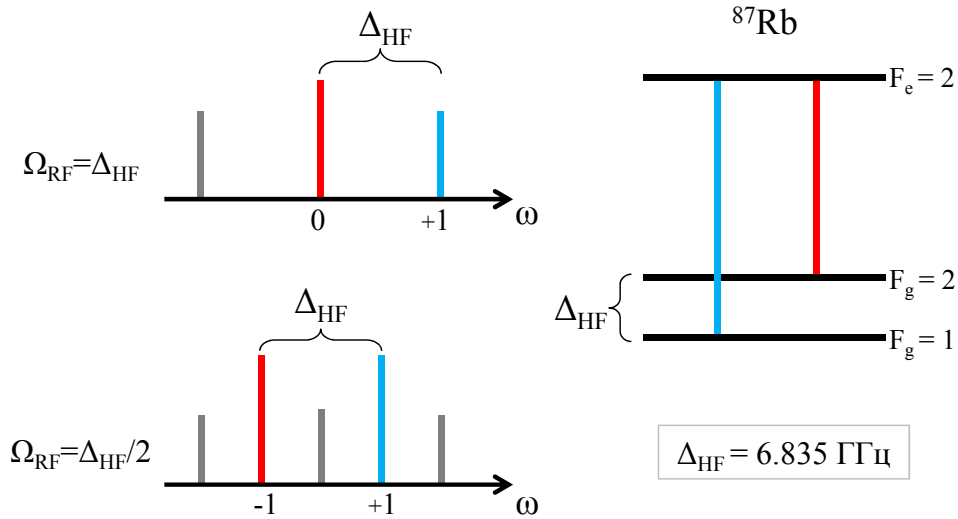


Рис. 2.2. Варианты настройки частот компонент спектра лазера в режиме СВЧ-модуляции на переходы с подуровней основного состояния в возбужденном в атомах  $^{87}\text{Rb}$  для формирования КПН-резонанса: верхний спектр – модуляция на частоте, равной свертонкому расщеплению, в резонанс с переходами попадают несущая и первая высокочастотная компонента; нижний спектр – модуляция на частоте, равной половине свертонкого расщепления, в резонанс попадают первые боковые компоненты.

ту часть экспериментальных результатов, где оптическое поле состоит только из двух компонент, что означает необходимость дальнейшего развития теории КПН-резонансов.

Как было отмечено ранее, для формирования бихроматического поля с помощью модуляции тока накачки диодного лазера обычно используют СВЧ-сигнал с частотой, равной либо расщеплению основного состояния, либо его половине. Изначально одночастотное поле лазера становится многочастотным, состоящим из компонент, равноудаленных друг от друга на частоту модуляции. Таким образом спектр излучения становится похожим на спектр частотно-модулированного (ЧМ) сигнала. В этих случаях КПН-резонанс формируется либо парой компонент несущая-первая боковая, либо обеими первыми боковыми частотными компонентами излучения лазера (рис. 2.2). Далее более детально будет рассматриваться второй случай.

Рассмотреть взаимодействие такого многочастотного поля с трехуровневой системой можно, представив три уровня как совокупность двух независимых двухуровневых систем, соответствующих переходам:  $F_g = 1 \rightarrow F_e$  и  $F_g = 2 \rightarrow F_e$ . Верхним уровнем может служить любой из сверхтонких подуровней возбужденного состояния  $F_e = 1, 2$ , однако, в силу того, что КПН-



резонанс при возбуждении его через  $F_e = 2$  имеет большую амплитуду, чаще всего используется именно этот подуровень. В обеих двухуровневых системах нижний уровень взаимодействует с каждой компонентой многочастотного лазерного излучения и сдвигается согласно выражению (2.1). Результирующий световой сдвиг каждого из подуровней основного состояния соответствует сумме световых сдвигов от каждой из спектральных компонент излучения.

Важной особенностью описываемого взаимодействия является значительное подавление вклада в световой сдвиг частоты КПН-резонанса от резонансных компонент излучения (влияния компонент на свой собственный переход) [15], что связано с малостью остротки  $\Delta$ .

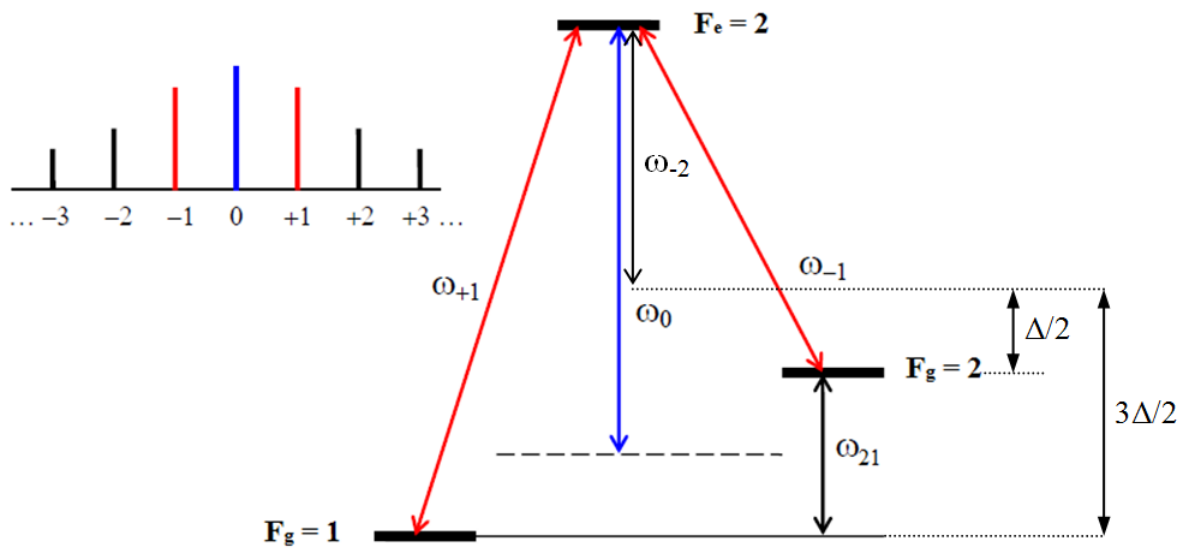


Рис. 2.3. Трёхуровневая система, спектр частотно-модулированного лазерного излучения и настройка боковых полос на резонансные переходы.

Обратимся теперь к воздействию нерезонансных компонент спектра. Несущая  $\omega_0$  (рис. 2.3) является высокочастотной компонентой по отношению к переходу  $F_g = 2 \rightarrow F_e$  и низкочастотной по отношению к переходу  $F_g = 1 \rightarrow F_e$ . Под её воздействием уровень  $F_g = 2$  сдвигается вверх, а уровень  $F_g = 1$  – вниз, и интервал между подуровнями основного состояния  $\omega_{21}$  растёт. Компонента  $\omega_{-1}$  является низкочастотной по отношению к переходу  $F_g = 1 \rightarrow F_e$  и уровень  $F_g = 1$  вновь сдвигается вниз; из аналогичного рассмотрения следует, что компонента  $\omega_{+1}$  смещает уровень  $F_g = 2$  вверх:  $\omega_{21}$  возрастает. Однако уже вторые боковые компоненты спектра смещают оба подуровня в одну сторону: компонента  $\omega_{-2}$  – вниз, поскольку является низкочастотной для обоих переходов, компонента  $\omega_{+2}$  – вверх, поскольку является для обоих переходов высокочастотной. Из-за различия в отстройках от резонанса для разных переходов подуровни ос-

нового состояния сдвигаются на разное расстояние (в знаменателе выражения (2.2) присутствует квадрат отстройки). Например, компонента  $\omega_{-2}$  отстроена от перехода  $F_g = 2 \rightarrow F_e$  на интервал, равный половине сверхтонкого расщепления основного состояния ( $\Delta/2$ ), а от перехода  $F_g = 1 \rightarrow F_e$  на интервал втрое больший. Из этого следует, что под действием компоненты  $\omega_{-2}$  уровень  $F_g = 2$  смещается вниз сильнее, чем уровень  $F_g = 1$ , и, следовательно, интервал  $\omega_{21}$  между ними сокращается. Аналогичным образом на расстояние между подуровнями основного состояния действуют и остальные (старшие) компоненты спектра. При этом из-за роста отстройки их вклад в суммарный световой сдвиг  $\omega_{21}$  уменьшается.

Исходя из приведенных качественных рассуждений, мы приходим к выводу, что несущая  $\omega_0$  и первые боковые компоненты  $\omega_{\pm 1}$  увеличивают частоту КПН-резонанса  $\omega_{21}$ , а старшие компоненты спектра  $\omega_{\pm n}$  ( $n \geq 2$ ) сокращают ее, и, следовательно, сдвиг от первых трех компонент спектра может быть скомпенсирован сдвигом от остальных компонент, что было показано теоретически и экспериментально в ряде работ [15, 51]. В точке с индексом модуляции около 2.4 (в предположении, что спектр излучения соответствует идеальной ЧМ) происходит компенсация светового сдвига и частота КПН-резонанса оказывается нечувствительной к флуктуациям интенсивности оптического поля. Тем не менее, данный метод эффективен и для реальных лазерных спектров, отличных от идеального случая. Подавление светового сдвига таким методом было продемонстрировано для D1 и D2 линий цезия и рубидия, как с помощью модулированного лазера с внешним резонатором [52], так и с помощью лазеров с вертикальным резонатором, излучающих с поверхности (см. главу 3) [53–56]. В настоящее время этот метод подавления светового сдвига в малогабаритных КПН-часах является наиболее часто используемым, несмотря на то, что степень подавления может уступать методу импульсного возбуждения (схема Рамси) [57, 58], который обычно используется в случае чисто бихроматического поля в сочетании с дополнительными схемами повышения контраста КПН-резонанса [40–44].

### *2.1.1. Параметры реальной системы стандарта частоты, влияющие на подавление световых сдвигов*

Приведенное выше рассмотрение взаимодействия многочастотного излучения с атомной средой при формировании КПН-резонанса достаточно для качественного описания механизма как возникновения, так и подавления светового сдвига, но для количественного – лишь отчасти. В реальной системе существует еще довольно большое количество факторов, как физических, так и технических, которые усложняют использование даже такого простого метода подавления светового сдвига, как подбор корректного индекса СВЧ-модуляции тока накачки диодного лазера. Обсудим основные из них.

Наиболее очевидным отличием теоретических предсказаний от реальных экспериментальных работ является тот факт, что спектр диодного лазера в режиме модуляции нередко отличается (и иногда очень существенно) от спектра ЧМ-сигнала, на основе которого делались расчеты требуемого для подавления сдвига индекса модуляции. Для реального лазера (здесь и далее под лазером будет подразумеваться лазер типа VCSEL, если не указано иное) вообще невозможно достоверно определить величину индекса модуляции по виду спектра, можно лишь примерно оценивать его в сравнении со спектром ЧМ-сигнала. Для точного определения индекса модуляции требуются дополнительные измерения, например, амплитуды модуляции тока лазера, но в литературе упоминания о такого рода экспериментах встречаются крайне редко. Подробнее об отличиях реального лазерного спектра от спектра ЧМ-сигнала будет сказано в главе 3, а здесь отметим, что не каждый лазер в режиме модуляции может обеспечить такой спектр, при котором световой сдвиг будет нулевым.

Следующая сложность на пути к надежному подавлению светового сдвига – зависимость спектра лазера в режиме модуляции от ряда рабочих параметров: тока накачки и мощности модулирующего СВЧ-сигнала (прямо определяют вид спектра), температуры лазера (косвенное влияние). Температура лазера влияет на вид спектра через изменение модуляционных характеристик лазера [59] и радиочастотного импеданса [60], изменение которого приводит к изменению эффективности ввода СВЧ-сигнала в лазерный диод. Кроме того, температура ячейки определяет уровень поглощения резонансных компонент и, соответственно, их вклад в световой сдвиг. Каждый из этих параметров ста-

билизируется с помощью независимых обратных связей. В работах [51, 53] отмечалось влияние указанных параметров на световой сдвиг, что означает, что флуктуации любого из них приведет к флуктуации величины светового сдвига. Из этого следует, что для долговременного поддержания светового сдвига на нулевом уровне требуется дополнительная обратная связь, которая контролировала бы заданный вид спектра. Проблема реализации такой петли обратной связи, удовлетворяющей, в том числе, и требованиям малогабаритности готового устройства, до сих пор остается актуальной.

Кроме упомянутой зависимости светового сдвига от интенсивностей и отстроек отдельных компонент лазерного излучения, его величина также имеет пространственную зависимость, обусловленную двумя факторами. Первый фактор – поперечная неоднородность лазерного пучка, второй – поглощение резонансных компонент излучения в атомной ячейке, приводящее к продольной неоднородности. Наличие пространственной неоднородности светового сдвига приводит, в общем случае, к асимметрии контура КПН-резонанса, что приводит к дополнительному смещению его центральной частоты.

Наконец, в большинстве теоретических работ, направленных на определение светового сдвига частоты КПН-резонанса, в модели используется трехуровневая система, в то время как реальная структура  $^{87}\text{Rb}$  включает в себя два подуровня в возбужденном состоянии,  $F_e = 1$  и  $F_e = 2$ , что усложняет структуру реального светового сдвига и, соответственно, накладывает дополнительные требования к условиям его подавления.

Вопрос учета этих факторов и возможности подавления их негативного влияния на частоту КПН-резонанса далее будут обсуждаться подробнее.

### ***2.1.2. Методы реализации петли обратной связи для контроля подавления светового сдвига***

Как следует из определения светового сдвига, изменение полной интенсивности излучения приведет к смещению энергетических подуровней основного состояния и, если эти смещения различны, – к изменению частоты КПН-резонанса. На этом основан один из наиболее популярных и надежных вариантов реализации петли обратной связи для контроля подавления светового сдви-

га. Технически такая обратная связь обычно реализована следующим образом. Интенсивность лазерного излучения модулируется с некоторой частотой, что приводит к модуляции частоты КПН-резонанса. Это, в свою очередь, приводит к появлению осциллирующей на этой же частоте составляющей в сигнале ошибки, с помощью которого частота кварцевого генератора стабилизируется по частоте КПН-резонанса. Сигнал ошибки демодулируется с помощью синхронного детектора, и формируемый сигнал обратной связи регулирует мощность СВЧ-сигнала, корректируя тем самым вид спектра лазера. В работе [61] было экспериментально продемонстрировано, что такая обратная связь существенно подавляет влияние флуктуаций и дрейфов как мощности СВЧ-сигнала, так и тока накачки лазера. Недостатком этого метода считается необходимость использования в конструкции стандартов таких элементов, как ЭОМ или жидкокристаллический модулятор, что неизбежно приводит к увеличению габаритных размеров стандарта частоты. Увеличение габаритов устройства противоречит главному преимуществу КПН-стандартов, поэтому данный метод не нашел применения в их серийном производстве.

В работе [62] был предложен метод подавления светового сдвига, основанный на использовании разностей синфазного и квадратурного сигналов, возникающих как отклик на модуляции частоты СВЧ-сигнала (см. определение ниже). Отклик на эту модуляцию (обычно – смесь синфазного и квадратурного сигналов) используется в качестве сигнала ошибки для стабилизации частоты стандарта. Данный метод был применен для случая двойного радиооптического резонанса (ДРОР) [13], однако в заключении было высказано предположение о его применимости в любых системах с оптической накачкой, в том числе и для КПН.

Для проверки применимости этого метода для подавления и контроля светового сдвига в стандартах на основе КПН была проведена работа [19]. В ней была разработана теория (Е.А. Цыганков, С.В. Петропавловский, В.П. Яковлев), описывающая динамический отклик атомной системы и КПН-резонанса на модуляцию СВЧ-сигнала для случаев тонкого и толстого оптических слоев, а также полихроматического лазерного излучения. Теоретические расчеты были сравнены с результатами эксперимента.

Рассматривалась следующая модель. Атом  $^{87}\text{Rb}$  представлен трехуровневой системой, взаимодействующей с циркулярно-поляризованным ( $\sigma+$ ) мно-

гочастотным оптическим полем (рис. 2.4), полученным в результате СВЧ-модуляции тока накачки диодного лазера:

$$E = E_0 \cos(\omega_0 t + a \sin[(\Omega + b \sin \omega_m t)]), \quad (2.3)$$

где  $E_0$  – амплитуда поля,  $\omega_0$  – несущая частота,  $a$  – индекс СВЧ-модуляции,  $\Omega$  – частота СВЧ-модуляции,  $b$  – индекс модуляции частоты СВЧ-сигнала,  $\omega_m$  – частота модуляции частоты СВЧ-сигнала. Модуляция частоты СВЧ-сигнала, выраженная членом  $b \sin \omega_m t$ , используется в реальных экспериментальных установках для создания сигнала стабилизации частоты кварцевого генератора.

Гармоническое возмущение частоты СВЧ-сигнала  $\Omega$  приводит к появлению в проходящем через атомную среду лазерном излучении определенных спектроскопических откликов на частоте  $\omega_m$ . Эти отклики зависят от характеристик атомной среды. Отклик, находящийся в фазе с модулирующим возмущением, называется синфазным, а смещенный по фазе на  $90^\circ$  – квадратурным.

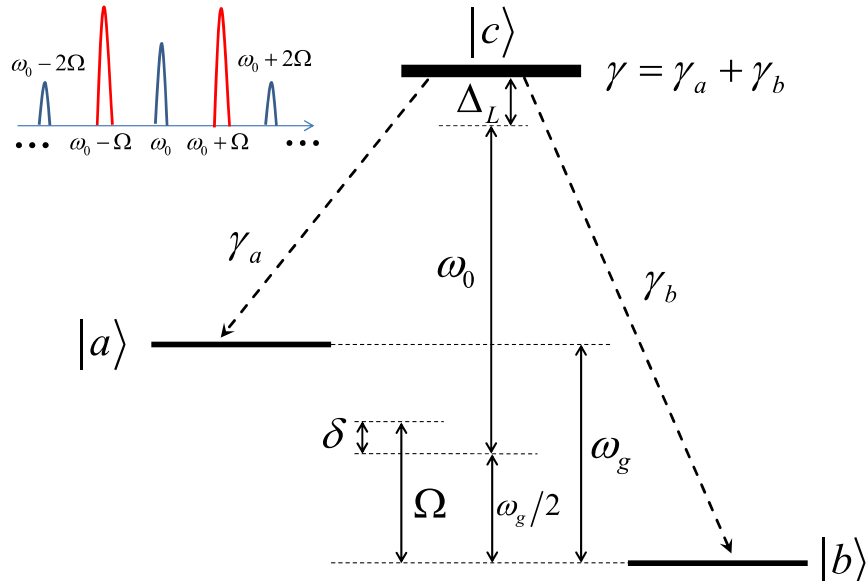


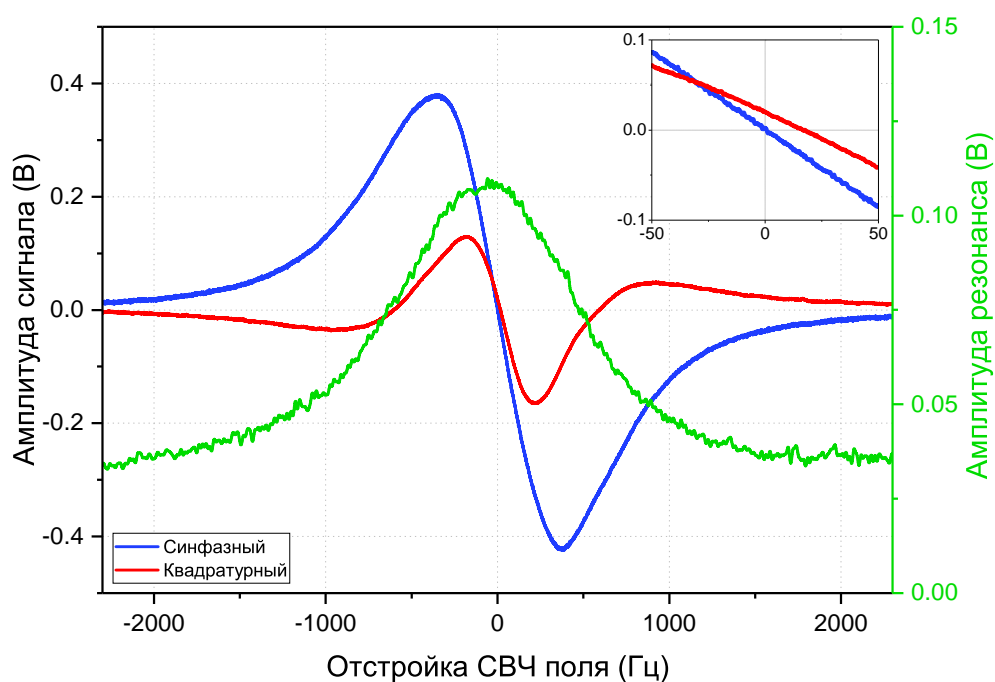
Рис. 2.4. Трехуровневая  $\lambda$ -система, используемая в предложенной теоретической модели.  $|b\rangle$  и  $|a\rangle$  соответствуют подуровням основного состояния  $^{87}\text{Rb}$ :  $5S_{1/2}$ ,  $F = 1, 2$ ;  $m = 0$ , а  $|c\rangle$  – верхнему подуровню возбужденного состояния  $5P_{1/2}$ ,  $F = 2$ ;  $m = +1$ .  $\omega_g$  – частотный интервал расщепления основного состояния, невозмущенный светом,  $\delta$  – отстройка частоты СВЧ-модуляции, изменяя которую можно прописать КРН-резонанс,  $\Delta_L$  – однофотонная отстройка,  $\gamma$  – константа спонтанного распада. Слева схематично обозначен спектр излучения, состоящий из несущей  $\omega_0$  и боковых компонент  $\omega_0 \pm k\Omega$ ,  $k > 0$ .

Экспериментально, данные отклики на модуляцию частоты СВЧ-сигнала регистрируются с помощью синхронного детектора (СД). СД Stanford Research SR830 имеет выход *Sine Out* и два сигнальных выхода *X* и *Y*. С выхода *Sine Out* в генератор СВЧ-сигнала подается модуляционный сигнал, совпадающий с сигналом внутреннего опорного генератора СД. Выход *X* выдает сигнал, полученный в результате умножения входного сигнала на сигнал опорного генератора, а выход *Y* – в результате умножения на сигнал, смещенный по фазе на  $90^\circ$  относительно сигнала опорного генератора. Подобрав фазу сигнала опорного генератора с помощью фазовращателя таким образом, чтобы она совпадала с фазой модуляции во входном сигнале, можно одновременно регистрировать в первом канале синфазный сигнал, а во втором – квадратурный. При этом фаза модулирующего сигнала не меняется.

Когда необходим только сигнал ошибки для стабилизации частоты кварцевого генератора, фаза опорного генератора выбирается таким образом, чтобы сигнал ошибки имел максимальную амплитуду и крутизну. Результирующий сигнал является смесью синфазного и квадратурного сигналов, что видно из сравнения теории и эксперимента. Для наблюдения чистых синфазного и квадратурных откликов, фаза подбирается по следующей разработанной методике. Частота модуляции  $\omega_m$  увеличивается до значений порядка 10 кГц (вместо обычных сотен Гц). При увеличении частоты модуляции амплитуда синфазного отклика падает, и при достаточно высокой частоте (более десяти ширин КПН-резонанса) сохраняется только квадратурный отклик на модуляцию (по аналогии с методом Паунда-Драйвера-Холла [3, 63, 64]), поэтому фаза опорного генератора выбирается таким образом, чтобы выходной сигнал был максимальным. После этого возвращается исходное значение частоты, а полученное значение фазы изменяется на  $90^\circ$ . Тогда, выход *X* будет соответствовать синфазному, а выход *Y* – квадратурному откликам. Основное отличие синфазного и квадратурного сигналов заключается в количестве нулей. Синфазный сигнал имеет один ноль, а квадратурный – три (рис. 2.5).

В случае ДРОР, с помощью синфазного сигнала происходила стабилизация частоты кварцевого генератора, а квадратурный сигнал использовался для стабилизации величины отстройки частоты лазерного излучения, обеспечивающей подавление светового сдвига [62]. Критерием подавления светового сдвига было совпадение нулей синфазного и квадратурного сигналов (т.е. их обраще-

ние в ноль при одной и той же частоте СВЧ-сигнала). В случае эффекта КПН синфазный сигнал может использоваться для стабилизации частоты кварцевого генератора, и предполагалось, что критерием подавления светового сдвига в этом случае также будет совпадение нулей откликов. Поэтому планировалось использование квадратурного сигнала для коррекции спектрального распределения посредством изменения мощности модулирующего СВЧ-сигнала. Возможность такого использования квадратурного сигнала была исследована как теоретически, так и экспериментально. Типичный вид экспериментально регистрируемых синфазного и квадратурного сигналов показан на рис. 2.5. На вставке отчетливо видно расхождение их нулей по частоте СВЧ-сигнала.



*Рис. 2.5. КПН-резонанс (зеленая кривая) и его отклики на модуляцию частоты СВЧ-сигнала: синфазный (синяя кривая) и квадратурный (красная кривая). По горизонтали отложена отстройка частоты СВЧ-сигнала от центральной, равной  $3\ 417\ 338\ 536$  Гц. На вставке подробно показана область нулей откликов.*

Основной задачей было исследование поведения нулей синфазного и квадратурного сигналов, их зависимостей от различных параметров системы и взаимосвязи с точками нулевого светового сдвига.

Одной из основных характеристик среды, определяющих отклики на модуляцию  $\omega_m$ , является толщина оптического слоя, поскольку поглощение резонансных компонент сильно меняет свойства самого КПН-резонанса. Экспериментально и теоретически рассматривались два случая: тонкого (коэффициент



поглощения резонансного излучения на единицу длины  $A < 0.1$ ) и толстого ( $A > 0.5$ ) оптических слоев.

В теории [19] было получено аналитическое выражение для амплитуд синфазного и квадратурного откликов для случая тонкого оптического слоя, для толстого слоя решение было получено численно. В обоих случаях использовалось приближение малого индекса модуляции,  $b \ll 1$ . Расчеты показали, что в тонком слое в случае точного оптического резонанса ( $\Delta_L = 0$ ) нули синфазного и квадратурного сигналов совпадают для любых значений индекса  $a$  (в эксперименте – мощности СВЧ-сигнала), т.е. для любого вида спектра. Однако, при введении отстройки ( $\Delta_L \neq 0$ ), КПН-резонанс становится асимметричным, что вызывает расхождение нулей сигналов. В толстом оптическом слое даже без отстройки нули расходятся для всех значений индекса СВЧ-модуляции  $a$ , кроме  $a = 3.8$ , где для случая спектра частотно-модулированного поля первые боковые компоненты (резонансные компоненты, формирующие КПН-резонанс) зануляются (рис. 2.6), т.е. где эффект КПН не реализуется.

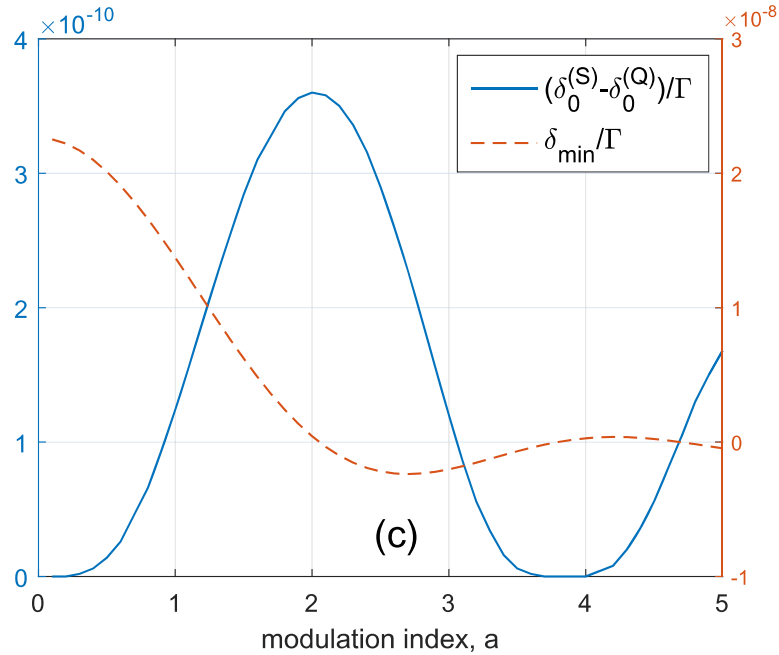


Рис. 2.6. Теоретические зависимости разности частот синфазного и квадратурного сигналов (синяя кривая) и светового сдвига (оранжевая кривая) от индекса СВЧ-модуляции  $a$  для толстого оптического слоя. Величины нормированы на константу релаксации когерентности  $\Gamma$ .

Для проверки адекватности развитой теории, расчеты для кривых КПН-резонансов и сигналов откликов на модуляцию сравнивались с экспериментальными результатами для обеих толщин оптического слоя.

Схема экспериментальной установки аналогична описанной в разделе 1.3. Использовалась цилиндрическая ячейка диаметром 8 мм и длиной 15 мм, наполненная  $^{87}\text{Rb}$  и буферными газами: 29 Торр Ar и 19 Торр  $\text{N}_2$ . Диаметр пучка составлял 2.5 мм, полная мощность на входе в ячейку – 12.5 мкВт. При этом ширина КПН-резонанса составляла  $240 \pm 12$  Гц. Индекс модуляции СВЧ-частоты был выбран  $b = 0.5$ , частота модуляции –  $\omega/2\pi = 90$  Нз. Коэффициенты поглощения составляли  $A = 0.1 \text{ см}^{-1}$  для тонкого слоя и  $A = 0.65 \text{ см}^{-1}$  – для толстого. Температура ячейки для тонкого и толстого оптического слоя поддерживалась на уровне  $48^\circ\text{C}$  и  $65^\circ\text{C}$ , соответственно.

Коэффициент  $A$  выражается как:

$$A = \frac{1}{L_c} \ln \frac{P_{out}}{TP_{in}}, \quad (2.4)$$

где  $L_m$  – длина оптической среды в ячейке,  $P_{out}$  – выходная мощность излучения,  $T$  – коэффициент пропускания ячейки с учетом нерезонансных потерь,  $P_{in}$  – входная мощность излучения. В эксперименте, для оценки  $\alpha$  использовались значения мощностей первых боковых компонент спектра излучения, измеренные до ячейки и после нее с помощью интерферометра. Поскольку спектр излучения был асимметричным,  $\alpha$  вычислялся как среднее двух измерений обеих компонент.

Для наблюдения КПН-резонанса и обоих откликов, частота СВЧ-сигнала медленно (период 30 секунд) сканировалась в диапазоне  $\pm 1$  кГц от центральной частоты, невозмущенной световым сдвигом, которая составляла 3.417 344 409 ГГц. Значение этой частоты определялось посредством экстраполяции зависимости частоты КПН-резонанса от мощности излучения к нулевой мощности.

На рис. 2.7, 2.8 показаны кривые КПН-резонансов, синфазного и квадратурного сигналов, полученные экспериментально и рассчитанные теоретически для тонкого и толстого оптических слоев. Подгоночные параметры в теории были получены в результате аппроксимации экспериментальных данных. Константа релаксации когерентности, связанная со столкновениями с буферным газом, была определена как столкновительное уширение оптического перехода. Амплитуда оптического поля оценивалась из экспериментально полученных значений светового сдвига частоты КПН-резонанса. Примечательно, что

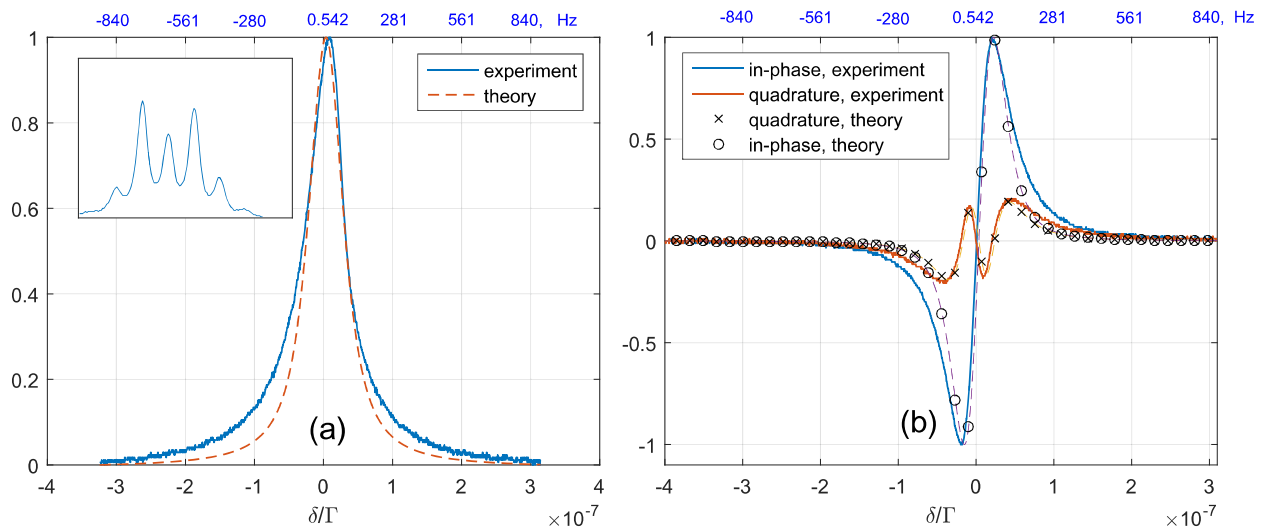


Рис. 2.7. а) Сигнал пропускания ячейки в зависимости от отстройки частоты СВЧ-сигнала – КПН-резонанс в тонком оптическом слое. На вставке показан вид спектра излучения, при котором регистрировались экспериментальные кривые. б) Синфазный и квадратурный сигналы. Сплошные кривые – эксперимент, пунктирные – теория. Частотная шкала дана в нормированных на  $\Gamma$  единицах и в Гц (сверху).

результат такой подгонки оказался близким к значениям, использованным в эксперименте, с точностью до 15%. Таким образом, совпадение теоретических и экспериментальных синфазных и квадратурных сигналов достаточно хорошее как для тонкого, так и для толстого оптических слоев атомной среды. Заметное

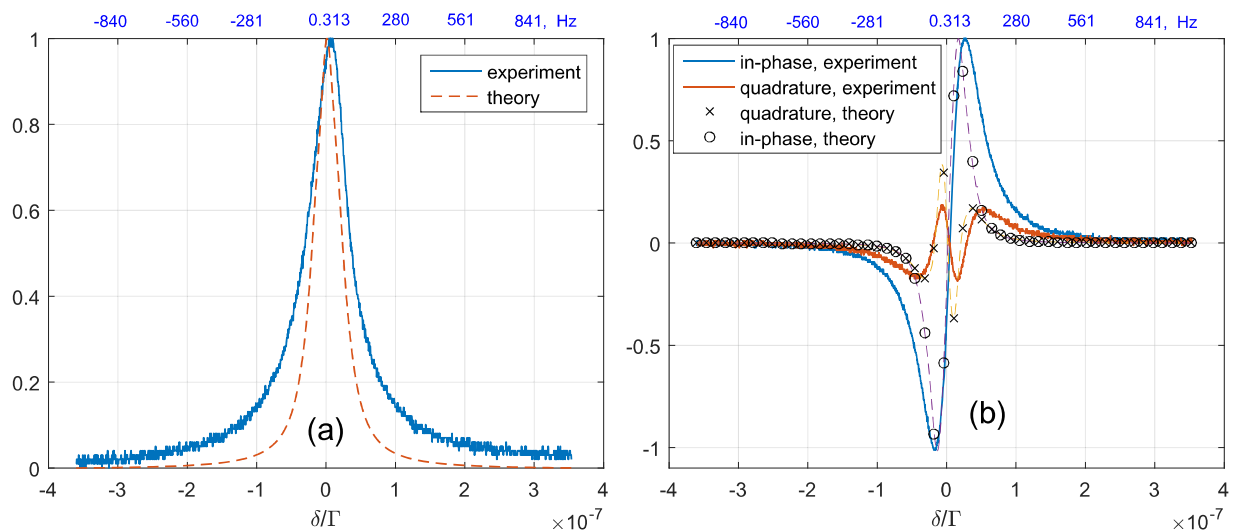
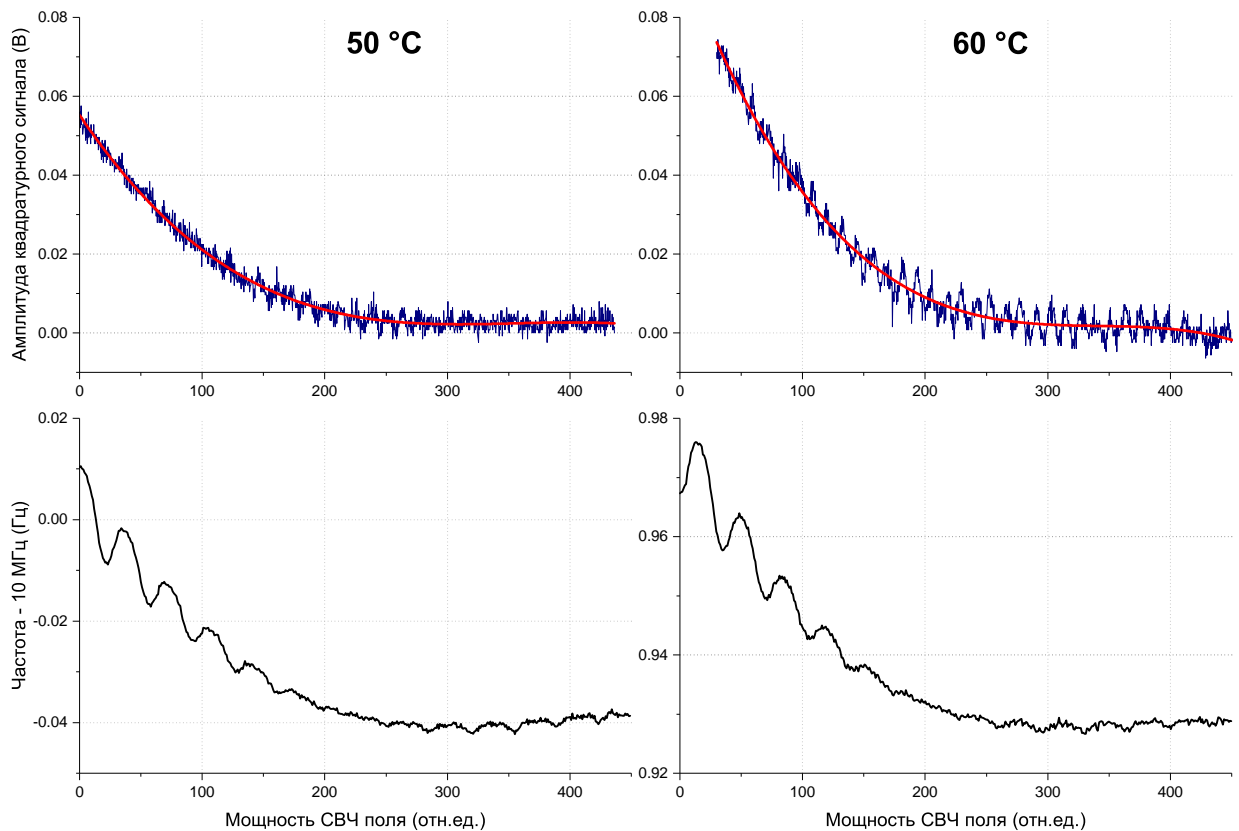


Рис. 2.8. а) Сигнал пропускания ячейки в зависимости от отстройки частоты СВЧ-сигнала – КПН-резонанс в толстом оптическом слое. б) Синфазный и квадратурный сигналы. Сплошные кривые – эксперимент, пунктирные – теория. Частотная шкала дана в нормированных на  $\Gamma$  единицах и в Гц (сверху).

отличие ширин КПН-резонансов связано с тем, что в теории не учитывалась их темновая ширина. Принимая во внимание разницу между спектром ЧМ, используемым в теории, и реальным спектром СВЧ-модулированного лазера, можно сделать вывод, что развитая теория вполне корректна.

Однако, более подробное рассмотрение области пересечения нулей демонстрирует значительное расхождение теории и эксперимента. Как было отмечено выше, в теории, в тонком слое при отсутствии однофотонной отстройки нули синфазного и квадратурного сигналов всегда совпадают, а при наличии отстройки – расходятся, но меньше, чем в толстом слое. В эксперименте расхождение нулей наблюдалось как в тонком, так и в толстом слое. В некоторых случаях, в толстом слое величина расхождения была даже меньше, чем в тонком, что противоречит теории даже в случае наличия однофотонной отстройки. В эксперименте положение нулей синфазного и квадратурного сигналов оказалось очень чувствительным ко множеству рабочих параметров, в первую очередь – к параметрам модуляции частоты СВЧ-сигнала: частоте  $\omega_m$ , индексу модуляции  $b$  и к фазовой задержке  $\alpha$  между измеряемым сигналом и опорным сигналом синхронного детектора. Небольшое изменение параметров  $b$  и  $\alpha$  приводит к радикальному изменению частотной разности между нулями сигналов, смещая по мощности СВЧ-сигнала точку их совпадения на значения порядка нескольких dBm, что сопоставимо с изменением  $a$  на  $\sim 0.5$  (см. рис. 2.6). В таком диапазоне мощностей СВЧ-сигнала спектр излучения претерпевает значительные изменения, поэтому в результате предварительных экспериментов был сделан вывод, что совпадение нулей синфазного и квадратурного сигналов не может служить критерием зануления светового сдвига.

Для подтверждения этого вывода, было проведено сопоставление точки нулевого светового сдвига, определяемой с помощью модуляции интенсивности излучения (подробнее см. след. раздел), с точкой совпадения нулей синфазного и квадратурного сигналов. Оказалось, что мощности СВЧ-сигнала, соответствующие этим точкам, в общем случае не совпадают. Однако, при варьировании параметров модуляции и давления буферных газов можно добиться значительного сближения этих точек. Поскольку в режиме частотной стабилизации амплитуда синфазного сигнала всегда близка к нулю, о совпадении нулей синфазного и квадратурного сигналов можно судить по амплитуде квадратурного сигнала. Нули обоих сигналов в режиме стабилизации совпадают, когда ампли-



*Рис. 2.9. Верхний ряд: зависимости амплитуды квадратурного сигнала от мощности СВЧ-сигнала. Нижний ряд: Зависимости частоты кварцевого генератора, стабилизированного по частоте КПН-резонанса, от мощности СВЧ-сигнала при одновременной модуляции интенсивности лазерного излучения. Две температуры атомной ячейки (50 °С и 60 °С), соответствуют тонкому и толстому оптическому слою. Ячейка содержит 26 Торр смеси аргона и азота.*

туда квадратурного сигнала равна нулю. Из полученных зависимостей (рис. 2.9) видно, что квадратурный сигнал почти зануляется вблизи области, где световой сдвиг сильно подавлен (около 200 отн.ед. по горизонтальной оси). При этом, сама зависимость квадратурного сигнала такова, что значимое пересечение нулевого уровня не происходит как для тонкого, так и для толстого оптических слоев. Из-за этого, даже если вычесть из квадратурного сигнала постоянное смещение, чтобы он пересекал ноль в требуемом месте, его использование в качестве сигнала ошибки все равно остается невозможным. Эксперимент чаще всего демонстрировал, что вид зависимости амплитуды квадратурного сигнала от мощности СВЧ-сигнала в значительной степени похож на вид зависимости частоты КПН-резонанса от мощности СВЧ-сигнала, что качественно сходится с теоретическими расчетами.

Таким образом, метод, аналогичный описанному в работе [62], не может быть применен для подавления светового сдвига КПН-резонанса поскольку как в теории, так и в эксперименте при занулении светового сдвига нули синфазного и квадратурного сигналов не совпадают. Возможно, некоторые модификации этого метода могли бы позволить применять его для контроля подавления сдвига, но данное предположение необходимо исследовать дополнительно.

### *2.1.3. Влияние суммарного давления буферных газов на величину светового сдвига*

Как было сказано ранее, световой сдвиг частоты КПН-резонанса, возникающий под действием многочастотного оптического поля, может быть сведен к нулю посредством подбора мощности модулирующего ток накачки диодного лазера СВЧ-сигнала. В ходе работы была предложена методика экспериментального поиска значения мощности СВЧ-сигнала, соответствующей нулевому световому сдвигу, с использованием модуляции интенсивности лазерного излучения.

При изменении мощности СВЧ-сигнала, частота КПН-резонанса изменяется вследствие изменения величины светового сдвига. Изначально, частота КПН-резонанса сильно смещена в синюю область за счет действия несущей. По мере увеличения мощности СВЧ-сигнала, мощность несущей падает, поскольку оптическая мощность переходит в первые и старшие компоненты спектра – в зависимости частоты КПН-резонанса от мощности СВЧ-сигнала наблюдается резкий спад. После того, как несущая достигает минимума, частота КПН-резонанса продолжает несколько уменьшаться из-за уменьшения мощности первых боковых компонент, рис. 2.10. Зависимость достигает минимума в области, где первые боковые компоненты спектра сравнимы по мощности со вторыми боковыми компонентами, и далее, частота снова растет из-за увеличения светового сдвига, возникающего от действия старших компонент спектра. Регистрируя такую зависимость, нет возможности получить информацию о величине светового сдвига, можно только качественно оценить его изменения. Для получения информации о величине сдвига, было предложено использовать одновременно со сканированием мощности СВЧ-сигнала модуляцию интенсивности излуче-

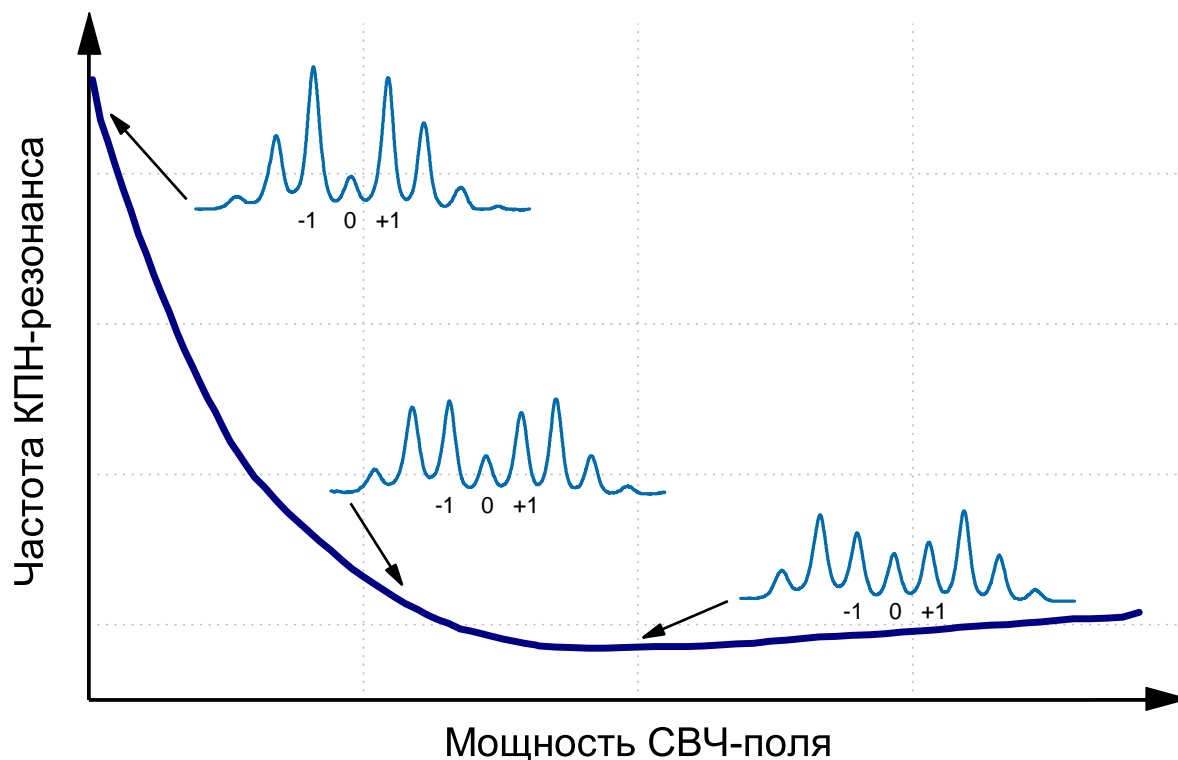
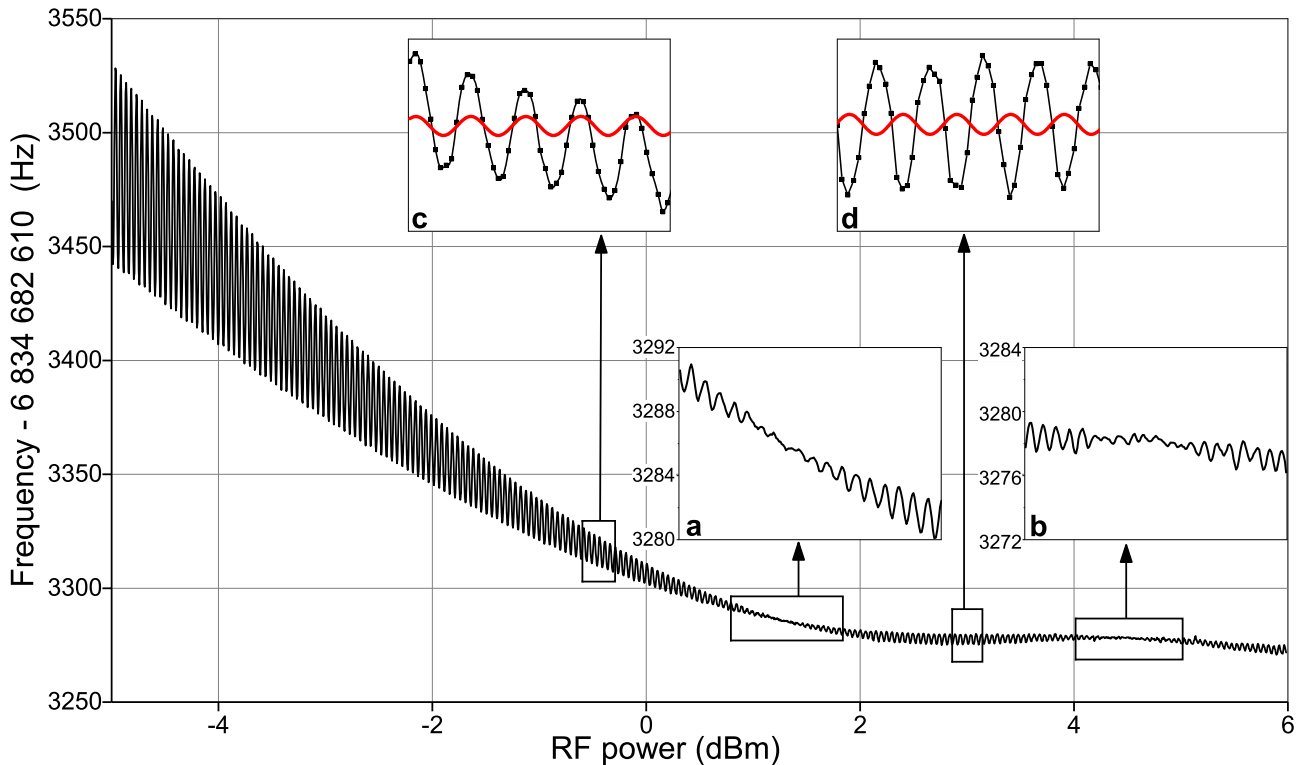


Рис. 2.10. Типичная зависимость частоты КПН-резонанса от мощности СВЧ-сигнала. На вставках показаны спектры излучения, соответствующие указанным стрелками участкам кривой. Номерами отмечены несущая (0) и первые боковые компоненты ( $\pm 1$ ) спектров.

ния с глубиной 15-30%. При наличии светового сдвига, частота КПН-резонанса должна откликаться на такую модуляцию, в то время как изменение интенсивности при нулевом световом сдвиге не должно оказывать влияние на частоту. Амплитуда отклика частоты резонанса на модуляцию интенсивности прямо пропорциональна величине светового сдвига. Таким образом, регистрируя частоту КПН-резонанса при медленном сканировании мощности СВЧ-сигнала и одновременной модуляции интенсивности излучения, можно отследить изменение величины светового сдвига и точно определить значение мощности модуляции, необходимой для подавления светового сдвига.

На рис. 2.11 приведена зависимость, полученная описанным методом для ячейки с давлением буферных газов 19 Торр. Мощность СВЧ-сигнала сканировалась от -5 до +6 дБм в течение 2860 секунд, период модуляции интенсивности был 25 секунд (глубина модуляции составляла около 30%). Такие большие времена изменения обоих параметров были выбраны для того, чтобы обе системы обратной связи (стабилизация частоты лазерного излучения и кварцевого генератора) успевали обрабатывать происходящие возмущения и частота ста-

билизируемого кварцевого генератора следовала за изменением частоты КПН-резонанса.



*Рис. 2.11. Зависимость частоты КПН-резонанса от мощности СВЧ-сигнала при одновременной модуляции интенсивности излучения. Вертикальная ось смещена на величину, соответствующую интервалу сверхтонкого расщепления основного состояния  $^{87}\text{Rb}$ . На вставках *c* и *d* красной синусоидой отмечено изменение интенсивности излучения.*

На вставках **a** и **b** рис. 2.11 увеличены области зависимости, в которых наблюдается исчезновение частотного отклика на модуляцию (остаточные частотные флуктуации уже не связаны с модуляцией света, что подтверждается, в первую очередь, изменением их периода). Опираясь на вышеизложенные рассуждения, можно сделать вывод, что в этих областях световой сдвиг подавлен. Дополнительным подтверждением этого является смена фазы частотного отклика на  $\pi$  при переходе через точки «a» и «b» – следствие смены знака светового сдвига при переходе через его ноль (вставки **c** и **d**).

В эксперименте было установлено, что при использовании одного и того же лазера с неизменными рабочими параметрами величина светового сдвига меняется для атомных ячеек с разным наполнением буферными газами. Для подробного рассмотрения этого эффекта было исследовано 8 атомных ячеек, заполненных  $^{87}\text{Rb}$  и смесью буферных газов Ar и  $\text{N}_2$  с различными суммарны-



ми давлениями от 19 до 140 Торр. Использовались ячейки, заполненные через стеклодувный штенгель (рис. 4.1 – б).

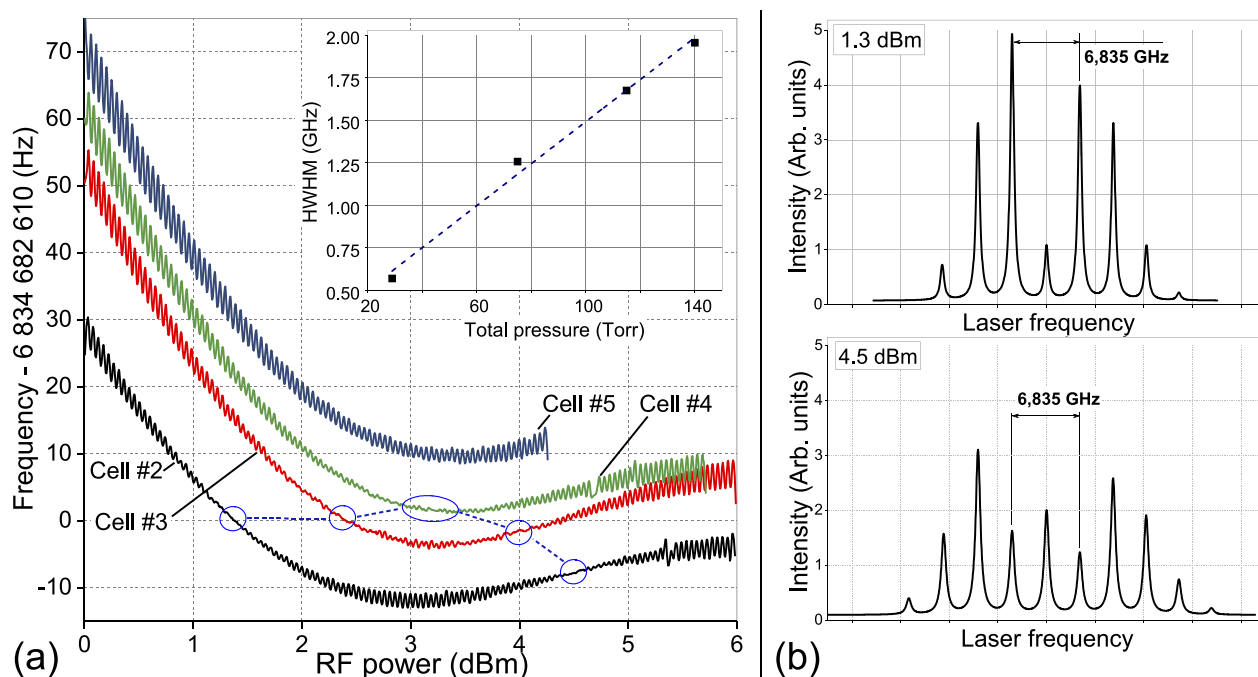


Рис. 2.12. а) Зависимость частоты КПН-резонанса от мощности СВЧ-сигнала при одновременной модуляции интенсивности излучения для четырех ячеек с различными давлениями БГ (cell #2 – 29 Торр, #3 – 75 Торр, #4 – 115 Торр, #5 – 140 Торр). Каждая кривая смещена по вертикальной оси вниз на величину, соответствующую сдвигу частоты от БГ. На вставке показана зависимость полуширины линии поглощения от величины давления БГ в ячейке. б) Спектры лазерного излучения в режиме модуляции для двух значений СВЧ-сигнала (1.3 dBm и 4.5 dBm), соответствующих нулям светового сдвига для ячейки #2.

Зависимости, аналогичные представленной на рис. 2.11, были получены для всех исследуемых ячеек. На рис. 2.12 отображены наиболее показательные из них: для ячеек с 29, 75, 115 и 140 Торр. На рисунке точки, в которых частотный отклик на модуляцию интенсивности зануляется (т.е. точки нулевого светового сдвига, для краткости – НСС) обведены синими линиями. Видно, что по мере увеличения давления буферных газов две точки НСС смещаются навстречу друг другу по горизонтальной оси, и, при давлении 115 Торр, сливаются в одну область. При дальнейшем увеличении давления и превышении «предельного» значения (140 Торр) отклик частоты на модуляцию интенсивности не зануляется ни при каких значениях мощности СВЧ-сигнала, что означает, что световой сдвиг не сводится к нулю. При этом, с ростом давления БГ

зависимости смещаются вверх, что обусловлено влиянием самого БГ (см. раздел 4.2).

Давление в герметизированных стеклодувным образом ячейках обычно соответствует давлению в вакуумной системе, поскольку истечение газа из ячейки при герметизации минимально, тем не менее, оно может изменяться из-за случайного перегрева ячейки при герметизации или ее дефектов. Для проверки величины давления в ячейках дополнительно были проведены измерения полуширины оптической линии поглощения для каждой ячейки. Значения получались из математической аппроксимации экспериментальных контуров функцией Фойхта (вставка на рис. 2.12). Полученная зависимость аппроксимируется линейной функцией, и вместе с тем значения примерно согласуются с известными коэффициентами столкновительного уширения оптической линии [65], что дает основания полагать, что указанное давление в ячейках соответствует заданному.

Такое поведение светового сдвига при изменении давления БГ было объяснено теоретически (Е.А. Цыганков, [20]). Были получены аналитические выражения для светового сдвига, обусловленного действием каждой спектральной компоненты и установлено, что вклад старших боковых компонент ( $k \geq 2$ ) пропорционален выражению:

$$\delta_{k \geq 2} \propto (k^2 - 1) - (\Gamma/\Omega)^2, \quad (2.5)$$

где  $\Gamma$  – полуширина оптической линии, уширенной за счет столкновений с БГ,  $\Omega$  – частота СВЧ-модуляции.

Из приведенного выражения следует, что вклад старших боковых компонент не всегда имеет знак, противоположный знаку вклада от первых боковых компонент и несущей. По мере увеличения полуширины оптической линии, т.е. по мере увеличения суммарного давления БГ, вклад от каждой старшей боковой компоненты уменьшается. Из-за этого с ростом давления БГ для подавления светового сдвига требуется всё большая мощность старших боковых компонент, т.е. более развитый спектр. Это и обуславливает смещение первой точки НСС в область больших мощностей СВЧ-сигнала и второй – в область меньших мощностей. При определенном значении давления БГ вклад от вторых боковых компонент зануляется, а при еще большем давлении – меняет знак. В результате, вместо того, чтобы уменьшать интервал между подуровнями основного

состояния, вторые боковые компоненты начинают увеличивать его. Подавление суммарного светового сдвига в таком случае могло бы произойти только за счет достаточного вклада следующих ( $k \geq 3$ ) старших компонент, однако, такое спектральное распределение лазерного излучения на практике не достигается. Таким образом, при превышении определенного значения давления, компенсация светового сдвига становится невозможной.

Наглядно полученный эффект можно объяснить, используя выражение (2.1) для светового сдвига в двухуровневой системе. Согласно этому выражению, зависимость светового сдвига от частотной отстройки лазерного излучения имеет дисперсионный характер, а полуширина оптической линии ( $\Gamma$ ) является параметром.

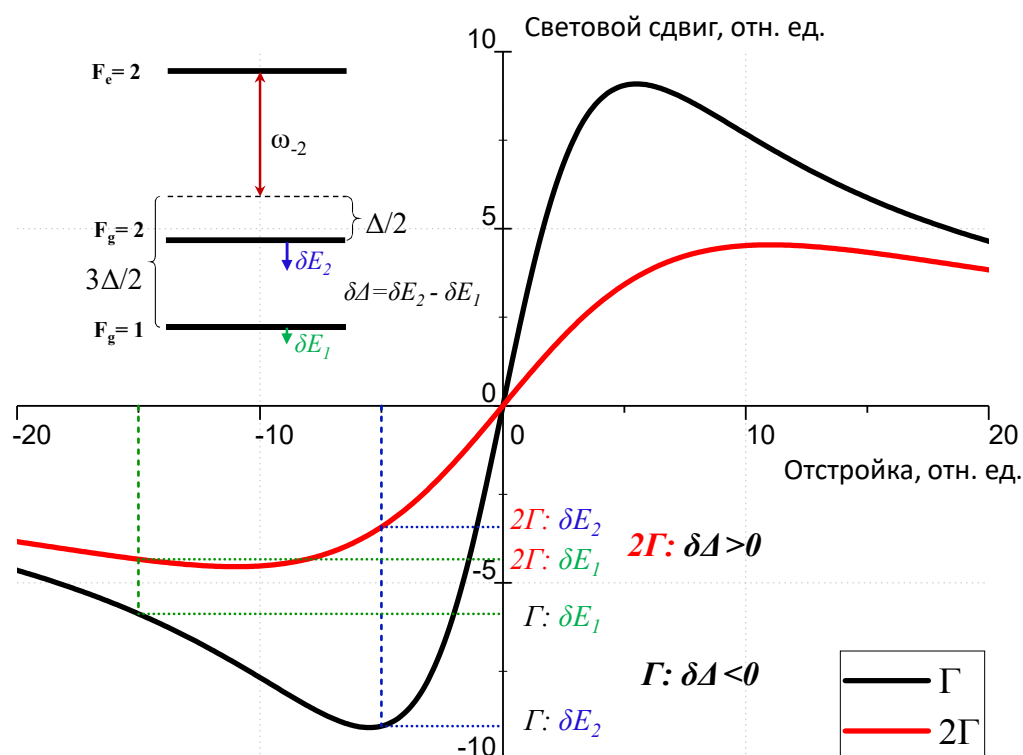


Рис. 2.13. Зависимость светового сдвига нижнего уровня в двухуровневой системе для двух значений полуширин оптической линии ( $\Gamma$  и  $2\Gamma$ ). Слева показана упрощенная схема уровней  $^{87}\text{Rb}$  с обозначением сдвигов, возникающих под действием низкочастотной второй боковой компоненты  $\omega_{-2}$  модуляционного спектра излучения.  $\Delta$  – частота КПН-резонанса,  $\delta\Delta$  – световой сдвиг частоты КПН-резонанса под действием компоненты  $\omega_{-2}$ .

В качестве примера, на рис. 2.13 приведены зависимости величины светового сдвига от отстройки для двух значений полуширин оптической линии и обозначены сдвиги нижних подуровней, образующиеся в трехуровневой си-

стеме под действием излучения, аналогичного низкочастотной второй боковой компоненте модуляционного спектра. Рассмотрим эту ситуацию подробнее.

Низкочастотная вторая боковая компонента  $\omega_{-2}$  модуляционного спектра излучения отстроена от перехода  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 2$  на величину, соответствующую половине частоты КПН-резонанса ( $\Delta/2$ ). Сдвиг уровня  $F_g = 2$  обозначим как  $\delta E_2$ . Отстройка компоненты  $\omega_{-2}$  от перехода  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 2$  в три раза больше ( $3\Delta/2$ ), сдвиг уровня  $F_g = 1$  обозначим как  $\delta E_1$ . Оба сдвига имеют один знак (низкочастотная отстройка – сдвиг отрицательный), но разную величину. Результирующий сдвиг частоты КПН-резонанса является разностью этих двух сдвигов:  $\delta\Delta = \delta E_2 - \delta E_1$ . Для случая со сравнительно небольшим уширением линии ( $\Gamma$ , черная кривая на рис. 2.13),  $\delta E_2$  по модулю превосходит  $\delta E_1$ , сдвиг  $\delta\Delta$  является отрицательным – частота КПН-резонанса уменьшается. Но уже при вдвое большем уширении линии ( $2\Gamma$ , красная кривая) ситуация значительно меняется:  $\delta E_2$  по модулю становится меньше  $\delta E_1$  и суммарный сдвиг  $\delta\Delta$ , уменьшившись по модулю, меняет знак, т.е. частота КПН-резонанса увеличивается. Как следует из выражения (2.5), подобное поведение сдвига частоты КПН-резонанса будет проявляться и под воздействием всех остальных старших боковых компонент спектра.

Особенностью полученных результатов является наличие частотной разницы между точками НСС в тех случаях, когда их наблюдалось две. Наличие этой разницы противоречит исходному предположению о том, что точки, в которых зануляется отклик на модуляцию интенсивности излучения, соответствуют частоте, возмущенной только столкновениями атомов рубидия с атомами буферного газа. Исходя из этого, можно предположить, что различие частот точек НСС может объясняться наличием какого-то дополнительного сдвига частоты КПН-резонанса, не учтенного ранее. Поскольку степень симметрии первых боковых компонент спектров лазерного излучения для первой и второй точек НСС ощутимо различаются (рис. 2.12, b), было выдвинуто предположение, что этот неучтенный ранее сдвиг может быть связан с асимметрией КПН-резонанса. Подробнее этот вопрос будет рассмотрен в разделе 2.2.

Исследованный эффект влияния давления БГ на возможность полного подавления светового сдвига имеет практическое значение при разработке и производстве малогабаритных стандартов частоты, использующих ячейки с объемом менее  $50 \text{ мм}^3$ . В таких ячейках необходимое для минимизации ширины

КПН-резонанса (см. раздел 4.3.2) давление БГ может превышать предельное, что приведет к потере возможности подавления светового сдвига. Это, в свою очередь, негативно отразится на долговременной стабильности частоты стандарта. В такой ситуации, для выбора оптимального давления БГ в ячейке, вероятно, потребуется искать компромисс между этими двумя факторами, влияющими на стабильность.

#### *2.1.4. Сравнение достижимой стабильности для ячеек с различным давлением буферных газов*

На основании экспериментальных результатов, изложенных выше, был предложен новый метод реализации петли обратной связи для контроля подавления светового сдвига, о которой шла речь в пункте 2.1.2. Метод заключается в использовании атомных ячеек с давлением БГ, обеспечивающим одну точку НСС, совпадающую с минимумом зависимости частоты КПН-резонанса от мощности СВЧ-сигнала (зеленая кривая на рис. 2.12, а). В таком случае, стабилизация мощности на уровне, соответствующем минимуму, обеспечит одновременное подавление влияния флуктуаций двух параметров системы: самой мощности СВЧ-сигнала и интенсивности излучения. Для этого обратную связь следует осуществлять методом экстремального регулирования при модуляции мощности СВЧ-сигнала. Аналогично случаю модуляции интенсивности излучения, в результате модуляции мощности СВЧ-сигнала происходит изменение величины светового сдвига (из-за изменения баланса сдвигов от каждой спектральной компоненты) и, соответственно, изменение частоты КПН-резонанса. В результате этого, в управляющем сигнале для стабилизации частоты кварцевого генератора появляется отклик на частоте модуляции мощности СВЧ-сигнала. Этот сигнал демодулируется с помощью синхронного детектора, и полученный сигнал ошибки подается на ПИД-регулятор, после чего поступает в канал управления мощностью СВЧ-сигнала. Данная петля обратной связи должна быть примерно на порядок медленнее обратной связи для частоты кварцевого генератора, чтобы не производить неотрабатываемых возмущений.

В ходе экспериментальной апробации предложенного метода было отмечено, что для данной обратной связи настройка ПИД-регулятора имеет особо

важное значение. Минимум в зависимости частоты КПН-резонанса от мощности СВЧ-сигнала чаще всего довольно слабо выражен, что делает обратную связь неустойчивой. Превышение некоторого уровня усиления ПИД-регулятора приводит к возбуждению системы и, в конечном итоге, потере стабилизации в контуре частоты кварцевого генератора, другими словами, срыва захвата частоты КПН-резонанса. Таким образом, требуется дальнейшее техническое совершенствование предложенного метода, тем не менее, принципиальная работоспособность его была подтверждена.

Некоторым недостатком предложенного метода можно считать тот факт, что при прочих равных контраст КПН-резонанса в ячейке с давлением около 100 Торр неизбежно будет меньше, чем в ячейке с давлением около 30 Торр (см. главу 4). Однако, было сделано предположение, что даже в отсутствие активной стабилизации, выбор мощности СВЧ-сигнала, соответствующей одновременно и минимуму зависимости частоты КПН-резонанса и точке НСС (115 Торр на рис. 2.12) будет обеспечивать лучшую долговременную стабильность частоты КПН-резонанса, чем выбор мощности СВЧ-сигнала, соответствующей точке НСС на склоне зависимости (29 Торр на рис. 2.12). Предполагалось, что в используемом макете КПН-стандарта нестабильность работы лазера (флуктуации температуры и импеданса, а также дрейф тока накачки) имеют преобладающее негативное влияние на долговременную стабильность по сравнению контрастом резонанса, т.е. соотношением сигнал/шум.

Для проверки этого предположения была измерена стабильность частоты кварцевого генератора, стабилизированного по частоте КПН-резонанса в двух ячейках с суммарным давлением БГ, равным 29 Торр (#5\_22.01.18) и 100 Торр (#11\_20.04.21). Для измерения стабильности использовался макет квантового дискриминатора для ячеек диаметром 8 мм и длиной 15 мм. Эти ячейки были выбраны по причине того, что именно для них была проведена работа по оптимизации характеристик КПН-резонанса и при сравнении результатов измерения стабильности можно оперировать большим объемом предварительно полученных данных. В обоих случаях мощность СВЧ-модуляции была выбрана так, чтобы световой сдвиг был подавлен. Результаты измерений представлены на рис. 2.14, а. Видно, что ячейка (#11\_20.04.21) обеспечивает лучшую стабильность частоты на всех временах измерения, но наиболее отчетливо ее преимущество проявляется на временах 300-3600 секунд. При этом надо отметить,

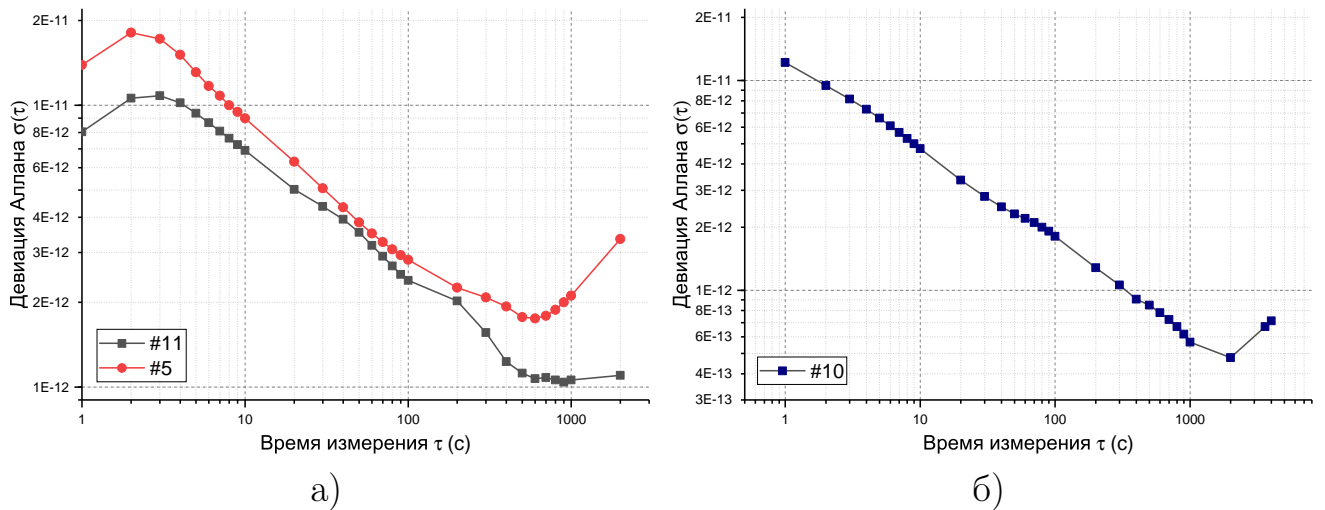


Рис. 2.14. а) Зависимости девиации Аллана от времени измерения для двух атомных ячеек с различными значениями суммарного давления БГ: 29 Торр (#5\_22.01.18, красные круги) и 100 Торр (#11\_20.04.21, черные квадраты). б) Девиация Аллана для ячейки с суммарным давлением БГ 96 Торр (#10\_20.04.21).

что зависимости девиации Аллана имеют не совсем правильный характер в области от 1 до 5 секунд: имеющийся максимум объясняется неправильным выбором параметров обратной связи стабилизации частоты кварцевого генератора, например, усиления ПИД-регулятора, что наглядно демонстрирует тонкую чувствительность системы к настройке. Такого рода максимумы в зависимости девиации Аллана от времени измерения сами по себе служат индикатором корректности работы всей системы стандарта и могут указывать на наличие источников шума определенных частот. Часто, для диапазонов времен от 1 до 20 с, колебания частоты могут быть обусловлены возбуждениями в обратных связях по температурам как ячейки, так и лазера.

Поскольку влияние негативного фактора одинаково проявилось в зависимостях девиации Аллана для обеих ячеек, можно считать сравнение корректным и сделать вывод, что совпадение точки НСС с минимумом зависимости частоты КРН-резонанса от мощности СВЧ-сигнала обеспечивает лучшую стабильность частоты.

После оптимизации параметров обратных связей была измерена стабильность для ячейки с суммарным давлением БГ 96 Торр (#10\_20.04.21). Зависимость в этом случае (рис. 2.14, б) имела характер схожий с зависимостью в приближении наличия только дробовых шумов  $\sim 1/\sqrt{\tau}$  до времен порядка 1000 с, где начинается влияние дрейфов частоты КРН-резонанса. Полученные с ла-

бораторной электроникой результаты сравнимы и даже превосходят результаты, демонстрируемые коммерчески доступными аналогичными устройствами. Например, устройство МАС компании Microchip [66] имеет значения девиации Аллана не хуже, чем:  $\sigma(1 \text{ с}) = 3 \cdot 10^{-11}$ ,  $\sigma(10 \text{ с}) = 1 \cdot 10^{-11}$ ,  $\sigma(100 \text{ с}) = 3 \cdot 10^{-12}$ ,  $\sigma(1000 \text{ с}) = 1 \cdot 10^{-12}$ . Значения, полученные на лабораторном макете, следующие:  $\sigma(1 \text{ с}) = 1.2 \cdot 10^{-11}$ ,  $\sigma(10 \text{ с}) = 4.7 \cdot 10^{-12}$ ,  $\sigma(100 \text{ с}) = 1.8 \cdot 10^{-12}$ ,  $\sigma(1000 \text{ с}) = 5.7 \cdot 10^{-13}$ . Таким образом, разработанный квантовый дискриминатор может служить основой для создания конкурентноспособного прибора, при условии наличия блока электроники со схожими габаритами и энергопотреблением.

## 2.2. Сдвиг, обусловленный асимметрией резонанса

В подавляющем большинстве случаев, экспериментально наблюдаемый КПН-резонанс имеет асимметричный контур. Основными факторами, влияющими на асимметрию, являются: различие интенсивностей первых боковых (резонансных) компонент спектра, однофотонная отстройка, а также толщина оптического слоя атомной ячейки, т.е. уровень поглощения резонансных компонент. Если частоты Раби резонансных полей (интенсивности, в случае равенства дипольных моментов) не равны друг другу или однофотонная отстройка не равна нулю, лоренцевский контур КПН-резонанса искажен [67]. Учитывая, что возбужденный уровень  $^{87}\text{Rb}$  имеет два подуровня, однофотонная отстройка как минимум от одного уровня (в наиболее общем случае – от обоих) всегда будет отлична от нуля.

Поглощение резонансных компонент в общем случае приводит к асимметрии из-за продольного изменения величины светового сдвига частоты КПН-резонанса (рис. 2.15). По мере прохождения толстого слоя излучением, амплитуда резонансных компонент уменьшается, что приводит к уменьшению суммарного светового сдвига в каждом следующем условном тонком слое ячейки. На рис. 2.15, *a* для примера представлен случай деления ячейки на пять тонких слоев, причем в центральном слое суммарный световой сдвиг зануляется, а в последующих слоях – меняет знак и его амплитуда растет. В зависимости от «входного» оптического спектра и коэффициента поглощения, зануление свето-



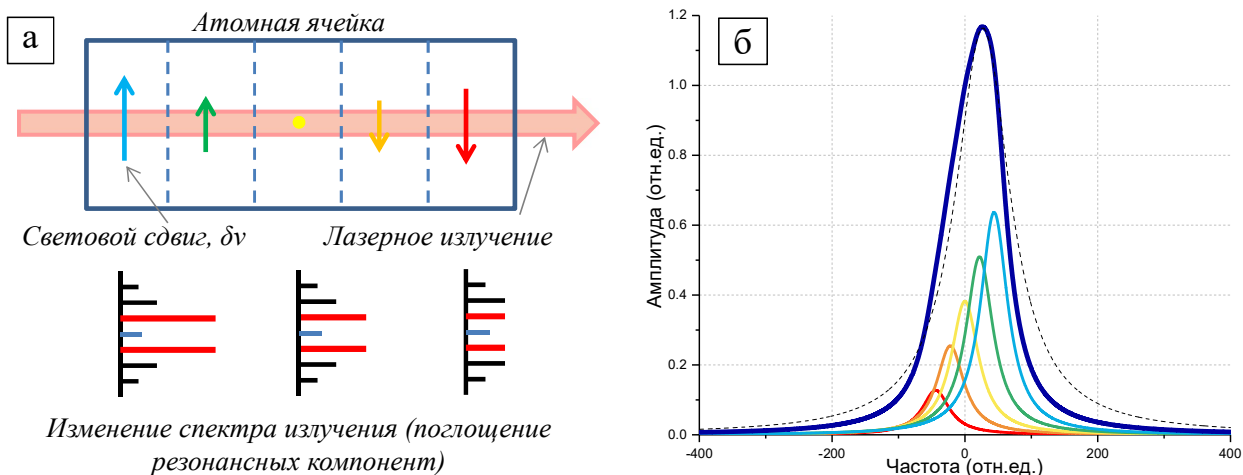


Рис. 2.15. а) Схематичное представление изменения величины и знака светового сдвига вдоль атомной ячейки, связанное с поглощением резонансных компонент спектра излучения. б) Результирующий контур КРН-резонанса (сплошная темно-синяя кривая) для случая, когда атомная ячейка разделена на пять условно тонких оптических слоев (цвет контура соответствует слою на рис.а). Пунктирная темно-синяя кривая – лоренцевский контур, при сравнении с которым хорошо заметна асимметрия результирующего контура.

вого сдвига может происходить в тонком слое, смещенном как к началу, так и к концу ячейки, при этом также будет меняться и световой сдвиг суммарного, наблюдаемого контура КРН-резонанса. На рис. 2.15, б показано, что результирующий контур, являющийся суммой промежуточных контуров от тонких слоев, асимметричен в случае значительного поглощения резонансных компонент спектра.

Аналогично, посредством изменения величины светового сдвига, на симметрию КРН-резонанса влияет поперечная неоднородность лазерного пучка. Однако влияние этого параметра значительно меньше, кроме того, его можно минимизировать используя в эксперименте диафрагму, приближающую профиль лазерного пучка к прямоугольному.

В работе [68] в рамках теоретической модели (Е.А. Цыганков, С.В. Петропавловский, В.П. Яковлев), учитывающей расщепление возбужденного уровня, произвольные однофотонную отстройку и спектр лазерного излучения, было показано, что асимметрия КРН-резонанса приводит к появлению дополнительного вклада в световой сдвиг его частоты. Этот вклад существует во всех случаях, когда амплитуды резонансных компонент различны, а величина его существенно зависит от величины однофотонной отстройки. Особенностью это-

го вклада является тот факт, что он может даже превышать общепринятый «симметричный» световой сдвиг, возникающий как сумма сдвигов от каждой спектральной компоненты. Знак «асимметричного» вклада определяется знаком разности амплитуд первых боковых компонент спектра,  $A_{+1} - A_{-1}$ , и может не совпадать со знаком «симметричного» вклада. Кроме того, дальнейшие теоретические расчеты показывают, что зависимость «асимметричного» вклада от интенсивности имеет нелинейный характер. Итоговый световой сдвиг частоты КПН-резонанса является суммой обоих этих вкладов.

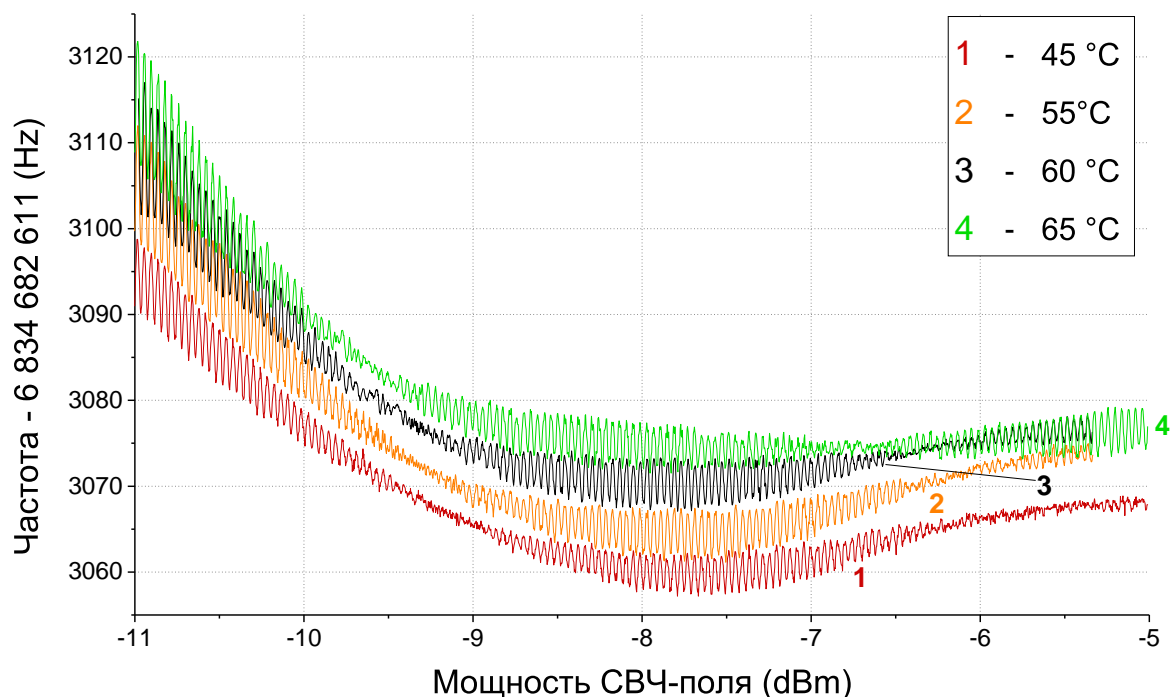


Рис. 2.16. Зависимости частоты КПН-резонанса от мощности СВЧ-сигнала при одновременной модуляции интенсивности излучения для четырех значений температуры атомной ячейки. Вертикальная ось смещена на величину, соответствующую интервалу сверхтонкого расщепления основного состояния  $^{87}\text{Rb}$ .

Предполагается, что различие частот точек НСС (см. раздел 2.1.3) обусловлено влиянием именно «асимметричного» вклада в световой сдвиг. Был проведен эксперимент, направленный на сравнение положения точек НСС для условий, обеспечивающих различную степень асимметрии КПН-резонанса. Степень асимметрии резонанса менялась за счет изменения толщины оптического слоя в ячейке, то есть варьированием её рабочей температуры. Методика эксперимента повторяла описанную в разделе 2.1.3. Были получены зависимости частоты КПН-резонанса от мощности СВЧ-сигнала при одновременной моду-

ляции полной интенсивности для одной атомной ячейки (19 Торр смеси Ar+N<sub>2</sub>) при различных температурах в диапазоне 45-65°C (рис. 2.16).

Видно, что при 45°C, т.е. в тонком оптическом слое, точки, в которых нет отклика на модуляцию интенсивности, имеют одинаковую частоту. По мере возрастания температуры, и, следовательно, асимметрии резонанса, частотный интервал между двумя этими точками возрастает. При этом, смещение кривых вверх как целое происходит из-за температурной зависимости частоты КПН-резонанса при наличии буферных газов (см. раздел 4.2).

Таким образом, полученные экспериментальные данные подтверждают гипотезу влияния асимметрии резонанса на положение точек НСС, однако, требуется более детальное исследование данного вопроса.

### 2.3. Сдвиг, обусловленный влиянием магнитного поля

Как было отмечено в разделе 1.1.2, реальная структура атома <sup>87</sup>Rb такова, что под воздействием двух циркулярно поляризованных оптических полей, резонансных переходам  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 2$  и  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 2$ , реализуется сразу три КПН-резонанса на различных магнитных подуровнях. В присутствии магнитного поля вырождение магнитных подуровней снимается и частоты резонансов становятся различными. В случае, когда величина магнитного поля не обеспечивает хорошего разрешения резонансов, метрологический (центральный, образованный на подуровнях  $m_F = 0$ ) резонанс подвержен заметному влиянию соседних и его частота оказывается затянутой, т.е. смещенной в сторону большего магнитозависимого резонанса, образованного на подуровнях  $m_F = +1$  для правой циркулярной поляризации ( $\sigma+$ ) или на подуровнях  $m_F = -1$  для левой циркулярной поляризации ( $\sigma-$ ). Кроме того, частота центрального резонанса имеет квадратичную зависимость от магнитного поля в силу эффекта Зеемана.

Квадратичная зависимость, с одной стороны, ослабляет требования к уровню флуктуаций магнитного поля, а с другой – накладывает некоторые условия на его величину. Для надежного устранения влияния магнитных резонансов магнитное поле должно быть значительным, но его флуктуации, однако, в этом случае сильнее отразятся на частоте 0-0 перехода. Исходя из этих рас-

суждений, можно сделать вывод, что для величины магнитного поля должна быть область оптимальных значений, где влиянием магнитозависимых резонансов уже можно пренебречь, но квадратичная зависимость частоты метрологического резонанса проявляется еще не слишком ярко.

Определению этой области была посвящена работа [21], в которой была обнаружена поляризационная асимметрия зависимости частоты КПН-резонанса от магнитного поля. Экспериментальная установка, используемая для проведения измерений, совпадает с описанной в разделе 1.3, за исключением лишь вида программы в LabView. В этом эксперименте программа обрабатывала данные, получаемые частотомером (усреднение) и выводила зависимость частоты от времени на экран. Изменение величины магнитного поля происходило за счет изменения тока, протекающего через колечную систему Баркера. В эксперименте использовалась атомная ячейка размером  $8 \times 15$  мм, наполненная  $^{87}\text{Rb}$  и смесью буферных газов ( $\text{Ar} + \text{N}_2$ ) с суммарным давлением около 4 Торр, рабочая температура –  $60^\circ\text{C}$ . Столь малое давление было выбрано для того, чтобы регистрировать более широкие КПН-резонансы и тем самым увеличить значение магнитного поля, необходимое для их разрешения, т.е. сделать эксперимент более наглядным. При этом изменение частоты из-за температурного сдвига, который мог бы быть вызван нестабильностью температуры ячейки, не превышало 1 мГц.

Зависимости частоты КПН-резонанса от величины магнитного поля для двух циркулярных поляризаций представлены на рис. 2.17. Поляризация менялась за счет поворота четвертьволновой пластинки на  $45^\circ$ . Видно, что теоретические расчеты находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными.

Для разных поляризаций зависимости имеют принципиально разный характер: в одном случае ( $\sigma+$ ) наблюдается экстремум, что подтверждается нулем производной в точке  $B^* = 0.015$  Гс, а во втором случае ( $\sigma-$ ) зависимость возрастает на всем интервале величин магнитного поля.

Такой вид зависимости определяется двумя факторами: в области малых полей – затягиванием частоты метрологического резонанса в сторону большего по амплитуде магнитозависящего, а далее – квадратичным эффектом Зеемана. Вторая часть кривых совпадает, т.к. квадратичный эффект не зависит от поляризации. В одном случае, это затягивание в сторону высоких частот, поэтому при увеличении поля частота резко падает, в другом – наоборот. Минимум, на-

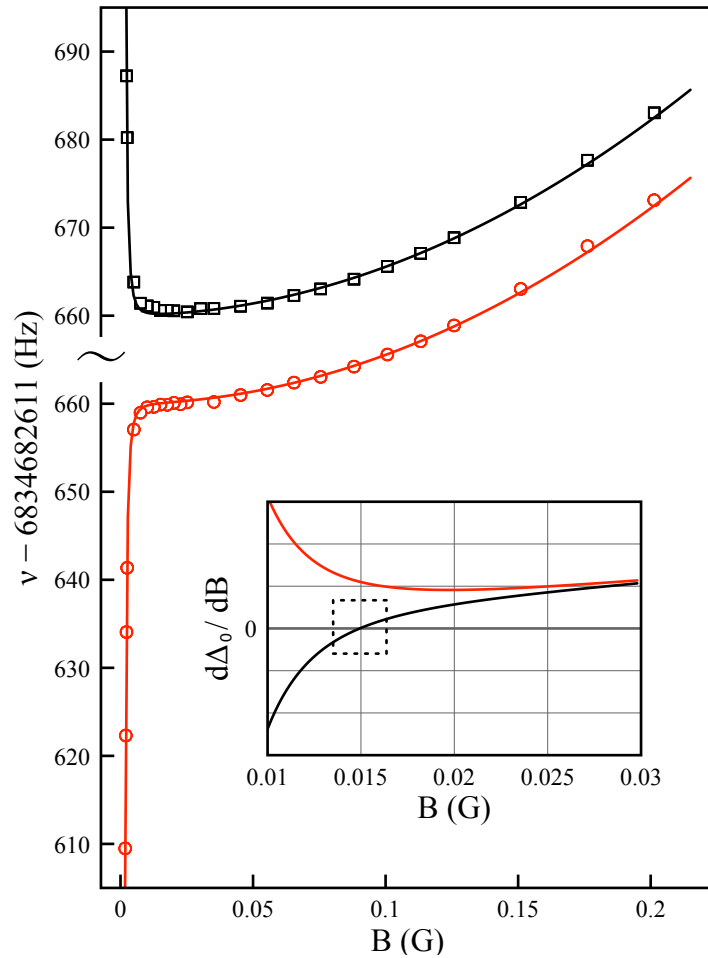


Рис. 2.17. Зависимости частоты КПН-резонанса от величины магнитного поля для  $\sigma^+$  (черные квадраты) и  $\sigma^-$  (красные круги) поляризацій лазерного излучения. Сплошные линии - теоретический расчет. На вставке приведены производные для кривых (цвета соответствуют цветам основных кривых).

блюдаемый в точке  $B^*$ , является результатом конкуренции сдвигов от эффекта затягивания и от квадратичного эффекта Зеемана. В этой точке происходит компенсация приращений указанных сдвигов, вызываемых малыми вариациями магнитного поля, поэтому чувствительность к таким вариациям подавлена.

Для величины поля  $B^*$ , при котором наблюдается минимум зависимости, в теории (Е.А. Цыганков, В.П. Яковлев) было получено следующее выражение:

$$B^* = \left[ \frac{3}{2\alpha^3\beta} \frac{\Gamma_0^2}{A_0} (A_1\Gamma_1^2 - A_{-1}\Gamma_{-1}^2) \right]^{1/5}, \quad (2.6)$$

где  $\Gamma_i, i = -1, 0, 1$  — константы релаксации когерентности для трех КПН-резонансов (индекс обозначает резонанс:  $i = -1$  соответствует низкочастотному,  $i = +1$  — высокочастотному,  $i = 0$  — метрологическому);  $A_i$  — их амплитуды;  $\alpha, \beta$  — линейный и квадратичный коэффициенты изменения частот резонансов

вследствие эффекта Зеемана. Из этого выражения следует, что положение минимума зависит только от амплитуд и ширин КПН-резонансов. То есть, например, чем шире резонансы, или чем больше разница их амплитуд, тем большее магнитное поле требуется, чтобы разнести их на расстояние, достаточное для отсутствия взаимного влияния.

Также в теории были получены выражения для сдвигов частот для обеих поляризаций ( $\delta\Delta_0^+$  и  $\delta\Delta_0^-$ , знак + или - обозначает поляризацию) при магнитном поле  $B^*$  для его малых вариаций. Из выражений наглядно видно исчезновение линейного отклика для  $\sigma+$  и его присутствие для  $\sigma-$  :

$$\delta\Delta_0^+|_{B=B^*} \equiv \Delta_0^+(B^* + \delta B) - \Delta_0^+(B^*) \simeq 5\beta (\delta B)^2, \quad (2.7)$$

$$\delta\Delta_0^-|_{B=B^*} \simeq 4\beta B^* \delta B. \quad (2.8)$$

Описываемый эффект подавления линейного отклика частоты на вариации величины продольного магнитного поля может найти применение в стандартах частоты на основе эффекта КПН.

Для компактных устройств такого типа источником сильных флуктуаций магнитного поля может служить поворот устройства таким образом, что внешние магнитные поля, бывшие ранее поперечными к системе, становятся продольными. Для этого случая были сделаны теоретические оценки, показывающие, что выбор  $\sigma+$  поляризации дает выигрыш перед  $\sigma-$  (в обоих случаях величина магнитного поля подразумевается равной  $B^*$ ) по крайней мере в 6 раз для резонанса шириной 2 кГц и экранированием внешнего продольного магнитного поля в 100 раз. При этом разница в относительном сдвиге частоты для разных поляризаций может достигать порядка, и она будет возрастать при улучшении качества экранирования внешнего магнитного поля. Таким образом, неправильный подбор соотношения величины и направления магнитного поля и поляризации может сильно ограничить стабильность частоты стандарта. Отметим, что принципиально важно именно соотношение направления магнитного поля и знака поляризации. В описанном случае вектор магнитной индукции  $\vec{B}$  сонаправлен с волновым вектором  $\vec{k}$  и зависимость частоты КПН-резонанса от величины магнитного поля имела минимум для  $\sigma+$  поляризации. Если же вектора  $\vec{B}$  и  $\vec{k}$  будут направлены в противоположные стороны, зависимость с минимумом будет реализовываться при использовании  $\sigma-$  поляризации.

Однако, следует оговориться, что для использования этого эффекта необходимо выполнение условий на степень экранирования внешних магнитных полей. Для резонанса шириной 1 кГц — экранирование должно составлять минимум 2 порядка, для 100 Гц — 3 порядка. Кроме того, наблюдение и использование этого эффекта для улучшения стабильности частоты КПН-стандарта возможно только в случае подавления более мощных негативных факторов (таких как температурные и световые сдвиги), поскольку флуктуации частоты от них могут многократно превышать флуктуации от изменений магнитного поля.

## 2.4. Основные результаты главы

Рассмотрены различные типы сдвигов частоты КПН-резонанса: световые сдвиги, сдвиги обусловленные асимметрией резонанса и изменением магнитного поля.

Изучены световые сдвиги КПН-резонанса в  $^{87}\text{Rb}$  под действием полихроматического лазерного излучения, полученного в результате СВЧ-модуляции тока накачки VCSEL.

Предложена и реализована экспериментальная методика поиска мощности СВЧ-модуляции, обеспечивающей подавление светового сдвига, использующая одновременное медленное сканирование мощности СВЧ-сигнала и модуляцию интенсивности лазерного излучения. Обнаружено, что точки НСС не всегда имеют одинаковую частоту, что указывает на наличие дополнительного сдвига частоты.

Исследованы синфазный и квадратурный отклики КПН-резонанса на модуляцию частоты модулирующего СВЧ-сигнала на частоте  $\omega_m$ , сравнимой с шириной резонанса. Продемонстрировано, что метод стабилизации светового сдвига на нулевом уровне, использующий совмещение нулей синфазного и квадратурного сигналов, применяемый в ДРОР [62] не может быть применен в случае эффекта КПН. Показано, что для случая КПН изменение интервала между нулями откликов при варьировании мощности СВЧ-сигнала не имеет строгой корреляции с нулем светового сдвига, а скорее указывает на наличие асимметрии резонанса.

Экспериментально показано, что величина светового сдвига частоты КПН-резонанса зависит от величины суммарного давления БГ в атомной ячейке. Превышение некоторого предельного давления БГ приводит к невозможности подавления светового сдвига путем подбора оптимального спектра излучения, то есть мощности СВЧ-модуляции.

Предложен новый метод реализации петли обратной связи для контроля подавления светового сдвига, основанный на использовании ячеек с предельным давлением БГ, при котором есть только одна точка НСС, совпадающая с минимумом зависимости частоты КПН-резонанса от мощности СВЧ-сигнала. В такой конфигурации, стабилизация мощности СВЧ-сигнала методом экстремального регулирования обеспечит подавление влияния флуктуаций как интенсивности излучения, так и мощности СВЧ-сигнала (спектра).

Проведено сравнение стабильности частоты КПН-стандарта для двух случаев выбора мощности СВЧ-сигнала, соответствующей НСС. В первом случае НСС находится на склоне зависимости частоты КПН-резонанса от мощности СВЧ-сигнала, а во втором – в ее минимуме. Долговременная стабильность во втором случае превосходит стабильность в первом случае в 2 раза на времени измерения  $\tau = 1000$  с, что подтверждает целесообразность использования предложенной выше петли обратной связи.

На макете квантового дискриминатора, использующего ячейки  $8 \times 15$  мм, при времени измерения  $\tau = 1000$  с было достигнуто значение СКДО, равное  $\sigma(1000 \text{ с}) = 5.7 \cdot 10^{-13}$ , что превосходит аналогичные результаты, демонстрируемые коммерчески доступными зарубежными устройствами.

Рассмотрены различные источники асимметрии КПН-резонанса. Экспериментально показано, что асимметрия резонанса приводит к дополнительному сдвигу его частоты, что обуславливает разность частот наблюдаемых точек НСС.

Продемонстрирован эффект подавления линейного отклика частоты КПН-резонанса на изменения внешнего магнитного поля. Эффект реализуется при определенном значении рабочего магнитного поля из-за конкуренции между затягиванием частоты соседними резонансами и квадратичным зеемановским сдвигом. Обнаружено, что процесс обладает ориентационной асимметрией и подавление возможно только при определенной комбинации поляризации



оптического поля и направления магнитного поля. Правильная конфигурация электромагнитных полей может значительно уменьшить частотные сдвиги, вызванные флуктуациями магнитного поля.

## Глава 3. Лазеры с вертикальным резонатором, применяющиеся в КПН-стандарте частоты

### 3.1. Устройство и принцип работы

В конце 1970-х годов был разработан и впервые продемонстрирован [69–71] новый тип диодных лазеров – лазеры с вертикальным резонатором, излучающие с поверхности (VCSEL). Спустя десятилетие был продемонстрирован первый VCSEL на основе арсенида галлия, работающий в непрерывном режиме [72], послуживший толчком к интенсивному развитию лазеров такого типа. В настоящее время эти лазеры нашли широкое применение в различных областях науки и техники, особенно – в области передачи данных по скоростным оптоволоконным сетям [73].

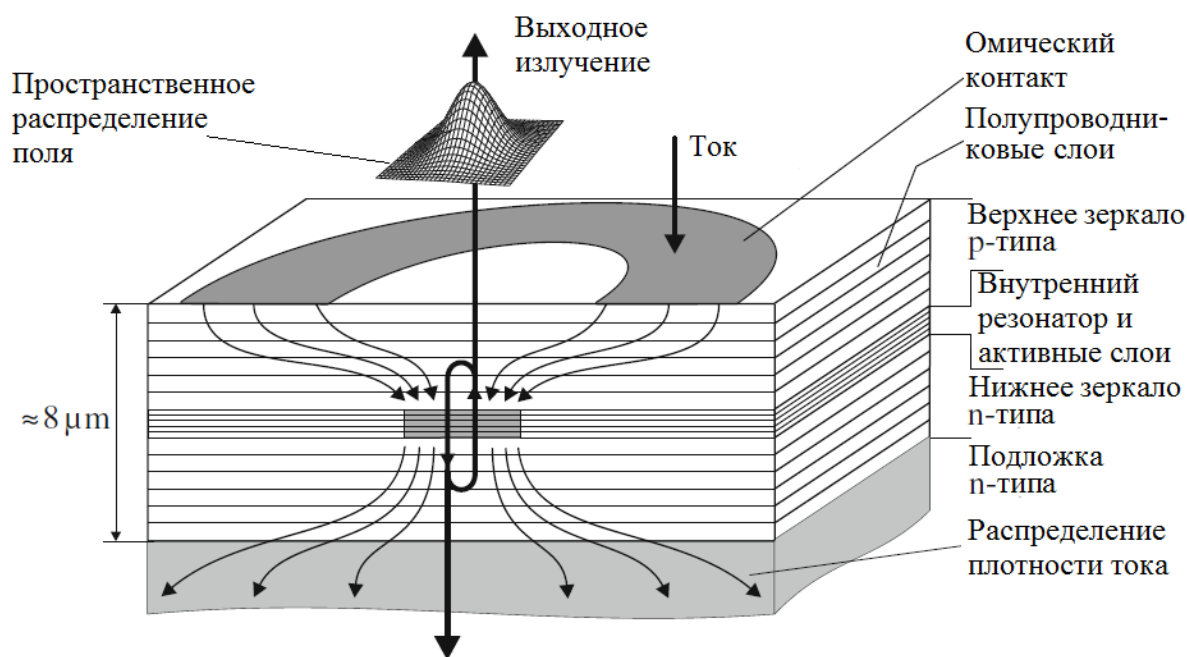


Рис. 3.1. Схема устройства лазера типа VCSEL и пространственное распределение выходного излучения [74].

Принципиальная схема VCSEL представлена на рис. 3.1. Внутренний резонатор, в котором происходит усиление излучения, окружен проводящими ток слоями – распределенными брэгговскими отражателями (РБО), выполняющими роль зеркал и обеспечивающими обратную связь.

Необходимое распределение плотности тока достигается различными методами ограничения носителей, в числе которых меза-травление верхнего зер-

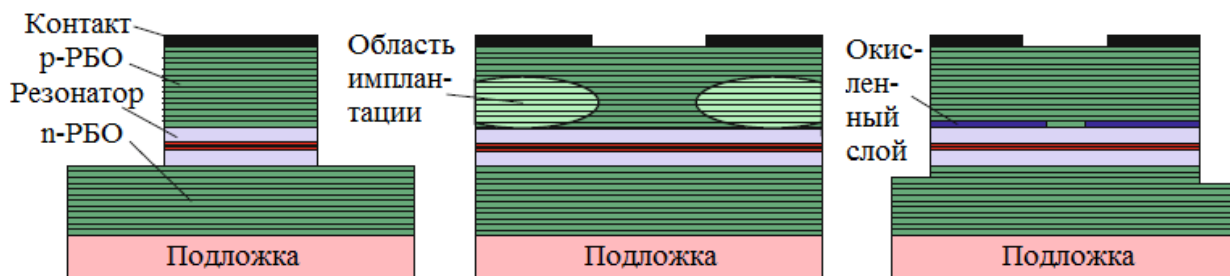


Рис. 3.2. Основные методы пространственного ограничения тока в VCSEL. Меза-травление (слева), ионная имплантация (в центре), частичное окисление (справа).

кала и активной области, ионная имплантация, создающая в полупроводнике области с высоким сопротивлением, а также частичное окисление тонкого слоя полупроводника с высоким содержанием алюминия (рис. 3.2) [74].

Недостатком метода меза-травления являются большие оптические потери из-за рассеяния, кроме того, вытравливание значительной части полупроводника ухудшает параметры надежности устройства. Метод ионной имплантации обладает хорошей воспроизводимостью и надежностью, и так же, как и частичное окисление, не вносит столь значительных оптических потерь в резонатор. В настоящее время в большинстве производимых коммерческих лазеров такого типа используется метод частичного окисления.

VCSEL обладают некоторыми существенными преимуществами по сравнению с обычными полупроводниковыми лазерами, излучающими с торца (edge-emitting laser – EEL), такими как:

- низкий пороговый ток (ниже 1 мА), и, соответственно, низкие рабочие токи, что приводит к снижению энергопотребления;
- возможность эффективной модуляции в широкой полосе частот (до 40 ГГц);
- пучок с малой угловой расходимостью, обладающий аксиально-симметричным профилем;
- генерация на одной продольной моде вследствие чрезвычайно малой ( $\sim 1.5$  мкм) длины резонатора;
- возможность тестирования лазерного чипа на ранних стадиях производства.

К недостаткам VCSEL по сравнению с EEL можно отнести низкую (около 0.5-2 мВт – для коммерчески доступных образцов) выходную мощность излу-

чения лазеров, работающих в одномодовом режиме, поскольку для подавления высших поперечных мод поперечный размер активной области не должен превышать  $\sim 5$  мкм. В некоторых приложениях эту проблему можно решить созданием двухмерных лазерных массивов, однако, круг этих приложений ограничен, поэтому вопрос разработки мощных одномодовых VCSEL чрезвычайно актуален.

Одномодовые VCSEL имеют преимущественно линейную поляризацию излучения, но ориентация её изначально не определена и без дополнительной селекции нестабильна. В EEL нестабильность ориентации поляризации излучения практически отсутствует. Основным фактором, определяющим направление плоскости поляризации в EEL, является различие в коэффициентах отражения и факторах оптического ограничения излучения, поляризованного в плоскости активной области (TE-мода) и перпендикулярной к ней (TM-мода). Поляризационная TE-мода отражается эффективнее и обычно имеет большее усиление по сравнению с TM-модой, поэтому генерация происходит именно на ней. В VCSEL нет выделенного таким образом направления, поскольку излучение распространяется перпендикулярно к плоскости активной области и все возможные моды являются TE-модами, усиление для которых примерно одинаково. Все же, из всех возможных вариантов чаще всего происходит генерация линейно-поляризованного излучения с ориентацией вдоль двух ортогональных кристаллографических направлений  $[110]$  или  $[\bar{1}\bar{1}0]$ , что объясняется наличием небольших остаточных напряжений и электрооптического эффекта [75].

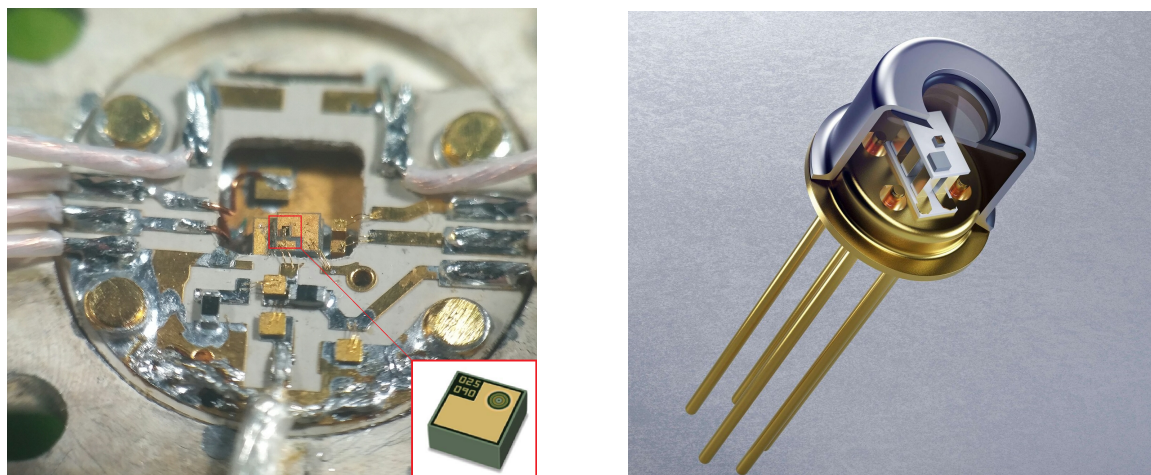


Рис. 3.3. Слева: Некорпусированный VCSEL, установленный на рабочую поверхность, на которой происходит распайка контактов. Справа: Корпусированный VCSEL.

В работе исследовались лазеры двух типов: некорпусированные чипы, требующие предварительной установки на теплоотвод и подвода контактов, и корпусированные, в которых диод и система его температурного контроля установлены и распаяны в стандартном корпусе ТО-46. Исследования проводились с лазерами нескольких коммерческих компаний (VIXAR, Princeton Optronics, ULM Photonics (в наст. время Triumph), Thorlabs). По результатам первых исследований [76] наилучшими характеристиками с точки зрения устойчивости одномодового режима и эффективности модуляции, определяемой как отношения мощности первых боковых компонент спектра к мощности несущей компоненты, обладали лазеры фирмы ULM, поэтому дальнейшие исследования выполнялись в основном с ними.

### **3.2. Критерии отбора лазеров для применения в составе КПН-стандарта частоты**

Применение лазеров типа VCSEL в составе КПН-стандартов частоты накладывает на их характеристики определенные ограничения. Первым очевидным требованием является возможность лазерной генерации на длине волны, соответствующей резонансному переходу в достаточно узком диапазоне рабочих температур (50-80 °С – диапазон соответствует наиболее вероятной температуре атомной ячейки; для лучшей работы КПН-стандарта требуется, чтобы температуры лазера и ячейки были близки). Не все коммерчески доступные лазеры удовлетворяют уже этому принципиально важному требованию. Например, лазеры компании Thorlabs на D<sub>1</sub>-линию Rb, исходя из спецификации [77], имеют разброс по центральной длине волны 12 нм (от 788 нм до 800 нм), а типичной и наилучшим образом подходящей для работы является центральная длина волны 795 нм. При этом, перестройка токком составляет порядка 0.5 нм/мА, а температурой – 0.05 нм/°С, что означает невозможность подстройки длины волны лазера до линии поглощения атома, если центральная длина волны генерации отличается от 795 нм более, чем на 3.5 нм, поскольку максимальный допустимый диапазон изменения рабочего тока лазера составляет не более 1.5 мА, а температуры – не более 50 °С.

Вторым, не менее важным требованием к лазерам является сохранение одномодовой генерации в режиме глубокой СВЧ-модуляции тока накачки, поскольку наличие еще хотя бы одной генерирующей моды означает перераспределение световой мощности в её спектральные гармоники, что увеличивает шум, ухудшает параметры КПН-резонанса, а также вносит дополнительный световой сдвиг в его частоту. Если возникновение второй продольной моды в лазерах такого типа принципиально невозможно, то генерация на побочных поперечных и поляризационных модах в силу различных причин вполне вероятна. Наличие высших поперечных мод ранее было характерно для лазеров с большим диаметром активной области (10-20 мкм против современных 4-5 мкм), которые изготавливались из-за технологических ограничений: уменьшение активной области приводило к резкому повышению порогового напряжения или вовсе отсутствию генерации [78]. Но и для таких лазеров были найдены методы для контроля поперечного распределения – например, с помощью подбора размеров выходного отверстия в верхнем омическом контакте, выступавшего в роли пространственного фильтра [79]. Более проблемным случаем можно считать наличие именно второй поляризационной моды (с ортогональной линейной поляризацией), поскольку в случаях переключений или одновременного сосуществования двух мод возникает дополнительный шум конкуренции мод, и, поскольку в оптической схеме квантового дискриминатора есть поляризатор, происходят резкие и очень значительные скачки интенсивности излучения. О проявлениях этого эффекта будет сказано ниже.

Также, для применения VCSEL в КПН-стандартах важна высокая эффективность СВЧ-модуляции в области часто используемых частот модуляции – 3.4-9.2 ГГц.

На рисунке 3.4 приведены типичные сигналы, получаемые с помощью описанной в разделе 1.3 установки. Напомним, что лазерное излучение делится на два оптических канала: в одном оно проходит атомную ячейку, а во втором – интерферометр Фабри-Перо.

С помощью атомной ячейки производится проверка возможности настройки частоты исследуемого лазера на линию поглощения щелочного металла. С помощью ИФП оценивается режим генерации (одномодовый или нет), а также эффективность СВЧ-модуляции тока накачки. На рис. 3.4 приведена картина, соответствующая лазеру, удовлетворяющему базовым требованиям для приме-

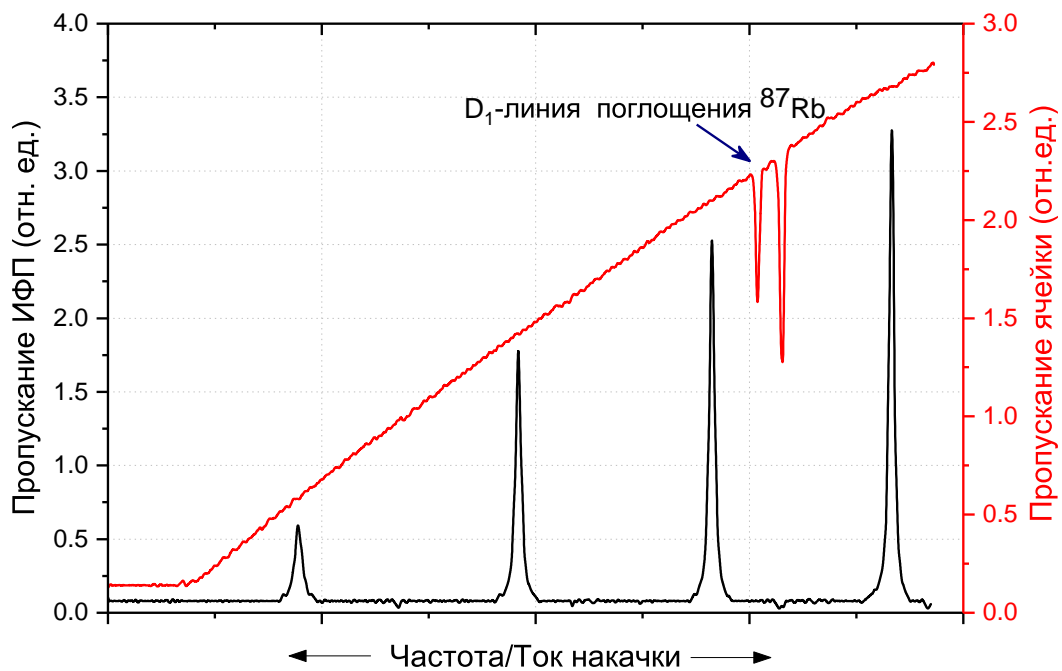


Рис. 3.4. Зависимость пропускания атомной ячейки (красная кривая) и интерферометра ФП (черная кривая) от тока накачки (частоты излучения) лазера. На красной кривой видны два провала пропускания – две компоненты линии поглощения  $^{87}\text{Rb}$ . По мере увеличения тока накачки, растет мощность лазерного излучения, что отражается в зависимостях.

нения в составе КПН-стандарта частоты: лазер попадает в линию поглощения и в отсутствии СВЧ-модуляции генерация происходит только на одной моде.

### 3.2.1. Требования к модуляционным спектрам лазеров

В работе [15] теоретические выводы о возможности зануления полного светового сдвига частоты КПН-резонанса при использовании модуляции тока накачки VCSEL были основаны на том, что спектр излучения лазера соответствует спектру ЧМ-сигнала. Однако, уже в экспериментальной части работы авторы отмечали отличия реального лазерного спектра от теоретического, связывая их с некоторыми примесями амплитудной модуляции (АМ).

Спектр ЧМ-сигнала математически представляет собой бесконечный ряд компонент, с амплитудами, определяемыми функциями Бесселя первого рода, аргументом которых служит индекс частотной модуляции [80]. Амплитуды спектральных компонент при увеличении индекса частотной модуляции осциллируют, постепенно убывая, как соответствующие им функции Бесселя. Важно,

что спектр ЧМ-сигнала при любых значениях индекса модуляции является симметричным по амплитуде. Большое значение с точки зрения подавления световых сдвигов имеет спектр при индексе модуляции около 2.4, в котором несущая компонента зануляется. Напомним, что несущая имеет наибольшее влияние на частоту КПН-резонанса, поэтому ее зануление приводит к существенному подавлению светового сдвига.

По итогам экспериментального исследования нескольких десятков лазерных образцов, можно сказать, что реально наблюдаемые спектры VCSEL в режиме СВЧ-модуляции имеют несколько принципиальных отличий от спектра чистой ЧМ-модуляции. Во-первых, ни одна компонента, в том числе и несущая, в реальных спектрах не зануляется ни при каких значениях глубины модуляции. Амплитуда компонент осциллирует, но закон осцилляций не совпадает с законом для функций Бесселя. При этом, количество переходов «максимум-минимум» амплитуды для каждой компоненты обычно не превышает двух-трех. При большой глубине модуляции спектр «рассыпается»: присутствует большое количество компонент (порядка 9-11), их амплитуды крайне малы и все почти одинаковы. Во-вторых, полная симметрия спектра в реальных спектрах является, скорее, исключением, чем правилом. Полной симметрии можно иногда удастся добиться в узком диапазоне рабочих параметров – тока накачки, мощности СВЧ-сигнала и температуры диода. Обычно асимметрию спектра связывают с неизбежным наличием АМ, имеющей фазовую задержку относительно ЧМ [81–83]. Действительно, спектр ЧМ-АМ сигнала в некоторых случаях может быть асимметричным [84], однако, даже такая модель не может корректно описывать особенности реальных спектров, такие, например, как «переменная» асимметрия (рис. 3.8, а, красная кривая; асимметрия для первых и вторых боковых компонент противоположна) или сильное доминирование одной спектральной компоненты над всеми остальными (рис. 3.8, б, синяя и зеленые кривые).

Отличия реальных модуляционных спектров от теоретических делают поиск лазеров, способных обеспечить наилучшие метрологические характеристики КПН-резонанса и подавление светового сдвига его частоты, не самой простой задачей. Окончательный отбор образцов можно сделать только после тщательных экспериментальных проверок, как, например, описанных в п. 2.1.3, проводимых с каждым конкретным лазером. Поскольку такая проверка требует до-



статочного большого времени, в ходе работы были сформулированы требования к модуляционным спектрам используемых лазеров, выполнение которых можно проверить значительно быстрее, только по виду спектра. При этом, выполнение этих требований, наиболее вероятно, позволит получить КПН-резонанс с наилучшими характеристиками. Спектр VCSEL в режиме СВЧ-модуляции его тока накачки должен обладать:

- максимально достижимой степенью симметрии;
- минимально достижимой амплитудой несущей компоненты;
- суммарной оптической мощностью старших спектральных компонент ( $k \geq 2$ ), сравнимой или превышающей мощность несущей и первых боковых компонент (см. гл. 2).

Требование к симметрии спектра продиктовано двумя факторами. Во-первых, первые боковые компоненты, формирующие КПН-резонанс, должны быть близки по амплитуде, тогда амплитуда резонанса будет максимальной, и резонанс будет симметричным (см. п. 1.1). Во-вторых, симметричное распределение интенсивности по старшим спектральным компонентам даёт от них больший вклад в световой сдвиг, чем в некоторых случаях асимметричного распределения, т.к. существенную роль начинает играть отстройка частот старших компонент от резонанса и суммарный световой сдвиг от старших гармоник уменьшится (см. ур. 2.1). Например, на рис.3.8, б, зеленая кривая описывает случай такого асимметричного распределения: вклад в световой сдвиг от высокочастотных четвертой и пятой компонент меньше, чем если бы соответствующая им мощность была бы сосредоточена в низкочастотной третьей компоненте.

Для количественной оценки возможности подавления светового сдвига было выведено условие на амплитуды спектральных компонент для тонкого и толстого оптических слоев [19]. Для тонкого слоя, при условии  $\Gamma \ll \Omega$ ,  $\Gamma$  – константа релаксации когерентности, обусловленная столкновениями с атомами буферных газов,  $\Omega$  – частота СВЧ-модуляции, световой сдвиг занулится при выполнении равенства:

$$I_0 + (I_1 + I_{-1})/4 = \sum_{k=2}^{\infty} \frac{I_k + I_{-k}}{(k-1)(k+1)}, \quad (3.1)$$

где  $I_k$  – интенсивность  $k$ -й компоненты спектра. Для толстого оптического слоя, который на практике используется значительно чаще, данное равенство преоб-

разуется в неравенство:

$$I_0 + \Sigma_1/4 < \Sigma_2/3 + \Sigma_3/8 + \Sigma_4/15 + \Sigma_5/24 + \dots, \quad (3.2)$$

где  $\Sigma_k = I_k + I_{-k}$ . Для подавления светового сдвига условие (3.2) является необходимым, но не достаточным.

### 3.3. Исследование эффективности СВЧ-модуляции лазеров и особенностей их модуляционных спектров

Одним из направлений работы было исследование модуляционных характеристик диодного лазера с вертикальным резонатором, определяющих возможность применения лазеров в составе стандарта частоты на основе эффекта КПН. Целью этого исследования было определение параметров, влияющих на эффективность СВЧ-модуляции, моделирование спектра излучения лазера в режиме слабой модуляции (совместно с сотрудниками Лаборатории полупроводниковых лазеров ФИАН А.П. Богатовым, А.Е. Дракиным, И.В. Акимовой) и экспериментальная проверка полученных результатов [17]. Под слабой модуляцией подразумевается такой диапазон уровней модулирующего СВЧ-сигнала, который приводит к появлению в спектре излучения только первых двух боковых компонент, амплитуда которых меньше несущей (при этом возможно наличие и вторых боковых компонент, но с пренебрежимо малой амплитудой). В качестве количественного параметра эффективности модуляции было выбрано отношение мощностей первых боковых компонент спектра к мощности несущей компоненты. Отметим, что такой выбор оправдан только в случае слабой модуляции, поскольку в случае более развитого спектра перераспределение мощности из несущей компоненты должно происходить также и в старшие компоненты спектра, что также должно учитываться.

Были исследованы образцы лазеров с вертикальным резонатором компании ULM Photonics со следующими типовыми характеристиками (в соответствии с описанием производителя):

- длина волны,  $\lambda = 794.7$  нм;
- пороговый ток,  $J_{th} = 0.5$  мА;
- выходная мощность при токе накачки  $J=2$  мА,  $P_{opt} = 0.25-1$  мВт;

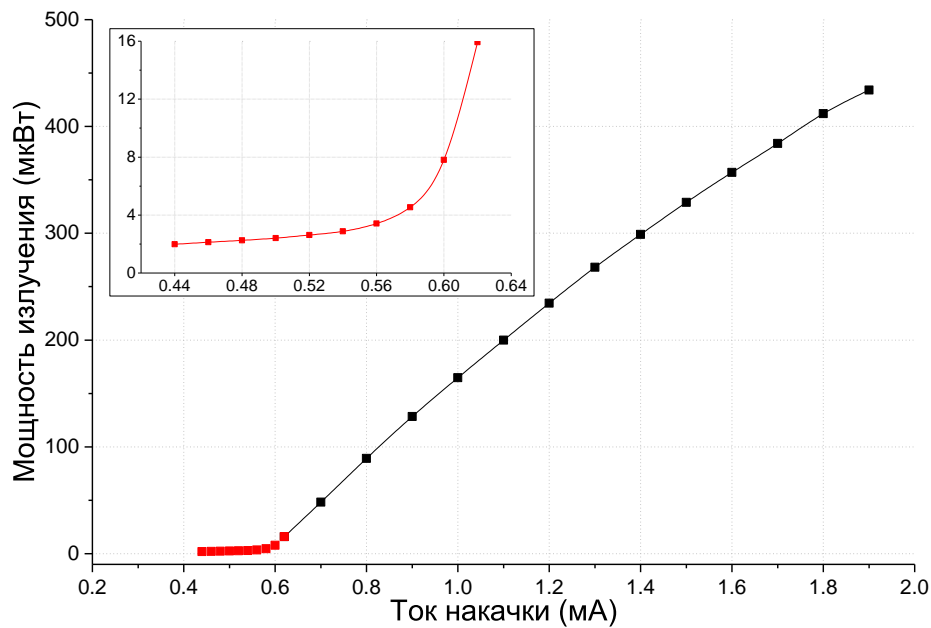


Рис. 3.5. Ватт-амперная характеристика лазера «ULM-IV». На вставке подробно показана область начала генерации, по которой было определено значение порогового тока  $I_{th}$ .

- дифференциальная эффективность,  $Z = 0.3$  Вт/А.
- угловая расходимость пучка по уровню  $1/e^2$ ,  $\alpha = 10-25^\circ$ .

Для корпусированного лазера «ULM-IV» получена зависимость мощности излучения от тока накачки (рис. 3.5). Для наблюдения линии поглощения Rb рабочая температура лазера была выбрана около  $60^\circ\text{C}$ . По данной зависимости было определено значение порогового тока, дифференциальной эффективности, выходной мощности.

Для определения расходимости использовалась следующая модификация установки: перед лазером (без объектива) устанавливалась щель на координатном столике, а за ней – фотоприемник. Ширина щели составляла 0.5 мм. При движении щели поперек направления распространения излучения, фотоприемник последовательно регистрировал части излучения лазера, соответствующие пространственному распределению излучения. По полученным зависимостям мощности излучения от координаты положения щели для двух расстояний от лазера рассчитывалось значение расходимости.

Таким образом, были определены следующие значения вышеперечисленных характеристик:

- длина волны  $\lambda = 794.7$  нм наблюдается при токе 1 мА и температуре  $64^\circ\text{C}$  (сопротивление терморезистора 2.4 кОм);
- пороговый ток  $J_{th} = 0.58 \pm 0.02$  мА;

- выходная мощность при токе накачки  $J=2$  мА,  $P_{opt} = 0.46$  мВт;
- дифференциальная эффективность,  $Z = 0.32 \pm 0.02$  Вт/А.
- угловая расходимость пучка по уровню  $1/e^2$ ,  $\alpha=10.6^\circ$ .

Определенные экспериментально характеристики лазерных образцов в дальнейшем использовались для определения подгоночных параметров в теоретическом расчете эффективности модуляции.

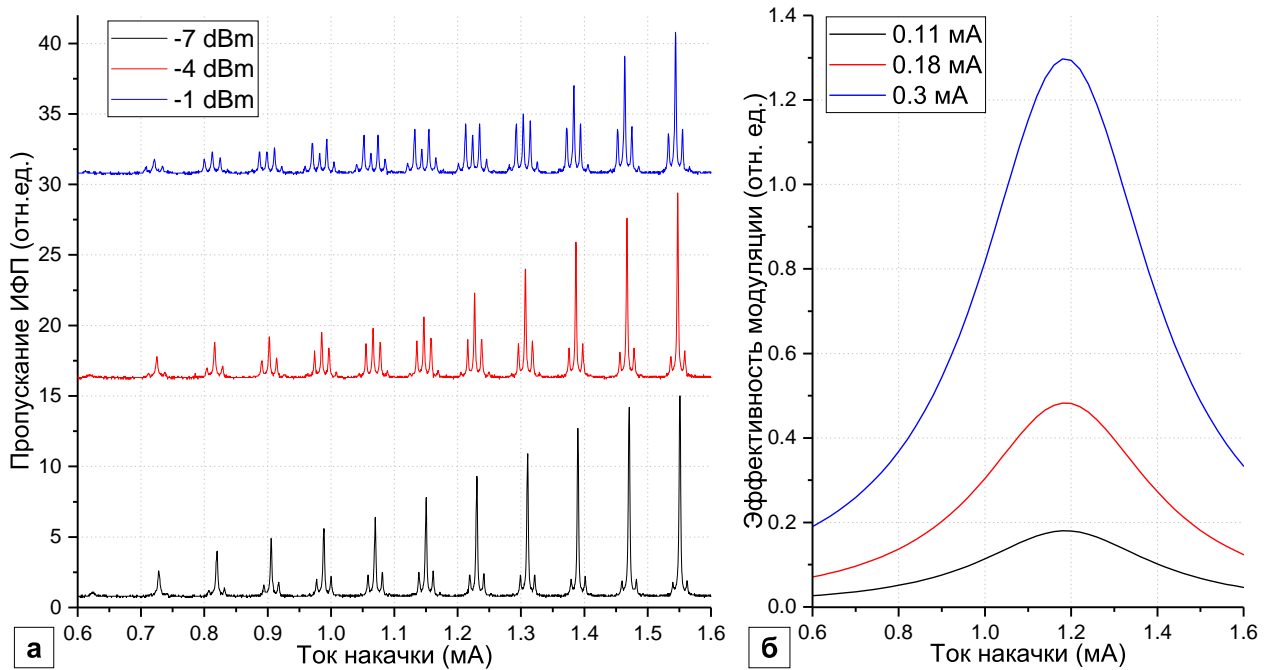


Рис. 3.6. а) Эволюция спектра излучения лазера в режиме СВЧ-модуляции тока при изменении его постоянной составляющей для трех значений мощности СВЧ-сигнала. Частота модуляции  $\Omega/2\pi=3.4$  ГГц. Красная и синяя кривые смещены по вертикали для удобства восприятия. б) Расчет эффективности модуляции по формуле (3.3) для трех значений амплитуд модуляции тока накачки,  $\delta J$ , что соответствует разным мощностям СВЧ-модуляции.

Были получены спектры излучения для разных частот модуляции для нескольких лазеров (как корпусированных, так и чипов). Типичная эволюция спектра излучения при изменении тока для различных мощностей модулирующего СВЧ-сигнала приведена на рис. 3.6, а. Из рисунка видно, что зависимость эффективности модуляции (отношения  $P_{\pm 1}/P_0$ ) от тока накачки имеет немонотонный характер: она возрастает по мере увеличения тока накачки до примерно 1.15 мА, а при дальнейшем увеличении тока начинает спадать. Заметно, что вблизи максимума эффективности первые боковые компоненты спектра становятся более симметричными, нежели в областях с меньшей эффективностью.

Теоретический анализ динамики амплитуды поля лазерной генерации на основе уравнений Максвелла дал аналитические выражения амплитуды и фазы электромагнитного поля излучения в режиме модуляции. Было также получено выражение для зависимости эффективности модуляции, от тока накачки лазера:

$$\frac{P_{\pm 1}}{P_0} = \frac{1 + R^2}{16} \left( \frac{\delta J}{J_s - J_{th}} \right)^2 \left[ \left( 1 - \Omega^2 \tau_N \tau_W \frac{J_{th} - J_{tr}}{J_s - J_{th}} \right)^2 + \left( \Omega \tau_W \frac{J_s - J_{tr}}{J_s - J_{th}} \right)^2 \right]^{-1}, \quad (3.3)$$

где  $\tau_N$  – время жизни носителей в активной области;  $\tau_W$  – время жизни фотонов в резонаторе;  $J_{th}$ ,  $J_{tr}$  – токи прозрачности и порога генерации;  $\Omega$  – угловая частота модуляции тока;  $J_s$  – среднее значение тока накачки;  $\delta J$  – амплитуда модуляции тока,  $R = (\partial n / \partial N_e) / (\partial g^* / \partial N_e)$  – коэффициент амплитудно-фазовой связи,  $g^* = g\lambda/4$ , где  $g$  – коэффициент усиления,  $N_e$  – концентрация электронов в активной области. Отметим, что теория предсказывает симметрию первых боковых полос спектра.

Зависимости, рассчитанные с помощью данного выражения, представлены на рис.3.6, б. Использовались следующие значения параметров:  $\Omega = 21.5$  рад/сек,  $R = 3.87$ ,  $J_{th} = 0.59$  мА,  $J_{tr} = 0.52$  мА,  $\tau_N = 1.25$  нс,  $\tau_W = 17$  пс,  $\delta J = 0.11/0.18/0.3$  мА. Из рисунка видно, что при изменении только одного параметра – амплитуды модуляции тока накачки – происходит существенное изменение эффективности модуляции, что качественно согласуется с экспериментальными данными (рис. 3.6, а). Количественное же согласие теории с экспериментом легко достигается в силу большого числа подгоночных параметров. Однако, данное выражение может быть представлено в другом виде, где число подгоночных параметров сокращается до трех (см. формулу (19) в работе [17]).

Аналогичные теоретические зависимости эффективности модуляции от постоянного тока накачки для трех частот модуляции  $\Omega/2\pi = 2.0$ , 3.4 и 4.0 ГГц были сравнены с результатами эксперимента (рис. 3.7). Наблюдается хорошее совпадение эксперимента и расчета. По мере увеличения частоты модуляции, максимум эффективности смещается в сторону больших токов. Качественно, это можно объяснить влиянием на эффективность модуляции частоты релаксационных колебаний, которая пропорциональна корню из превышения тока накачки над порогом, обратно пропорциональна корню произведения времен

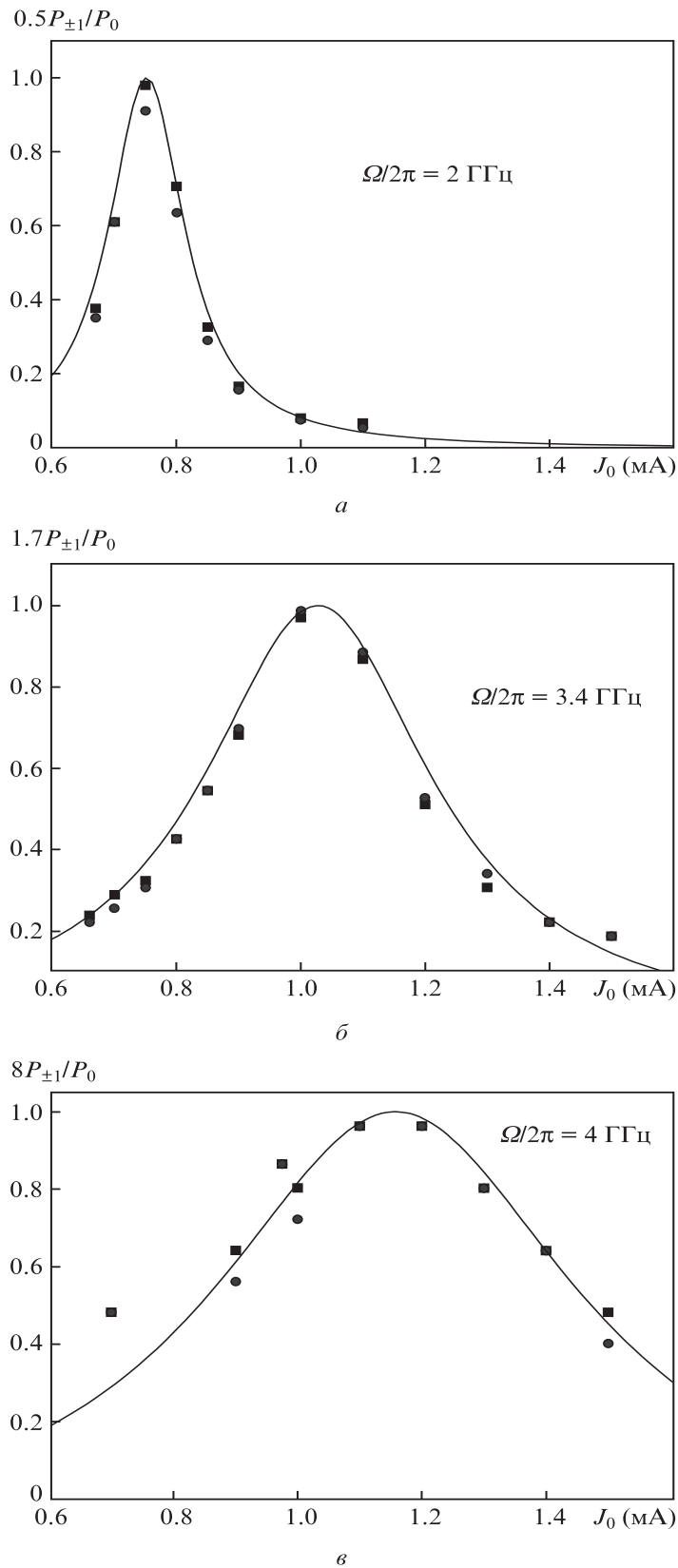


Рис. 3.7. Экспериментальные и расчетные зависимости отношения мощностей  $P_{\pm 1}/P_0$  от тока накачки для трех значений частот СВЧ-модуляции (квадраты –  $P_{-1}$ , круги –  $P_{+1}$ ). Сплошной линией представлены расчетные зависимости. [17]

жизни носителей в активной области и фотонов в резонаторе и имеет порядок величины единицы ГГц. Когда частота внешнего возмущения, т.е. СВЧ-модуляции, совпадает с частотой релаксационных колебаний, то колебания концентрации носителей резонансно увеличиваются и эффективность модуляции значительно возрастает. Следует заметить, что, несмотря на наличие трех подгоночных параметров, одновременное совпадение расчета и эксперимента для трех разных частот имеет место только для одной их комбинации. Это обстоятельство служит дополнительным свидетельством в пользу адекватности теории и расчетов на ее основе. Таким образом, хорошее согласие теории с экспериментом дает базу для дальнейшего развития данной теории для случая глубокой СВЧ-модуляции. Такая теория может позволить моделирование спектральных свойств лазера с вертикальным резонатором с целью оптимизации его характеристик для различных применений, в том числе в метрологии.

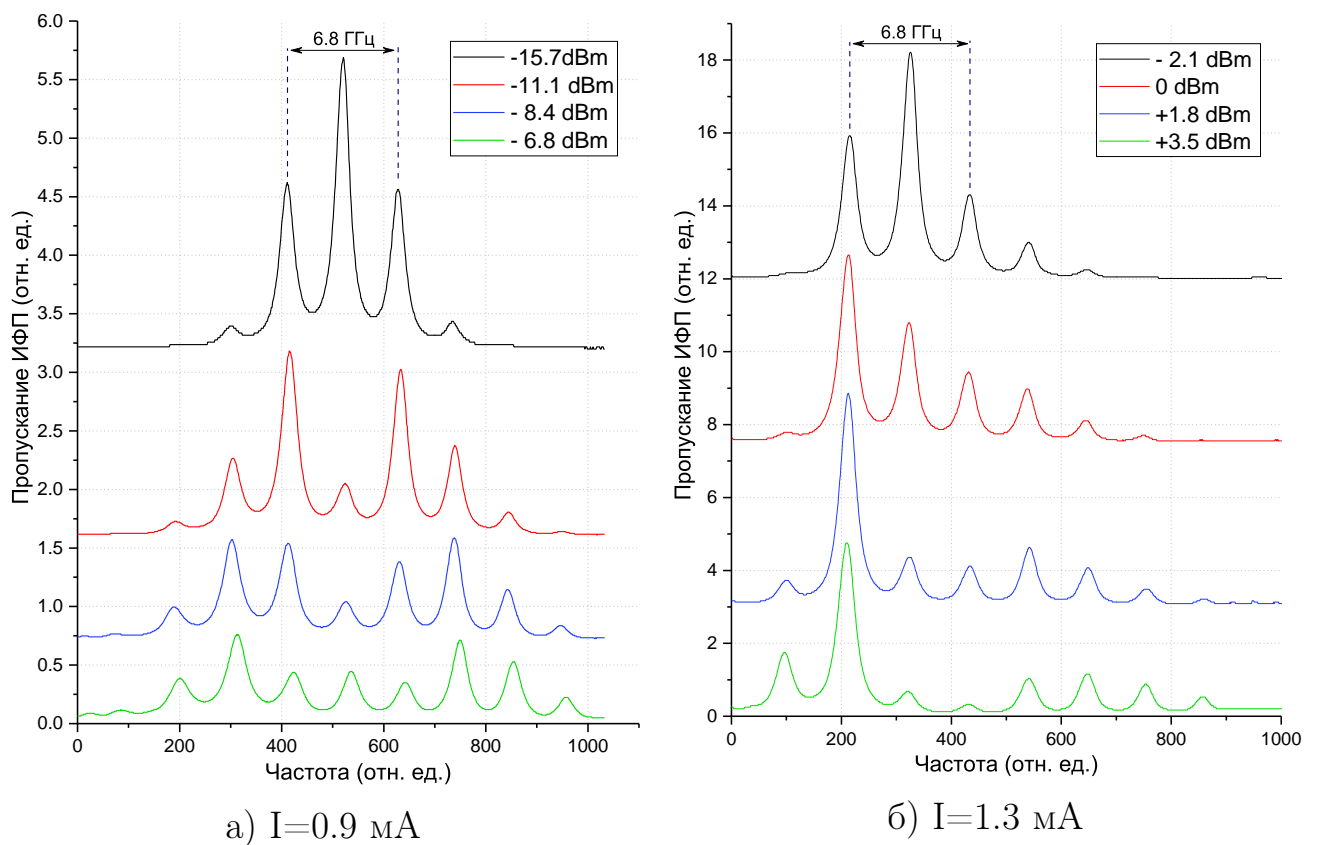


Рис. 3.8. Эволюция модуляционных спектров лазера ULM для двух рабочих токов накачки: 0.9 мА и 1.3 мА. Пороговый ток  $I_{th} = 0.6$  мА, частота модуляции равна 3.4 ГГц. Мощность СВЧ-сигнала для обоих токов подбиралась таким образом, чтобы глубина модуляции (т.е. вид спектра) был примерно равным.

Экспериментально было определено, что все исследованные лазеры имеют в общем случае асимметричный модуляционный спектр, но степень асимметрии сильно варьируется от образца к образцу. Отмечены общие тенденции изменения степени асимметрии спектра при увеличении тока накачки лазера. Наиболее симметричный спектр наблюдается в области токов, соответствующих максимуму эффективности модуляции для малых мощностей СВЧ-сигнала. При этом, знак асимметрии первых боковых компонент может меняться при переходе через максимум эффективности. В случае глубокой СВЧ-модуляции, чаще всего увеличение тока накачки приводит к увеличению степени асимметрии спектра. Из рис. 3.8 видно, что при токе накачки (0.9 мА) амплитуды первых боковых компонент спектра отличаются друг от друга не более, чем на 5% для низкого уровня СВЧ-модуляции и 35% – для высокого. При большем токе накачки (1.3 мА) различие между указанными компонентами спектра значительно возрастает: амплитуда низкочастотной первой компоненты превышает амплитуду высокочастотной в 2 раза при низком уровне СВЧ-модуляции и более чем в 10 раз – при высоком уровне. Отчетливо видно, что при меньшем токе накачки спектр является более симметричным для всех значений мощности СВЧ-сигнала. Таким образом, возникает дополнительное ограничение на выбор рабочего тока накачки: чем меньше превышение тока над пороговым значением, тем выше симметрия спектра и, следовательно, КПН-резонанса. Небольшое преимущество низкого рабочего тока лазера – уменьшение мощности СВЧ-сигнала, необходимого для достижения требуемой глубины модуляции, то есть, в конечном счете, некоторое снижение уровня энергопотребления устройства, хотя данное преимущество может быть нивелировано увеличением ширины линии генерации лазера и относительного уровня амплитудных шумов.

### **3.4. Поляризационная нестабильность излучения лазеров**

Для каждой генерирующей поперечной моды в VCSEL существуют две поляризационные моды с ортогональными линейными поляризациями. В силу наличия в лазерах двулучепреломления, вызванного электрооптическими и эластооптическими эффектами, длины волн для этих двух поляризационных мод несколько различны – для фундаментальной поперечной моды эта разли-



ца составляет от 1 до 15 ГГц. Как было отмечено выше, ориентация линейной поляризации излучения лазера изначально не является строго определенной и без применения методов ее контроля она может меняться непосредственно во время работы лазера.

Для контроля поляризации в VCSEL часто используются поверхностные решетки, сформированные на последнем полупроводниковом слое верхнего РБО, причем толщина решетки меньше, чем толщина слоя. Период решетки, в зависимости от требований к поляризации, может быть сравним с длиной волны излучения в кристалле, а может быть и много меньше её. Такие решетки «полупроводник-воздух» позволяют сохранить дифракционные потери и потери на поглощение в разумных пределах, а также обладают высоким контрастом показателя преломления, что обеспечивает высокую селективность отражательной способности по поляризации. При отсутствии специальных методов контроля возможны спонтанные переключения поляризации (ПП) между двумя ортогональными кристаллографическими направлениями, о которых говорилось выше. ПП могут происходить при увеличении рабочего тока как с уменьшением частоты генерирующей моды, так и с её увеличением. Экспериментально наблюдались разнообразные варианты ПП: как прямые между двумя линейными поляризациями, так и сначала из одной линейной в эллиптическую, а затем в линейную, ортогональную к изначальной; при изменении рабочего тока ПП могло происходить один или два раза, причем часто с гистерезисом. Теория объясняет ПП температурными эффектами, а более обширная теория включает в себя рассмотрение динамики скачков спина (spin-flip model) [74,85]. Переключения поляризации впервые наблюдались в 1991 году [86], но до сих пор являются объектом исследований [87,88].

Одним из основных факторов, влияющих на поляризационную стабильность VCSEL при изменении тока накачки является наличие оптической обратной связи [89]. Было показано, что поляризация лазера может переключаться под действием как поляризационно-чувствительной [90], так и изотропной [91] оптической обратной связи.

При исследовании характеристик одной из партий корпусированных лазеров ULM наблюдалось периодическое переключение поляризации излучения. Отметим, что во всех исследуемых лазерах старшие поперечные моды подавлены, и генерация происходила на моде  $TE_{00}$ . При прохождении излучения через

поляризационный элемент – оптическую развязку, – на ватт-амперной характеристике наблюдались провалы.

Для более подробного изучения ПП, установка (рис. 1.6) была незначительно модифицирована: были убраны оптический изолятор, АОМ и атомная ячейка. После делителя пучка для отщепления небольшой части излучения на ИФП, были установлены пластинка  $\lambda/2$  и поляризационный делительный кубик. С их помощью мощность излучения делилась поровну между двумя каналами. Таким образом, одновременно регистрировались ВтАХ для обеих поляризационных мод (см. рис. 3.9). Видно, что полученные зависимости имеют периодический характер: по мере роста тока накачки происходит попеременная смена поляризации доминирующей генерирующей моды. Сумма интенсивностей обеих мод представляет собой прямую линию с участками возрастающего шума при значениях тока накачки, при которых происходит смена доминирующей моды. Было установлено, что ПП возникали в результате обратной связи от короткофокусного объектива (Optima Precision,  $f = 4.52$  мм), образующий внешний «паразитный» резонатор.

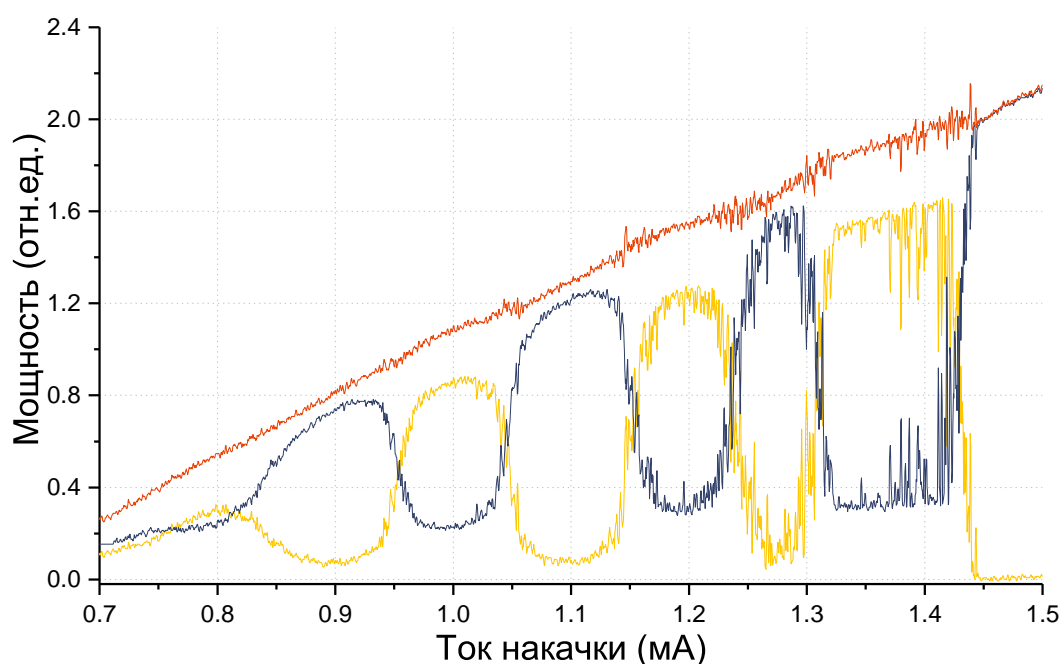


Рис. 3.9. Ватт-амперная характеристика корпусированного лазера ULM для двух поляризационных мод с ортогональными линейными поляризациями (желтая и синяя кривые). Красная кривая – сумма сигналов. В диапазоне токов 1.15-1.45 мА наблюдается значительный шум конкуренции мод.

В [92] похожий эффект периодических ПП проявлялся для матрицы одномодовых лазеров, однако, информации о наличии или отсутствии в этих образ-

цах селективных поляризационных элементов не приведено. ПП наблюдались в небольшом диапазоне тока накачки, начиная от порогового. После определенного уровня тока начиналась генерация на высших поперечных модах. ПП объясняются в указанной работе периодическим изменением разности потерь для двух направлений поляризации, возникающим в результате набега фазы при изменении тока накачки. Скорее всего, наблюдаемый в текущей работе эффект периодических ПП объясняется тем же образом.

В нашем случае, лазерный образец имел селективный элемент по поляризации, который должен был обеспечить подавление побочной поляризационной моды в 20 dB (100 раз). Однако, в области от 0.7 до 1.45 мА две поляризационные моды сосуществуют одновременно, попеременно доминируя друг над другом. При токах выше 1.45 мА переключения поляризации не наблюдались, генерация происходила на одной поляризационной моде. Похожее поведение ВТАХ наблюдалось и на других лазерах из той же партии: варьировался только токовый диапазон, в котором сосуществовали обе поляризационные моды.

При замене объектива Optima Precision на просветленный (диапазон 600-1050 нм) объектив Thorlabs C230 TMD-B с фокусным расстоянием  $f = 4.51$  мм

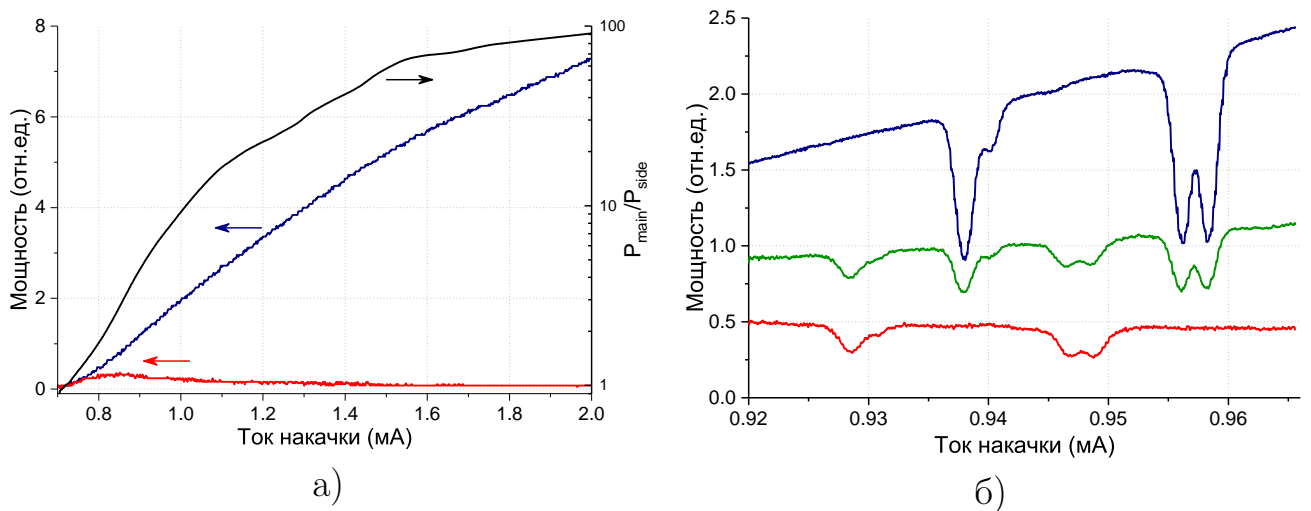


Рис. 3.10. Проявление побочной поляризационной моды в лазерах ULM. а) Ватт-амперная характеристика основной (синяя кривая) и побочной (красная кривая) поляризационных мод. Зависимость отношения мощности основной поляризационной моды к мощности побочной  $P_{main}/P_{side}$  от тока накачки (черная кривая).

б) линия поглощения  $^{87}\text{Rb}$ , прописанная излучением основной моды (синяя кривая, для удобства мощность поделена на 3), побочной (красная кривая) и обеих мод одновременно (зеленая кривая) при сканировании тока лазера.

периодические ПП не наблюдались на всех исследуемых образцах, что связано со значительным подавлением уровня оптической обратной связи. Для одного из лазеров была проведена оценка степени подавления побочной поляризационной моды, для чего так же регистрировались ВТАХ обеих мод, рис. 3.10, *а*. Заявленная производителем степень подавления достигается только в окрестности тока  $I = 2$  мА, при пороговом и максимально допустимом токах равных, соответственно  $I_{th} = 0.65$  мА,  $I_{max} = 3$  мА. Однако, для данной партии лазеров в спецификации ток  $I = 2$  мА был указан как рекомендуемый, при котором гарантируются значения всех приведенных параметров, таким образом, формально, лазеры соответствуют описанию. Сосуществование поляризационных мод в области токов, незначительно превышающих пороговый, хорошо видно при наблюдении линии поглощения рубидия (рис. 3.10, *б*). Видно, что ортогональная мода смещена в высокочастотную область на величину, близкую к 3.4 ГГц. Большинство из исследованных лазеров (всего 10 шт.) демонстрировало похожее смещение частоты (по знаку и величине), но для двух лазеров смещение частоты побочной поляризационной моды происходило в низкочастотную область.

Эффект сосуществования двух поляризационных мод также наблюдался для лазеров производства VIXAR. Наиболее яркое проявление этого эффекта на одном из образцов представлено на рис. 3.11. Видно, что в области токов от 0.5 (порогового) до 0.7 мА происходит генерация на побочной поляризационной моде, затем, в диапазоне 0.7-0.92 мА обе моды сосуществуют при доминировании побочной. Следует уточнить, что обозначения «основная» и «побочная» моды несколько условны и были выбраны из соотношения интегральных мощностей мод. Далее, в области 0.92-0.96 мА происходит переключение поляризации, сопровождающееся значительно возросшим шумом конкуренции мод, и вплоть до тока 1.25 мА происходит генерация только на основной поляризационной моде. Однако, при дальнейшем увеличении тока побочная мода вновь проявляется (что видно в спектре), и её мощность возрастает вплоть до тока, равного 2 мА – максимально допустимого тока для лазеров этого производителя. Таким образом, данный лазерный образец работает в одномодовом режиме в двух токовых диапазонах: 0.5–0.7 мА и 0.96-1.25 мА, которые составляют всего лишь 32% от всего рабочего диапазона токов.

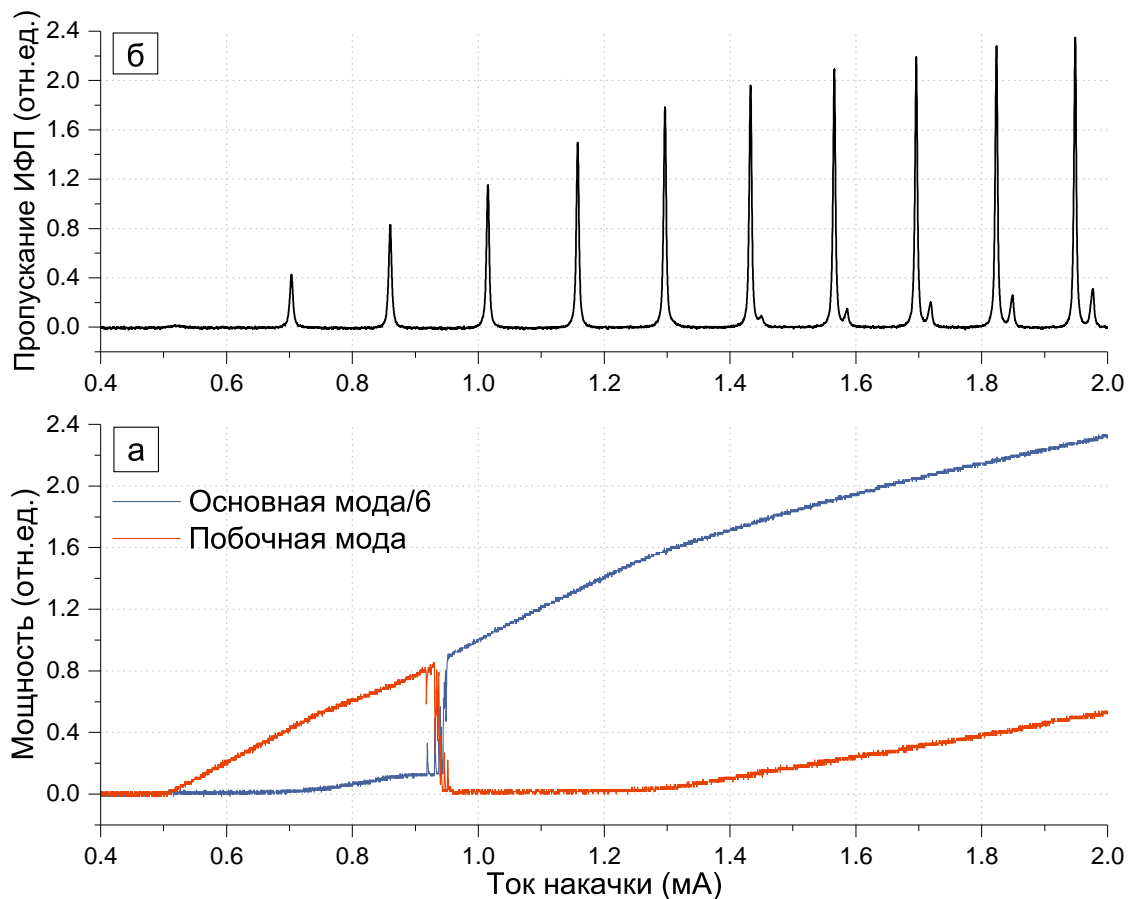


Рис. 3.11. а) Ватт-амперная характеристика корпусированного лазера VIXAR для двух поляризационных мод. Для удобства сопоставления зависимостей, мощность основной моды уменьшена в 6 раз. б) Эволюция спектра при изменении тока накачки. Сосуществование двух мод отчетливо проявляется после 1.4 мА.

В силу того, что для использования лазеров в составе малогабаритного КПН-стандарта частоты необходимо модулировать ток накачки, было исследовано влияние модулирующего СВЧ-сигнала на степень подавления побочной поляризационной моды [18]. Обычно, в лазерах с достаточным подавлением побочной поляризационной моды, при включении СВЧ-сигнала происходит только незначительное изменение частоты генерации основной моды, что связано с дополнительным нагревом активной области. В случае же лазеров с уже имеющейся поляризационной нестабильностью, описанной выше, СВЧ-модуляция тока накачки приводит к качественному изменению режима генерации, что наглядно демонстрируют измеряемые ВТaX для обеих поляризационных мод (см.рис. 3.12). По мере увеличения мощности СВЧ-сигнала мощность побочной моды растет и область взаимного сосуществования двух мод распространяется на больший диапазон токов накачки. Область ПП, занимавшая при отсутствии

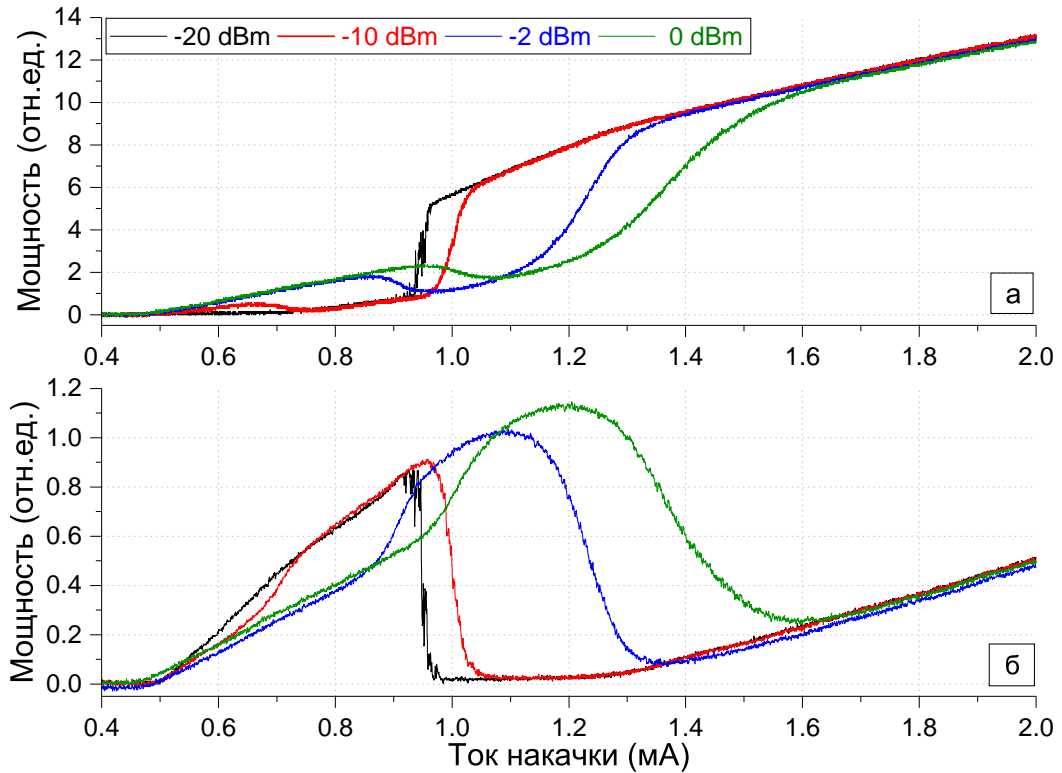


Рис. 3.12. Ватт-амперная характеристика корпусированного лазера VIXAR для основной (а) и побочной (б) мод при различных мощностях модулирующего ток накачки СВЧ-сигнала. Единицы вертикальных осей для (а) и (б) одинаковые.

модуляции диапазон 0.04 мА, занимает 0.06 мА при мощности СВЧ-сигнала  $P_{MW} = -20$  dBm и 0.11 мА при  $P_{MW} = -10$  dBm. При больших мощностях СВЧ-сигнала область именно переключения, т.е. резкой смены одной поляризации на другую, заменяется на более обширную область взаимного существования мод с постепенной сменой доминирующей моды. При этом шум конкуренции мод, отчетливо проявляющийся при отсутствии модуляции, значительно сокращается и становится едва различимым даже в зависимости для побочной моды. При увеличении мощности СВЧ-сигнала также меняется диапазон токов, в котором наблюдается одномодовый режим генерации: он уменьшается, а начиная с мощности около  $P_{MW} = -2$  dBm вовсе исчезает. При этом в областях, где мощность побочной моды возрастает, мощность основной моды падает гораздо сильнее. Например, при переходе от  $P_{MW} = -2$  dBm к  $P_{MW} = 0$  dBm, при токе 1.2 мА мощность побочной моды возросла с 0.76 до 1.13, то есть на 0.37 отн.ед., а мощность основной моды упала с 4.19 до 2.53, на 1.66 отн.ед. – в 4.5 раза сильнее. Такое поведение приводит к тому, что в области максимума мощности побочной моды, суммарная мощность лазерного излучения (обеих мод)

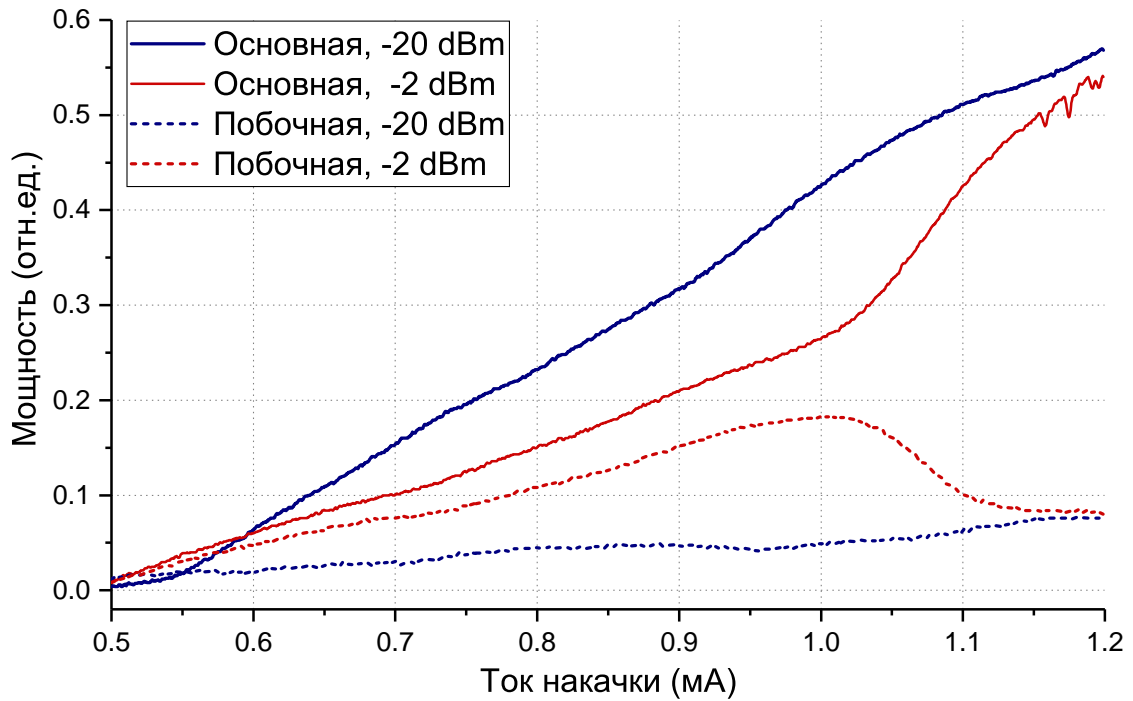


Рис. 3.13. Ватт-амперная характеристика корпусированного лазера VIXAR-II для поляризационных мод для различных мощностей модулирующего тока накачки СВЧ-сигнала.

заметно сокращается. Это является общей тенденцией для лазеров компании VIXAR.

Можно отдельно отметить интересную особенность изменения ВтАХ при увеличении мощности СВЧ-сигнала, которая не наблюдалась на других лазерах как компании VIXAR, так и ULM. Особенность заключается в перемене доминирующей моды в области низких токов накачки (до ПП) при увеличении мощности СВЧ-сигнала: например, особенно хорошо видно, как при переходе от  $P_{MW} = -20$  дБм к  $P_{MW} = -10$  дБм в области 0.5-0.7 мА возрастает мощность основной моды, а мощность побочной падает аналогичным образом (см. черную и красную кривые на рис. 3.12). Такое поведение сохраняется и при больших мощностях СВЧ-сигнала, но из-за размытия области смены поляризации доминирующей моды становится менее очевидным.

Более типичное поведение ВтАХ для поляризационных мод в условиях недостаточного подавления побочной моды показано на рис. 3.13 для другого лазера VIXAR (II). В этом случае, даже при отсутствии ПП, при повышении мощности СВЧ-сигнала мощность побочной моды равномерно возрастает во всё большем диапазоне токов. Другими словами, при фиксированном значении тока накачки, увеличение мощности СВЧ-сигнала будет приводить к паде-

нию мощности основной поляризационной моды. На практике, лазеры с такими свойствами неприменимы даже к лабораторным исследованиям факторов, влияющих на частоту КПН-резонанса, поскольку изменение мощности основной моды является неконтролируемым, что означает такое же неконтролируемое изменение светового сдвига и т.п.

Поскольку, как было упомянуто выше, в теории ПП зачастую объясняются тепловыми эффектами, наблюдаемое поведение поляризационных мод при изменении мощности СВЧ-сигнала тоже могло бы объясняться исключительно ростом температуры, происходящим из-за теплового действия дополнительного СВЧ-тока. Для проверки этого предположения, были получены аналогичные зависимости для обеих мод при различных температурах лазера в диапазоне от 22.9 до 28.9 °C (рис. 3.14). Сравнивая эти зависимости с аналогичными, полученными при изменении мощности (рис. 3.12), в первую очередь можно заметить, что характер смены поляризации различен: при увеличении мощности СВЧ-сигнала смена происходит всё более плавно, тогда как при увеличении температуры, напротив, происходит все более резкий скачок. При этом, рост температуры приводит к увеличению области неустойчивости поляризации. Например, при температуре 25.1 °C (голубые кривые на рис. 3.14) область, в которой возможен скачок ПП, составляет 0.03 мА, а при 28.9 °C (темно-синие кривые) – уже больше, чем 0.1 мА. При дальнейшем увеличении температуры изначально побочная мода становится доминирующей, мощность основной моды не превышает 2 отн.ед. Такое поведение значительно отличается от обоих приведенных случаев изменения мощности СВЧ-сигнала, но, в то же самое время, тенденция возрастания мощности побочной поляризационной моды также присутствует. Таким образом, можно сделать вывод, что наблюдаемое изменение мощностей поляризационных мод при изменении мощности СВЧ-сигнала определяется не только тепловыми эффектами, но и, вероятно, с эффектами, связанными с изменением концентрации носителей в активной области. Однако, для полного понимания происходящего необходимо более детальное как экспериментальное, так и теоретическое исследование этой проблемы.

Связь мощности побочной моды и мощности СВЧ-сигнала приводит любого желающего использовать такой лазер в составе КПН-стандарта к «замкнутому кругу», который заключается в следующем. Для избежания влияния побочной моды, следует выбрать для работы больший ток накачки, где подавле-



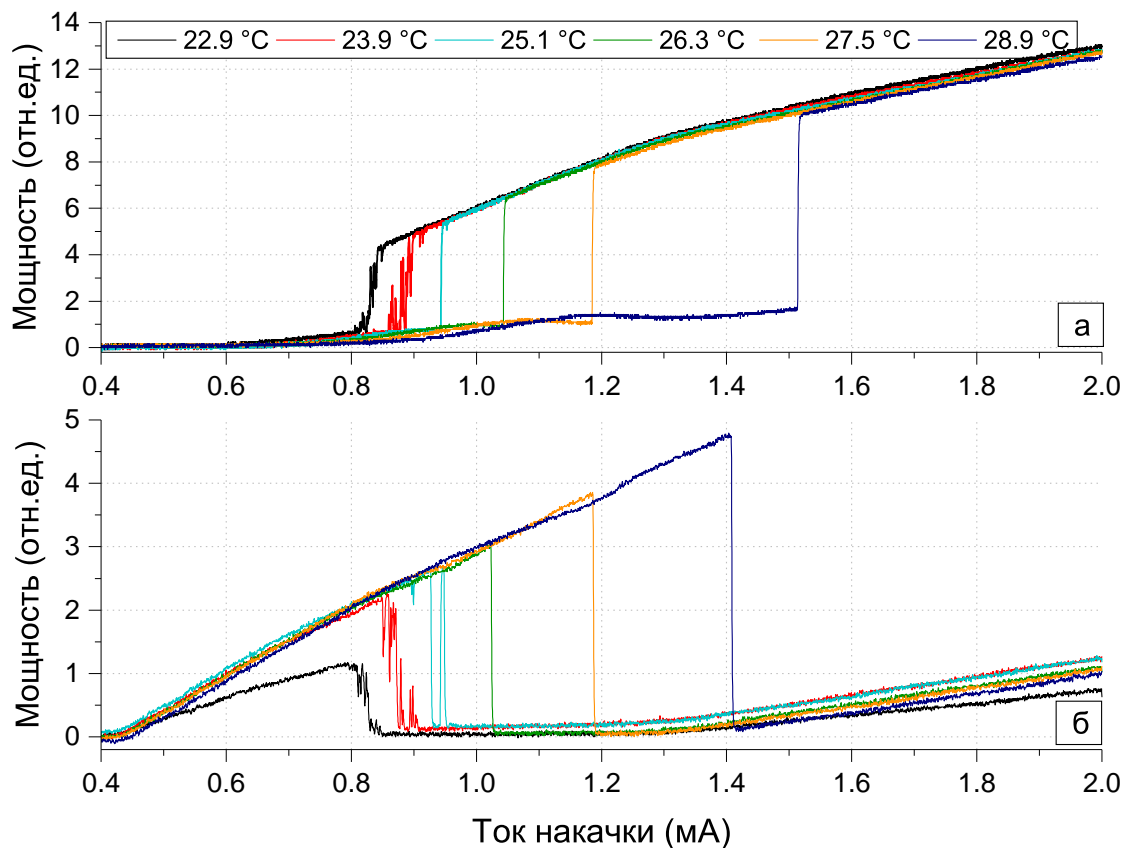


Рис. 3.14. Ватт-амперная характеристика корпусированного лазера VIXAR для поляризационных мод (а – основная, б – побочная) при различных температурах активной области (в отсутствие СВЧ-сигнала).

ние лучше, чем в области около порогового тока. Для уверенного наблюдения КПН-резонанса требуется развитый спектр излучения, с первыми боковыми компонентами, превышающими несущую. Однако, исходя из вышеописанной зависимости эффективности модуляции от тока накачки (пункт 3.3), переход к более высоким рабочим токам потребует большей мощности модулирующего СВЧ-сигнала, что, в свою очередь, опять приведет к «наползанию» побочной поляризационной моды на область рабочих токов. В присутствии поляризационного элемента в оптической схеме (а в квантовом дискриминаторе всегда присутствует поляризатор), это приводит к резкому падению световой мощности, и, следовательно, к падению уровня полезного сигнала (в некоторых случаях вплоть до нулевого уровня), а также к значительному возрастанию уровня амплитудных шумов. В таких условиях наблюдение КПН-резонанса становится или сильно затрудненным или полностью невозможным. Но также можно предположить, что даже в случае успешной регистрации КПН-резонанса с приемлемым уровнем отношения сигнал/шум, стабильность частоты резонанса вряд ли достигала бы удовлетворительных значений, в силу того, что такой лазер

гораздо более чувствителен к флуктуациям основных рабочих параметров (ток и температура), а для подавления светового сдвига требуется еще больший уровень мощности СВЧ-сигнала.

Кроме того, очевидной проблемой при использовании лазеров с поляризационной нестабильностью является тот факт, что эти негативные эффекты в каждом лазерном образце проявляются по-разному, поэтому выработать единый метод борьбы с ними на данный момент (в силу отсутствия достаточного понимания всех механизмов, приводящих к наблюдаемым эффектам) не представляется возможным.

Таким образом, по итогам исследования эффекта поляризационной нестабильности в VCSEL, можно сделать однозначный вывод, что из-за двухмодового режима генерации в режиме модуляции тока лазеры с такими свойствами не следует применять в стандартах частоты на основе эффекта КПН. Тем не менее, гипотетически возможно использование некоторых определенных образцов при тщательном подборе рабочих параметров.

### 3.5. Основные результаты главы

Сформулированы требования к спектру VCSEL в режиме СВЧ-модуляции его тока накачки для работы КПН-стандарта частоты. Спектр должен обладать:

- максимально достижимой степенью симметрии;
- минимально достижимой амплитудой несущей компоненты;
- суммарной оптической мощностью старших спектральных компонент ( $k \geq 2$ ), сравнимой или превышающей мощность несущей и первых боковых компонент.

Для количественной оценки возможности подавления светового сдвига выведено условие на амплитуды спектральных компонент для тонкого и толстого оптических слоев.

Проведено исследование эффективности СВЧ-модуляции VCSEL. Экспериментально подтверждено, что теоретический подход, основанный на уравнениях Максвелла позволяет корректно описать спектральный состав и зави-

симось эффективность модуляции лазеров от уровня постоянного тока для различных частот модуляции.

Обнаружено, что в общем случае спектр VCSEL в режиме СВЧ-модуляции асимметричен, и степень асимметрии зависит от постоянного уровня тока накачки. Наиболее симметричный спектр наблюдается вблизи тока, соответствующему максимуму эффективности СВЧ-модуляции.

Исследована поляризационная нестабильность излучения лазеров. Продемонстрировано, что при недостаточном подавлении побочной поляризационной моды, возможно периодическое изменение поляризации генерирующей моды на ортогональную под действием оптической обратной связи. Показано, что изменение уровня модулирующего СВЧ-сигнала или рабочей температуры лазера приводит к увеличению области сосуществования двух поляризационных мод, что приводит к невозможности использования лазера с такими характеристиками в составе КПН-стандарта частоты.

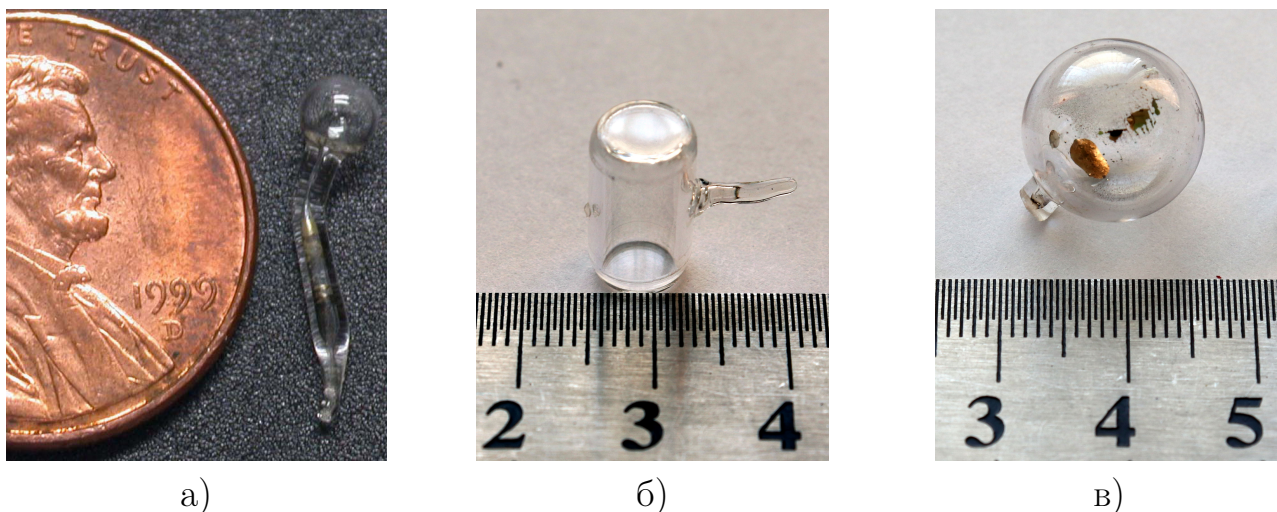
## Глава 4. Атомные ячейки, наполненные щелочным металлом и буферными газами

### 4.1. Общие сведения

Для работы с квантовыми объектами, такими как атомы, необходимо изолировать их от воздействий внешней среды. Простейшим способом изоляции атомов щелочных металлов, которые чрезвычайно активно реагируют с кислородом, является помещение их в герметичную вакуумированную кювету, изготовленную из химически стойкого материала, прозрачного для излучения. Такая кювета называется атомной ячейкой. Чаще всего, ячейки изготавливаются из определенных типов стекла (например, боросиликатного) или кремния. Атомные ячейки во многом определяют конечные характеристики стандарта частоты, поэтому их производству и наполнению уделяется большое внимание.

Традиционно, атомные ячейки производятся стеклодувным методом, и в настоящее время они могут быть использованы для большинства спектроскопических исследований. Эффективность и качество этой технологии, тем не менее, заметно снижаются, если требуется значительно уменьшать размеры производимой ячейки. Хотя ячейку с рабочей областью миллиметрового размера можно изготовить таким методом (например, в работе [93] использовалась сферическая ячейка диаметром около 3 мм и толщиной стенки 0.2-0.3 мм), неизбежной издержкой технологии является наличие у ячейки отпаечного штенгеля, длина которого часто превышает диаметр самой рабочей области (рис. 4.1, *а*, *б*). Существуют способы значительно сократить длину штенгеля уже после изготовления ячейки (рис. 4.1, *в*) путем обрезки или шлифовки, но полностью убрать его невозможно из-за высокого риска разгерметизации объема ячейки. Таким образом, габаритные размеры стеклодувной ячейки всегда определяются ее «побочными» частями. Этот факт, а также сложность точного воспроизведения размеров делают ячейки, произведенные стеклодувным методом, неприменимыми в составе серийно выпускаемых малогабаритных приборов.

В настоящее время, в силу всё возрастающих требований к габаритам и оптическому качеству ячеек для миниатюрных часов, традиционная стеклодувная технология уступает более совершенным технологическим процессам.



а)

б)

в)

*Рис. 4.1. Ячейки, изготовленные стеклодувным методом.*

*а) – штенгель используется в качестве резервуара для щелочного металла [93]; б) – смешанная технология: лазерная сварка окошек со стеклодувной приваркой и запайкой штенгеля; в) – штенгель ячейки укорочен механически; б, в произведены в Лаборатории стандартов частоты ФИАН.*

Одним из них, наиболее часто применяемым для создания микро-ячеек в составе чип-размерных атомных часов (CSAC - chip-scale atomic clock), является анодная диффузионная сварка [94]. Также применяются такие технологии, как оптический контакт, фриттинг и лазерная сварка и герметизация [95–99]. Фотография ячеек, произведенные последним из указанных методов в Лаборатории стандартов частоты ФИАН (Чучелов Д.С.), приведены на рис. 4.2. Использовался CO<sub>2</sub>-лазер, длина волны излучения 10.6 мкм.



*Рис. 4.2. Ячейки, изготовленные методом лазерной сварки и герметизации.*

Время жизни когерентной суперпозиции, в которой находятся «плененные» атомы, т.е. обратная ширина КПН-резонанса, определяется, в первую оче-

редь, столкновениями со стенкой ячейки. При соударении со стенкой, состояние атома меняется: он «выпадает» из непоглощающей излучение суперпозиции и не участвует более в формировании темного резонанса. Чем большее количество атомов одновременно находятся в суперпозиции, тем больше амплитуда резонанса.

Для уменьшения негативного эффекта столкновений атомов со стенкой ячейки используют два распространенных метода: антирелаксационные покрытия стенок ячейки или напуск в нее буферных газов. Антирелаксационные покрытия смягчают соударение атомов со стенкой: для смены состояния атому потребуется от сотен до десятка тысяч (в зависимости от материала покрытия и рабочей температуры) соударений со стенкой. Из-за столкновений с атомами или молекулами БГ атом, вместо свободного пролета к стенке, медленно диффундирует к ней. При этом, столкновения атома щелочного металла с БГ приводят к смене состояния атома примерно с такой же вероятностью, как столкновения с материалом антирелаксационного покрытия.

Каждый из упомянутых методов имеет как достоинства, так и недостатки. Главным недостатком антирелаксационных покрытий для применения их в миниатюрных ячейках является сложность изготовления и нанесения покрытия и, чаще всего, его неустойчивость к высоким температурам. В настоящее время существует лишь небольшое количество материалов покрытий, способных выдерживать температуры выше  $60 - 70$  °C [100], в то время как требуемые в малогабаритных стандартах частоты температуры могут достигать  $100$  °C. Кроме этого, при столь высоких температурах антирелаксационный эффект от покрытия значительно снижается. Также показано [101], что антирелаксационные покрытия могут оказывать существенное влияние на частоту КПН-резонанса при изменении температуры ячейки.

Буферные газы, сталкиваясь с атомами щелочного металла, также оказывают существенное влияние на частоту опорного КПН-резонанса из-за возмущения атомных электронных оболочек. Из-за наличия в ячейке БГ, помимо изменения частоты резонанса, пропорционального давлению, возникает также и значительная температурная зависимость частоты (см. далее, раздел 4.2), что является дополнительной сложностью при разработке любых квантовых сенсоров на основе спектроскопии щелочных металлов. Однако, такая температурная зависимость частоты опорного резонанса может быть сильно подавлена

за счет использования смеси БГ, имеющих разные знаки температурных коэффициентов. Еще один недостаток БГ – столкновительное уширение и смещение оптической линии, чего не происходит в случае использования антирелаксационных покрытий.

Несмотря на имеющиеся недостатки, в настоящее время для увеличения времени жизни когерентной суперпозиции в миниатюрных ячейках чаще всего используют БГ в силу меньших технологических сложностей производства. В этой работе в качестве БГ использовались Ag и N<sub>2</sub>. Заготовки исследуемых ячеек изготавливались методом лазерной сварки, а герметизация происходила как стеклодувным методом, так и с помощью лазерного излучения. Ячейки, герметизированные первым методом, изготавливались для исследований влияния БГ на частоту резонанса, а вторым – для использования в составе макета стандарта частоты. Такое разделение использовалось из-за главного недостатка технологии лазерной герметизации: во время герметизации из-за сильного локального нагрева стеклянной заготовки происходит истечение из неё как металла, так и буферных газов. Вследствие этого, реальные парциальные давления газов, оставшихся в ячейке, отличаются от изначально напущенных в вакуумную систему – номинальных – значений. Метод учета истечения буферных газов будет обсуждаться ниже.

#### 4.2. Температурная зависимость частоты КПН-резонанса в ячейке, наполненной буферными газами.

Зависимость частоты КПН-резонанса в атомах щелочного металла от температуры ячейки при наличии одного буферного газа можно описать следующим выражением [102]:

$$\nu(T) = \nu_0 + P(\beta_0 + \delta_0\Delta T + \gamma_0\Delta T^2), \quad (4.1)$$

где  $\Delta T = T - T_0$ ,  $T_0$  – опорная температура,  $\nu_0$  – невозмущенная излучением и другими факторами частота КПН-резонанса, соответствующая частоте метрологического перехода в атомах щелочного металла ( $\nu_0 = 6\,834\,682\,611$  Гц для <sup>87</sup>Rb),  $P$  – давление газа,  $\beta, \delta, \gamma$  – коэффициенты, присущие каждому конкрет-

ному сочетанию буферного газа и щелочного металла, измеренные при температуре  $T_0$ .

Обычно, изменение частоты КПН-резонанса при изменении температуры на один градус (при фиксированном давлении) на несколько порядков меньше, чем изменение частоты, вызванное изменением давления БГ на один Торр (при фиксированной температуре). Это соотношение определяется значениями температурных коэффициентов  $\delta, \gamma$  и коэффициента по давлению  $\beta$ . К примеру, для пары  $^{87}\text{Rb-N}_2$  коэффициент  $\beta = 543.5 \pm 5.5$  Гц/Торр, а  $\delta = 0.535 \pm 0.005$  Гц/Торр/°С (средние значения по совокупности работ) [102]. Коэффициент  $\gamma$ , основываясь на данных [103], составляет  $-0.0013$  Гц/Торр/°С<sup>2</sup>. Однако, данных по значениям температурных коэффициентов для различных газов немного, кроме того, они сильно различаются в силу того, что в различных работах не упоминается, относительно какой опорной температуры производились расчеты. Все это затрудняет возможность использования литературных значений в работе.

Как уже упоминалось выше, существуют газы как с положительным, так и с отрицательным линейным температурным коэффициентом  $\delta$ , однако квадратичный коэффициент  $\gamma$  всегда отрицательный. Подобрав газы и их парциальные давления, можно скомпенсировать линейные температурные сдвиги, и зависимость частоты от температуры будет определяться только суммой квадратичных вкладов выражения (4.1).

В случае, если в ячейке находится смесь из двух БГ, то выражение (4.1) изменяется следующим образом: вместо  $P$  используется  $P_t = P_1 + P_2$  – суммарное давление обоих газов, а коэффициенты  $\beta, \delta, \gamma$  преобразуются в  $\beta', \delta', \gamma'$  согласно

$$\begin{aligned}\beta' &= (\beta_1 + r\beta_2)/(1 + r), \\ \delta' &= (\delta_1 + r\delta_2)/(1 + r), \\ \gamma' &= (\delta_1 + r\delta_2)/(1 + r),\end{aligned}\tag{4.2}$$

где индексы 1,2 при коэффициентах означают номер газа (1) или (2),  $r = P_2/P_1$  – отношение парциальных давлений БГ. Коэффициенты  $\beta', \delta', \gamma'$  также определяются относительно заданной опорной температуры.



Таким образом, для зануления линейного температурного сдвига частоты КПН-резонанса, необходимо с достаточной точностью знать коэффициенты  $\delta$  для двух газов и иметь возможность задавать их парциальные давления. К сожалению, в настоящее время точные и согласованные данные для многих газов и щелочных металлов отсутствуют в литературных источниках. Наиболее полная и актуальная информация о коэффициентах для Ar и N<sub>2</sub> относительно <sup>87</sup>Rb приведена в книге [104] тридцатилетней давности, табл. 4.1, из чего следует необходимость проверки и, по возможности, уточнения коэффициентов. Кроме того, точное определение парциальных давлений буферных газов в миниатюрных ячейках, герметизированных лазерным излучением, является самостоятельной задачей.

Газ	$\beta$ , Гц/Торр	$\delta$ , Гц/Торр/°С	$\gamma$ , Гц/Торр/°С <sup>2</sup>
Ar	-59.7	-0.32	-0.00035
N <sub>2</sub>	546.9	0.55	-0.0015

Табл. 4.1. Значения коэффициентов  $\beta, \delta, \gamma$  для Ar и N<sub>2</sub> [104].

#### 4.2.1. Определение коэффициентов по давлению и температуре для аргона и азота.

Был проведен эксперимент по определению коэффициентов  $\beta, \delta, \gamma$  для Ar и N<sub>2</sub>. Для этого было изготовлено восемь калибровочных ячеек, герметизированных стеклодувным способом (вид готовой ячейки представлен на рис. 4.1, б). Четыре ячейки были наполнены аргоном Ar (29.8, 29, 60, 60 Торр) и четыре – азотом N<sub>2</sub> (30, 29.7, 60, 59.7 Торр). Значения давления в ячейках принимаются равными давлению в вакуумной системе на момент герметизации ячейки. Давление в вакуумной системе измерялось с помощью высокоточного манометра MKS Baratron с погрешностью менее 1% от измеряемого и пределом измерения 0.1 Торр. Для каждой ячейки были получены зависимости частоты КПН-резонанса от температуры, типичный вид которых для обоих газов приведен на рис. 4.3.

Из рисунка видно, что основные тенденции зависимости сходятся с полученными из литературы данными: аргон обладает отрицательными коэффициентами как по давлению, так и по температуре, азот – положительными.

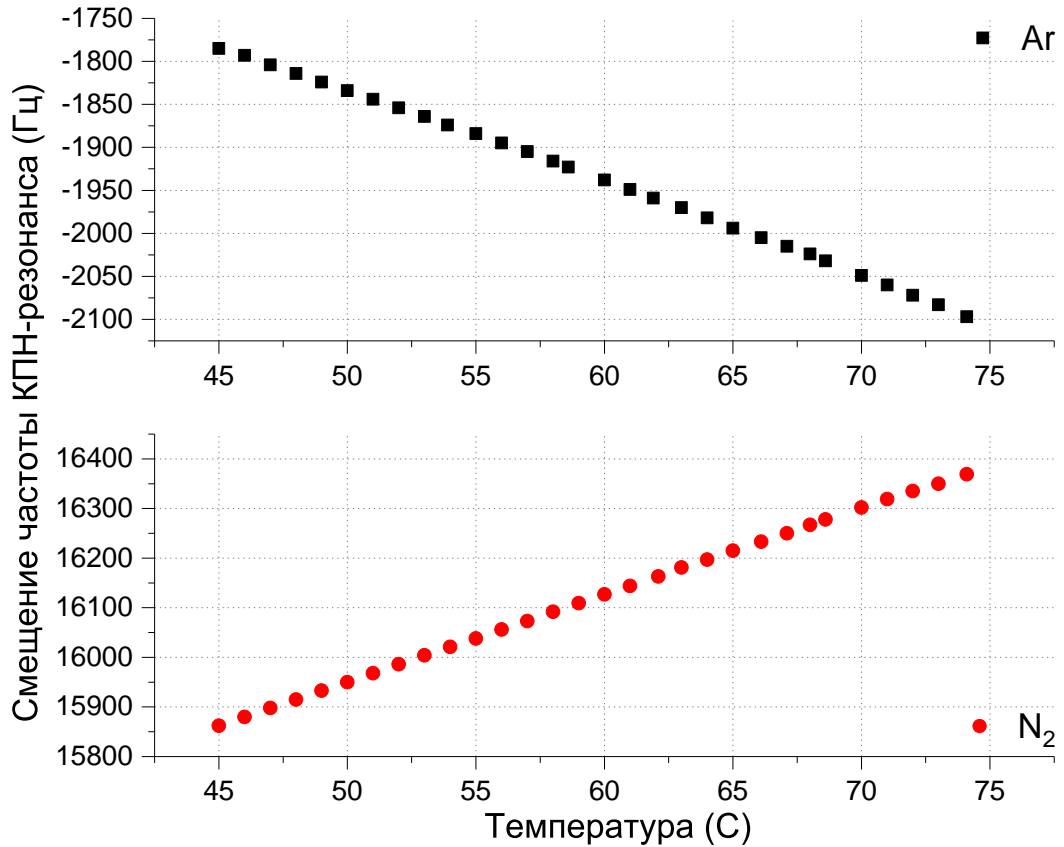


Рис. 4.3. Зависимости частоты КРН-резонанса от температуры для калибровочных ячеек с одним газом. Черные квадраты – 30 Торр Ar, красные круги – 29 Торр N<sub>2</sub>. По вертикальной оси отложено смещение частоты от её невозмущенного значения  $\nu_0$ .

Величина коэффициента по давлению аргона значительно меньше, чем азота, линейные температурные коэффициенты одного порядка величины. Квадратичная зависимость в столь малом диапазоне температур не прослеживается, поэтому, для вычисления  $\beta$ ,  $\delta$  была использована аппроксимация линейной зависимостью вида

$$y(x) = a + bx, \quad (4.3)$$

что соответствует

$$\nu(T) - \nu_0 = P(\beta + \delta(T - T_0)),$$

где  $T_0 = 60^\circ\text{C}$ . Значение опорной температуры  $T_0$  было выбрано таким образом, чтобы без дополнительных расчетов иметь возможность сравнить экспериментальные значения с приведенными в табл. 4.1. Таким образом, полученные из эксперимента линейный  $b$  и свободный  $a$  члены зависимости, деленные на известное значение давления в ячейке, дают  $\delta$  и  $\beta$ , соответственно. Результаты

Азот					Среднее	Ср.кв.откл.
$\beta$ , Гц/Торр	562.4	556	560.9	561.6	560.2	2.9
$\delta$ , Гц/Торр/°С	0.614	0.605	0.606	0.608	0.608	0.004
Аргон					Среднее	Ср.кв.откл.
$\beta$ , Гц/Торр	-64.7	-63.4	-63.5	-64.7	-64.1	0.7
$\delta$ , Гц/Торр/°С	-0.358	-0.361	-0.363	-0.366	-0.362	0.003

Табл. 4.2. Найденные значения коэффициентов  $\beta, \delta$  для Ar и N<sub>2</sub> для каждой калибровочной ячейки, их среднее и средне-квадратичное отклонение.

для каждой ячейки приведены в таблице 4.2, конечные значения коэффициентов равны:

$$\begin{aligned}\beta_{Ar} &= -64.1 \pm 0.7 \text{ Гц/Торр}, \quad \delta_{Ar} = -0.362 \pm 0.003 \text{ Гц/Торр/}^\circ\text{С}, \\ \beta_{N_2} &= 560.2 \pm 2.9 \text{ Гц/Торр}, \quad \delta_{N_2} = 0.608 \pm 0.004 \text{ Гц/Торр/}^\circ\text{С}.\end{aligned}$$

Полученные результаты отличаются от приведенных в табл. 4.1 не более, чем на 13%. Отметим высокую воспроизводимость полученных коэффициентов для разных ячеек. Возможным фактором, искажающим полученные результаты, может быть остаточный световой сдвиг, который при регистрации частоты расщепления основного состояния <sup>87</sup>Rb посредством эффекта КПН не может быть полностью подавлен или зафиксирован во всем температурном диапазоне. Остаточный световой сдвиг возникает из-за того, что по мере увеличения температуры ячейки возрастает поглощение резонансных первых боковых компонент спектра лазера. Следовательно, например, если при низкой температуре спектр подобран таким образом, чтобы компенсировать суммарный световой сдвиг, то при более высокой температуре суммарный сдвиг уже будет отрицательным. Для подавления этого негативного эффекта все зависимости снимались при минимально возможной интенсивности излучения (около 80 мкВт/см<sup>2</sup>). При этом, величина погрешностей коэффициентов, полученных в результате данного эксперимента, позволяет использовать их в дальнейшей работе.

#### 4.2.2. Определение суммарного и парциальных давлений буферных газов в атомных ячейках, герметизированных методом лазерной сварки.

При герметизации ячеек с помощью излучения  $\text{CO}_2$ -лазера, из-за сильного локального нагрева часть напускаемых БГ выбрасывается из ячейки. Отметим, что подобная проблема присутствует и при изготовлении ячеек методом анодной диффузии [94], часто применяемой при массовом производстве атомных ячеек. Отсутствие точной информации о наполнении ячейки ухудшает прогнозируемость ее характеристик, и, как следствие, характеристик всего стандарта частоты. Поэтому одной из задач, поставленных в данной работе, было определение реального наполнения ячеек, произведенных методом лазерной сварки и герметизации. Исследовались наполненные смесью Ar и  $\text{N}_2$  цилиндрические ячейки двух размеров: диаметром  $\varnothing=8$  мм, длиной  $L=15$  мм и  $\varnothing=5$  мм,  $L=8$  мм. Далее, для краткости, будем обозначать их как  $8 \times 15$  мм и  $5 \times 8$  мм. Толщина стенки в обоих случаях составляла 0.7 мм.

В случае использования смеси БГ для определения парциальных давлений компонентов можно использовать температурную зависимость частоты КПН-резонанса [102]. Для этого требуется получить экспериментальную зависимость частоты КПН-резонанса от температуры для исследуемой ячейки и знать коэффициенты  $\beta$  и  $\delta$  для каждого из используемых газов. Тогда, парциальные давления газов  $P_1$  и  $P_2$ , определяются следующим образом.

Результирующий сдвиг частоты складывается из частотных сдвигов, производимых каждым газом в отдельности. Это значит, что имеют место уравнения:

$$\begin{aligned}\beta' P_t &= \beta_1 P_1 + \beta_2 P_2, \\ \delta' P_t &= \delta_1 P_1 + \delta_2 P_t,\end{aligned}\tag{4.4}$$

где  $P_t = P_1 + P_2$  – суммарное давление газов. Левые части этих уравнений равны, соответственно,  $y(T_0)$  и  $b$  (см. выражение 4.3), получаемые из аппроксимации экспериментальных данных. Поделив оба уравнения (4.4) на  $P_1$ , учитывая,

что  $r = P_2/P_1$ , получим:

$$\begin{cases} y(T_0)/P_1 = \beta_1 + r\beta_2, \\ b/P_1 = \delta_1 + r\delta_2. \end{cases} \quad (4.5)$$

Данную систему необходимо привести к неизвестным  $r$  и  $P_t$ . Поделив первое уравнение на второе, введя параметр  $\alpha = y(T_0)/b = \beta'/\delta'$ , получим уравнение для нахождения  $r$ :

$$\alpha = \frac{\beta_1 + r\beta_2}{\delta_1 + r\delta_2}. \quad (4.6)$$

В первом уравнении (4.5), выразив  $P_1$  через  $P_t$  и  $r$ , получим уравнение для  $P_t$ :

$$y(T_0) = \frac{P_t}{1+r}(\beta_1 + r\beta_2). \quad (4.7)$$

Выражая  $r$  из (4.6) и  $P_t$  из (4.7), получим решение:

$$\begin{cases} r = \frac{(\alpha\delta_1 - \beta_1)}{\beta_2 - \alpha\delta_2}, \\ P_t = y(T_0) \frac{1+r}{\beta_1 + r\beta_2}. \end{cases} \quad (4.8)$$

Выражения (4.8) позволяют вычислить отношение парциальных давлений двух используемых газов, их суммарное и парциальные давления с помощью данных, получаемых из экспериментальной зависимости частоты КПН-резонанса от температуры. Приведем примеры типичных температурных зависимостей.

#### **Ячейка #12\_12.07.17 – избыток аргона**

Характеристики ячейки:  $P_{t\_nom}=36$  Торр,  $r_{nom}=1.72$ . Индексом  $nom$  отмечаются номинальные значения, значения без этого индекса – рассчитанные из экспериментальной зависимости частоты КПН-резонанса от температуры. Здесь и далее под соотношением  $r$  полагается отношение  $P_{Ar}/P_{N_2}$ . Полученные экспериментальные данные и уравнение аппроксимирующей зависимости приведены на рис. 4.4. Поскольку в ячейках со смесью газов линейный температурный коэффициент может быть значительно подавлен, аппроксимация проводилась квадратичной зависимостью. На рисунках 4.4, 4.5, 4.6 по вертикальной оси отложено смещение частоты от ее невозмущенного значения  $\nu - \nu_0$ .

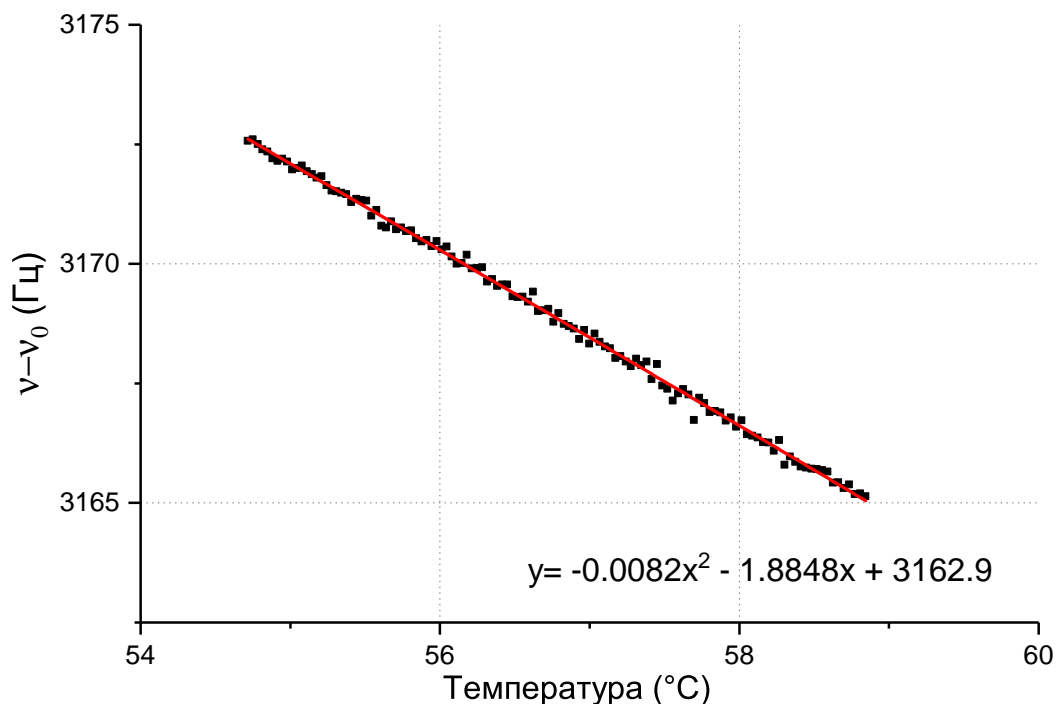


Рис. 4.4. Зависимость частоты КПН-резонанса от температуры для ячейки #12\_12.07.17.

Черные квадраты – экспериментальные точки, красная сплошная линия – аппроксимация.

Исходя из наблюдения отрицательного линейного коэффициента, можно даже до расчетов сделать вывод о преобладании в данной ячейке аргона. Такая зависимость означает, что вершина температурной параболы расположена далеко слева по горизонтальной оси – в области низких температур. Расчет по формулам (4.8) дает значения  $P_t=25.9$  Торр,  $r=2.35$ , подтверждая этот вывод. Расчетное суммарное давление в данной ячейке оказывается примерно на 30% меньше номинального, что обусловлено описанным выше эффектом истекания газа из ячейки. Различие в отношении парциальных давлений (расчетное в 1.4 раза превосходит номинальное) может говорить о некачественном перемешивании газов, которое производится непосредственно перед напуском их в ячейку.

#### **Ячейка #10\_27.12.17 – избыток азота**

Характеристики ячейки:  $P_{t\_nom}=19$  Торр,  $r_{nom}=1.41$ . Полученные экспериментальные данные и уравнение аппроксимирующей зависимости приведены на рис. 4.5. Как видно из рисунка, это еще один пример не самого удачного изготовления ячейки. На этот раз зависимость также практически линейная, но с положительным коэффициентом, что означает преобладание азота. Вершина параболы теперь расположена далеко справа по горизонтальной оси – в обла-

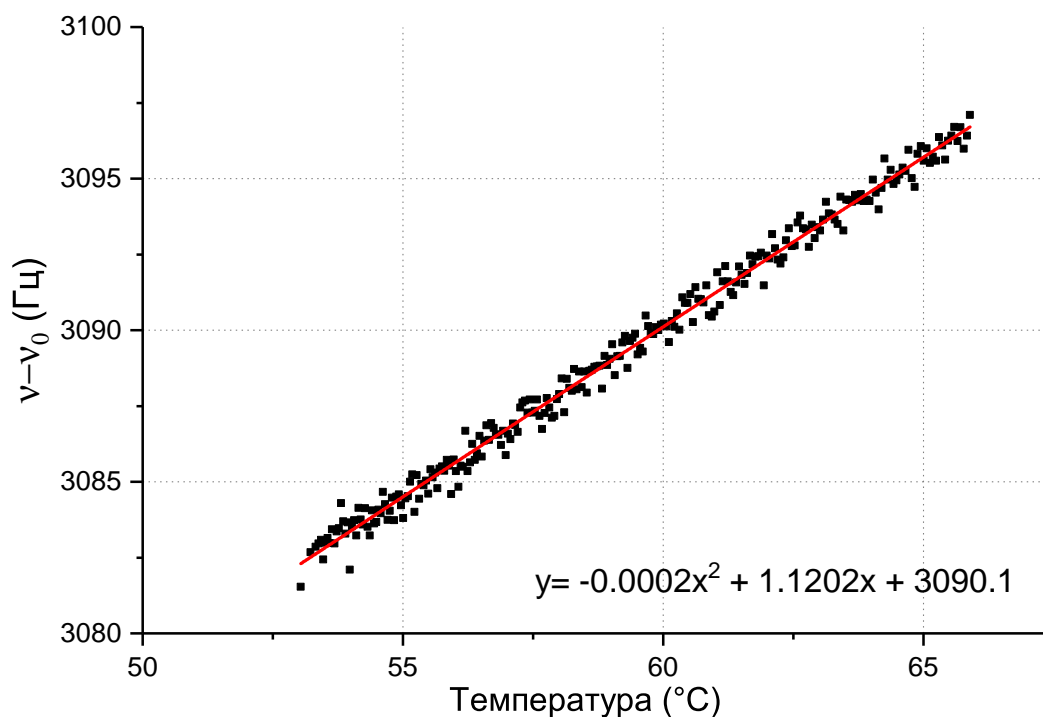


Рис. 4.5. Зависимость частоты КПН-резонанса от температуры для ячейки #10\_27.12.17.

сти более высоких температур. Расчет дает следующие значения:  $P_t=14$  Торр,  $r=1.2$ . Отличие расчетного суммарного давления от номинального чуть меньше, чем в предыдущем случае, но тоже находится на уровне 30%. Различие в  $r$  составляет 25%, что заметно лучше ячейки #12\_12.07.17, объясняется оно, вероятно, тем же самым фактором.

#### **Ячейка #2\_29.11.17 – оптимальное соотношение газов**

Характеристики ячейки:  $P_{t\_nom}=78$  Торр,  $r_{nom}=1.52$ . Полученные экспериментальные данные и уравнение аппроксимирующей зависимости приведены на рис. 4.6. В данном случае линейный коэффициент сильно подавлен (более, чем на порядок, по сравнению с вышеупомянутыми ячейками) и явно проявляется квадратичная зависимость. Расчет давления дает  $P_t=56.9$  Торр,  $r=1.69$ , что соотносится с номинальными значениями примерно так же, как в предыдущих случаях. Из уравнения аппроксимирующей кривой следует, что вершина параболы соответствует 59.5 °C.

Приведенные примеры наглядно демонстрируют, как сильно зависит степень подавления линейного температурного коэффициента и, как следствие, положение вершины параболы, от значения соотношения парциальных давлений газов  $r$ : изменение соотношения на 30% увеличивает линейный коэффициент по меньшей мере на порядок. Смещение вершины на 1°C происходит при изме-

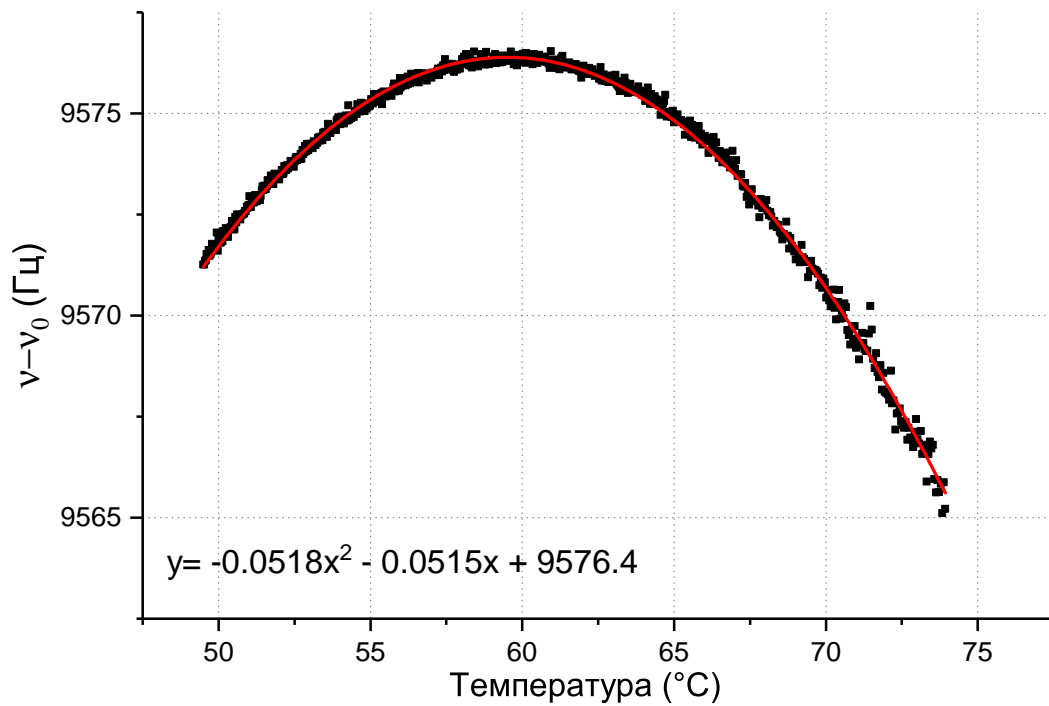


Рис. 4.6. Зависимость частоты КПН-резонанса от температуры для ячейки #2\_29.11.17.

нении соотношения на уровне 0.01 (например, соотношение 1.69 соответствует вершине при  $59.5^{\circ}\text{C}$ , а соотношение 1.68 – при  $60.4^{\circ}\text{C}$ ).

Всего было исследовано около двух десятков ячеек каждого из указанных размеров. Приведем данные для десяти ячеек размера  $8 \times 15\text{мм}$  (табл. 4.3) и десяти ячеек размера  $5 \times 8\text{мм}$  (табл. 4.4).

№	$P_{t\_nom}$	$r_{nom}$	$P_t$	$r$	$P_t/P_{t\_nom}$	$r/r_{nom}$
1	36	1.72	25.9	2.35	0.72	1.37
2	48	1.59	34.6	1.67	0.72	1.05
3	78	1.52	57.9	1.68	0.74	1.11
4	78	1.52	56.9	1.69	0.73	1.11
5	54	1.51	34.6	1.53	0.64	1.01
6	54	1.51	39.5	1.57	0.73	1.04
7	19	1.41	14	1.2	0.74	0.85
8	72	1.43	58	1.62	0.81	1.13
9	72	1.43	54.4	1.53	0.76	1.07
10	74	1.46	56	1.58	0.76	1.08
Среднее					0.73	1.08

Табл. 4.3. Номинальные и экспериментально определенные характеристики наполнения ячеек размера  $8 \times 15\text{мм}$ .

По приведенным результатам исследования ячеек можно сделать следующие выводы. Как и предполагалось, при герметизации ячеек методом лазерной



№	$P_{t\_nom}$	$r_{nom}$	$P_t$	$r$	$P_t/P_{t\_nom}$	$r/r_{nom}$
1	114	1.47	61.5	1.63	0.54	1.11
2	105	1.35	58.6	1.47	0.56	1.09
3	105	1.35	55.3	1.45	0.53	1.07
4	133	1.35	69.2	1.45	0.52	1.07
5	133	1.35	71.5	1.47	0.54	1.09
6	133	1.35	72.3	1.46	0.54	1.08
7	170	1.35	89.8	1.43	0.53	1.06
8	45	1.41	20.6	1.46	0.46	1.04
9	56	1.41	27.3	1.52	0.49	1.08
10	89	1.41	43.2	1.53	0.49	1.09
Среднее					0.52	1.08

Табл. 4.4. Номинальные и экспериментально определенные характеристики наполнения ячеек размера  $5 \times 8$  мм.

сварки часть напущенных БГ выносятся из ячейки. Таким образом, давление в герметизированной ячейке всегда оказывается меньше номинального. В случае ячеек  $8 \times 15$  мм, в среднем теряется  $27 \pm 4\%$  от номинального давления, а для ячеек  $5 \times 8$  мм –  $48 \pm 3\%$ . Отметим, что относительные вариации величины выброса от ячейки к ячейке в основном не превышают 10%. Большой выброс газа для ячеек  $5 \times 8$  мм обусловлен тем, что при герметизации разогреву оказывается подвержен большой относительный объем ячейки. Для производства ячеек с заданным давлением БГ, полученные значения выброса должны быть учтены при расчете давления напускаемых газов.

Величину выброса можно уменьшить, если тщательнее подобрать технологические параметры или модернизировать технологию герметизации в целом.

Расчеты соотношений парциальных давлений газов показали одинаковые результаты для обоих типов ячеек: в среднем, заданное соотношение изменяется на 8% в сторону увеличения доли аргона. Это может быть связано с тем, что аргон напускается в первую очередь, и, как было упомянуто выше, с тем, что в созданной вакуумной системе тщательное перемешивание газов не было предусмотрено. Время конвекционно-диффузионного перемешивания составляет порядка 15 минут и ограничено возможным натеканием газов, загрязняющих внутреннюю атмосферу ячейки.

### 4.3. Исследование и оптимизация характеристик КПН-резонанса в малогабаритных атомных ячейках

#### 4.3.1. Алгоритм оптимизации

Из выражения для стабильности частоты КПН-стандарта (1.12) следует, что критически важными характеристиками КПН-резонанса являются его ширина и контраст: требуется максимизация отношения контраста к ширине, т.е. максимальный параметр качества резонанса  $q$  (см. п. 1.1.1). Эти характеристики зависят от скорости релаксации когерентности, то есть, с точки зрения производства ячеек, от суммарного давления напущенных БГ. Также, они зависят от рабочей температуры ячейки и интенсивности излучения [37].

На больших временах стабильность частоты КПН-стандарта может ухудшаться, что происходит, в первую очередь, в результате флуктуаций или дрейфа температуры (как ячейки, так и лазера) и интенсивности излучения. Для улучшения долговременной стабильности необходимо минимизировать температурную зависимость частоты КПН-резонанса, которая, как было показано выше, определяется как суммарным давлением БГ  $P_t$ , так и соотношением их парциальных давлений  $r$ . Кроме того, необходимо подавить световой сдвиг частоты КПН-резонанса путем подбора корректного спектра, то есть, мощности СВЧ-сигнала.

Из сказанного следует, что параметрами системы, влияющими на стабильность частоты КПН-резонанса являются: суммарное давление БГ, соотношение парциальных давлений БГ, рабочая температура атомной ячейки, интенсивность лазерного излучения и мощность СВЧ-сигнала. Для достижения наилучших значений девиации Аллана следует найти значения перечисленных параметров, при которых достигаются оптимальные во всех отношениях характеристики КПН-резонанса.

Задача оптимизации характеристик КПН-резонанса довольно сложна в силу большого количества параметров, а также в силу того, что часто для улучшения отдельных характеристик резонанса к параметрам предъявляются диаметрально противоположные требования. К примеру, уже упомянутый эффект влияния давления БГ на световой сдвиг: для наиболее узкого резонан-

са может требоваться давление, при котором световой сдвиг не может быть полностью подавлен.

Для оптимизации характеристик КПН-резонанса производимых атомных ячеек был предложен следующий алгоритм:

1. Определить зависимость темновой ширины (без учета полевого уширения) резонанса от суммарного давления буферных газов.
2. Получить зависимость контраста резонанса от температуры ячейки; определить величину максимального контраста.
3. Повторив п.2 для ячеек с разным суммарным давлением БГ, получить зависимость максимального контраста резонанса от суммарного давления буферных газов.
4. Найти зависимость отношения максимального контраста к темновой ширине от суммарного давления; определить давление  $P_{opt}$ , соответствующее максимуму зависимости.
5. Для ячейки с суммарным давлением БГ, равным  $P_{opt}$ , при фиксированной интенсивности излучения получить зависимость контраста от температуры, из нее определить максимальный контраст  $C_{max}$  и соответствующую ему температуру; определить полную (с учетом полевого уширения) ширину резонанса  $\Delta\nu$ .
6. Повторив п.5 для нескольких значений интенсивности, получить зависимость отношения  $C_{max}/\Delta\nu$  от интенсивности излучения. Определить значение интенсивности  $I_{opt}$ , при котором отношение максимально; зафиксировать температуру  $T_{opt}$ , при которой максимален контраст для значения интенсивности  $I_{opt}$ .
7. Подобрать или рассчитать соотношение парциальных давлений БГ  $r_{opt}$  таким образом, чтобы вершина квадратичной температурной зависимости совпадала с  $T_{opt}$ .

С помощью предложенного алгоритма для заданных размера и формы ячеек можно оптимизировать четыре из пяти указанных выше рабочих параметров системы: суммарное давления БГ (пп. 1-4), температуру и интенсивность (пп. 5-6), парциальные давления БГ (п. 7). Параметр мощности СВЧ-сигнала не может быть оптимизирован в общем случае, поскольку он зависит от свойств каждого конкретного лазера.

Рассмотрим предложенный алгоритм подробнее.

### 4.3.2. Оптимизация суммарного давления буферных газов

Были исследованы цилиндрические атомные ячейки (13 шт.), герметизированные стеклодувным способом. Наполнение ячеек: смесь Ar и N<sub>2</sub> с суммарными давлениями от 5 до 230 Торр. Для каждой ячейки была снята зависимость ширины КПН-резонанса от мощности лазерного излучения при фиксированном диаметре лазерного пучка (около 3 мм). Температура для каждой ячейки подбиралась таким образом, чтобы амплитуда КПН-резонанса была близка к максимальной. Мощность СВЧ-модуляции во всех экспериментах данного раздела была выбрана так, чтобы первые боковые компоненты спектра имели максимальную амплитуду. Типичная зависимость ширины КПН-резонанса от мощности излучения представлена на рис. 4.7.

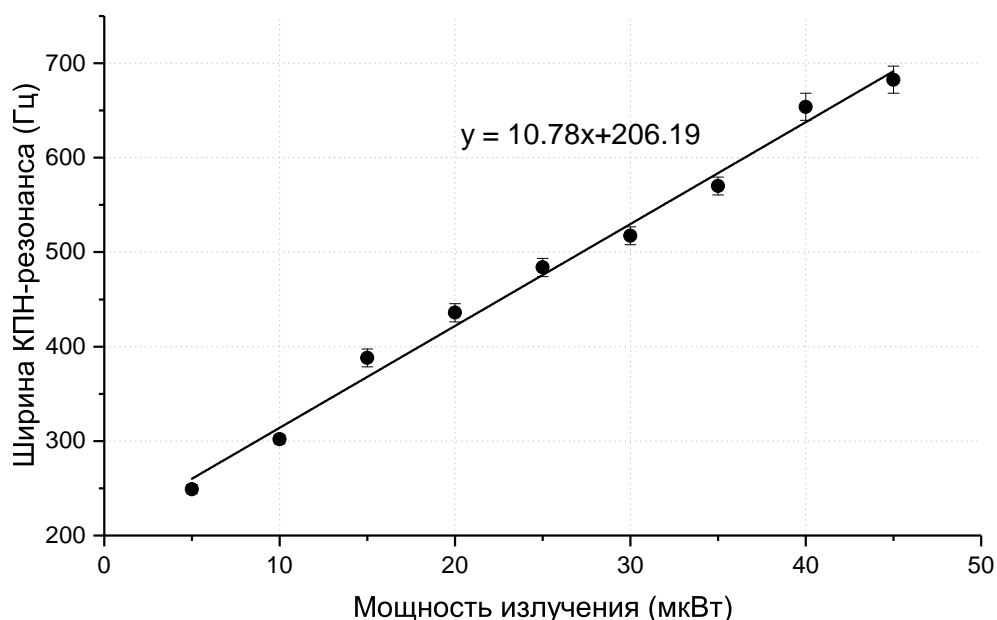


Рис. 4.7. Зависимость ширины КПН-резонанса от мощности излучения для ячейки с суммарным давлением БГ  $P_{tot} = 60$  Торр. На графике приведено уравнение линейной аппроксимации экспериментальных данных, свободный член уравнения соответствует темновой ширине резонанса.

Из аппроксимации экспериментальных точек линейной зависимостью для каждой ячейки было получено значение темновой ширины КПН-резонанса, то есть значение при нулевой световой мощности, в которое не дает вклад поленое уширение. После этого была построена зависимость темновой ширины КПН-резонанса от суммарного давления БГ в ячейке (рис. 4.8).

Темновую ширину КПН-резонанса определяют три вклада, связанные с потерей атомами когерентности: столкновения со стенкой ячейки, столкнове-

ния атомов щелочного металла с частицами БГ, а также столкновения атомов металла друг с другом (т.н. спин-обменное уширение) [104]. Полученные экспериментальные данные были сравнены с теоретическими зависимостями, описывающими эти процессы.

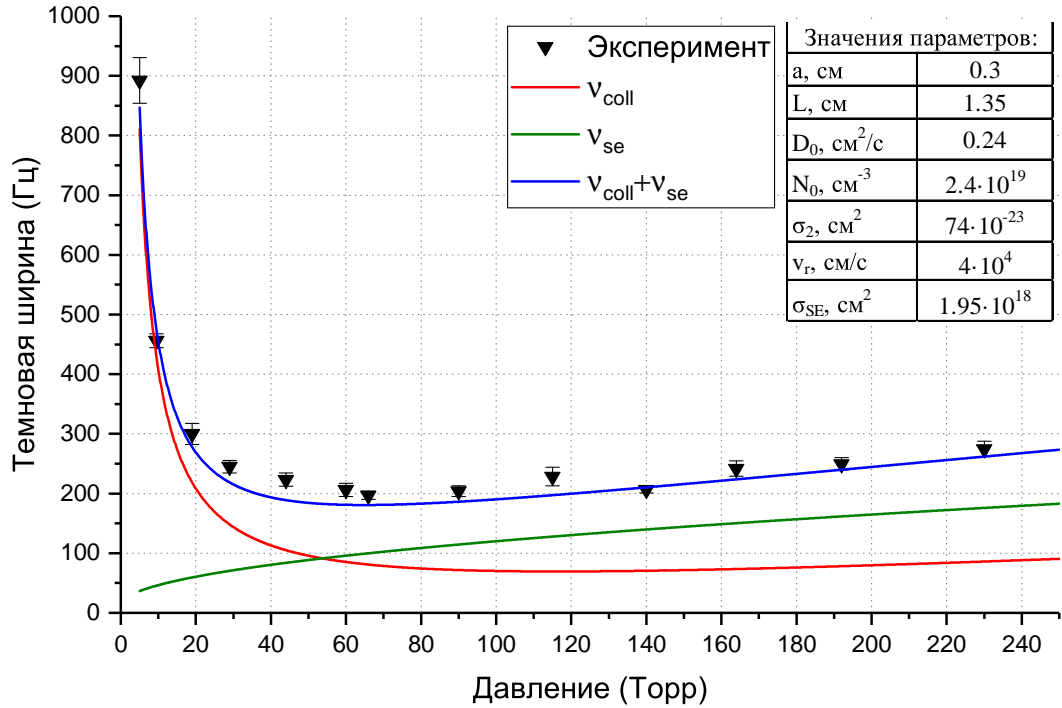


Рис. 4.8. Зависимость темновой ширины КПМ-резонанса от суммарного давления буферных газов в ячейке (черные треугольники). Линиями показаны теоретически рассчитанные вклады в ширину за счет столкновений со стенкой ячейки и частицами БГ (красная кривая), за счет спин-обменных столкновений (зеленая кривая) и их сумма (синяя кривая). В таблице приведены параметры для расчета.

Столкновения со стенкой и с частицами БГ для случая цилиндрической ячейки приводят к уширению вида:

$$\nu_{coll} = \left( \frac{2.405^2}{a^2} + \frac{\pi^2}{L^2} \right) \frac{D_0 P_0}{P} + N_0 v_r \sigma_2 P, \quad (4.9)$$

где  $P$  – давление буферных газов в ячейке,  $a$ ,  $L$  – радиус и длина цилиндрической ячейки (внутренние размеры, 3 мм и 13.5 мм соответственно),  $D_0$  – коэффициент диффузии при атмосферном давлении  $P_0$  (760 Торр),  $N_0$  – концентрация атомов (молекул) БГ при атмосферном давлении,  $\sigma_2$  – поперечное сечение столкновений, приводящих к потере ансамблем атомов когерентности;  $v_r = \sqrt{16k_B T / \pi m_{Rb}}$  – относительная скорость атомов щелочного металла, где  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $T$  – температура (К),  $m_{Rb}$  – масса атома.

Спин-обменное уширение описывается следующим образом [105]:

$$\nu_{SE} = \frac{1}{\pi} \frac{6I + 1}{8I + 4} v_r n_{Rb} \sigma_{SE}, \quad (4.10)$$

где  $I$  – ядерный момент (3/2 для  $^{87}\text{Rb}$ ),  $n_{Rb}$  – концентрация атомов металла при заданной температуре,  $\sigma_{SE}$  – сечение спин-обмена. Концентрация атомов Rb вычислялась по формуле  $n = p/k_B T$ , где давление дается как  $p = 10^{(7.193 - 4040/T)}$  [106].

Несмотря на то, что первые работы по определению коэффициентов диффузии  $D_0$  и сечений  $\sigma_2$  и  $\sigma_{SE}$  для различных газов и щелочных металлов относятся к середине прошлого столетия, в настоящее время в литературе приведены довольно разрозненные данные, из-за чего погрешность используемых в расчете параметров довольно высока. Опорные значения для  $D_0$  – [107, 108], для  $\sigma_2$  – [109–111], для  $\sigma_{SE}$  – [112]. Отметим, что поскольку ячейки были наполнены смесью газов аргона и азота, для расчета брались средние значения коэффициентов для этих двух газов.

Рис. 4.8 демонстрирует хорошее совпадение эксперимента с теорией. Изменение спин-обменного уширения по мере увеличения давления связано с тем, что для достижения максимальной амплитуды КПН-резонанса температура ячейки увеличивалась (см. рис. 4.13). Примечательно, что рост ширины резонанса в области высоких давлений БГ связан в первую очередь с увеличением спин-обменного вклада. Таким образом, положение оптимума для значения суммарного давления БГ определяется процессами диффузии и спин-обмена и для цилиндрических ячеек  $8 \times 15$  мм находится в диапазоне 40-70 Торр.

Аналогичные измерения и расчеты дают для ячеек размером  $5 \times 8$  мм минимум зависимости по давлению в области около 100 Торр.

Следующим этапом было исследование зависимостей контраста КПН-резонанса от температуры и суммарного давления буферных газов. Для каждой из имеющихся ячеек были получены зависимости амплитуды КПН-резонанса  $A$ , уровня фоновой засветки  $B$  и контраста резонанса  $C$  от температуры ячейки  $T$ , типичный их вид приведен на рис. 4.9. (На рисунках 4.9-4.12 вертикальные оси для каждой кривой выделены соответствующим цветом). Видно, что по мере увеличения температуры ячейки уровень фоновой засветки монотонно снижается, что связано с увеличением поглощения первых боковых компонент

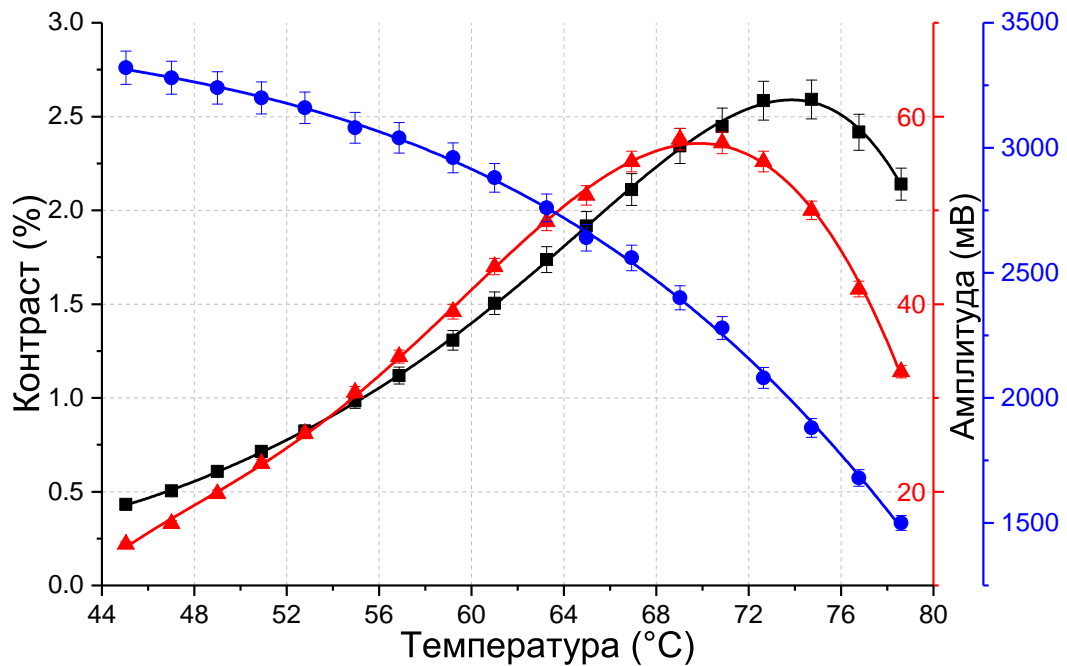


Рис. 4.9. Зависимости амплитуды КПН-резонанса (красные треугольники), уровня фоновой засветки (синие круги) и контраста резонанса (черные квадраты) от температуры ячейки. ( $P_t = 80$  Торр.)

спектра, формирующих КПН-резонанс. Амплитуда резонанса растет по мере увеличения температуры, достигает максимума, и вновь спадает. Это объясняется начальным увеличением числа атомов, формирующих суперпозиционное состояние, а уменьшение амплитуды происходит в результате чрезмерного поглощения излучения, т.е. уменьшением всего сигнала, регистрируемого на выходе из ячейки. Зависимость контраста также имеет максимум, смещенный относительно максимума амплитуды на 4-6 градусов в сторону больших температур.

Как было отмечено в подразделе 4.3.1, для достижения наилучшей стабильности необходимо получить максимальный фактор качества  $q$ . По определению, в факторе качества должна учитываться полная ширина резонанса, тем не менее, для определения положения зависимости максимума  $q$  от давления БГ полную ширину можно заменить темновой. Это допустимо потому, что при фиксированном значении полевого уширения, вид зависимости полной ширины КПН-резонанса от давления БГ останется таким же, как и для темновой, при этом она сместится вверх. Таким образом, вид зависимости отношения контраста к полной ширине (фактор  $q$ ) от давления БГ будет таким же, как и для отношения контраста к темновой ширине, только зависимость сместится вниз.

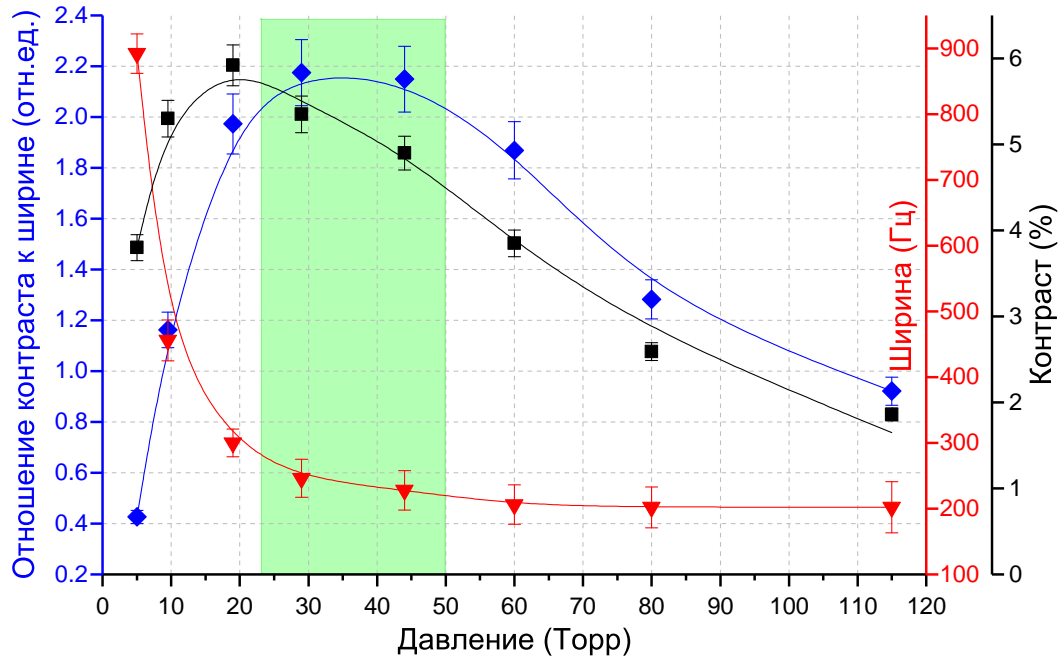


Рис. 4.10. Зависимости максимального контраста (черные квадраты), темновой ширины (красные треугольники) КПН-резонанса и их отношения (синие ромбы) от суммарного давления БГ. Зеленым цветом выделена область оптимальных давлений.

Из зависимостей вида рис. 4.9 находилось значения максимального контраста для каждой исследованной ячейки, тем самым была получена зависимость максимального контраста от давления БГ. После получения этой зависимости, была построена зависимость отношения максимального контраста к темновой ширине КПН-резонанса от суммарного давления БГ, рис. 4.10. Из графика видно, что наибольший контраст КПН-резонанса (около 6%) достигается при давлениях около 20 Торр, однако отношение контраста к ширине становится максимальным при давлении 35 Торр, а оптимальный по уровню 0.95 диапазон составляет 23-50 Торр. Исходя из выражения для кратковременной стабильности (1.12), где в знаменателе стоит  $q$ , именно этот диапазон суммарного давления буферных газов является оптимальным. Дальнейшее исследование проводилось с одной ячейкой из этого диапазона:  $P_{opt} = 29$  Торр. Отметим, что на данном этапе оптимизации зависимости  $C(T)$  для каждого давления БГ были получены при одном фиксированном значении интенсивности излучения, поэтому получаемые значения максимального контраста могут не совпадать со значением абсолютных максимумов для каждого значения давления БГ.



### 4.3.3. Оптимизация интенсивности излучения, рабочей температуры и отношения парциальных давлений буферных газов

Согласно предложенному алгоритму, дальнейшими шагами было исследование зависимостей контраста КПН-резонанса от температуры для нескольких значений интенсивности лазерного излучения. Интенсивность лазерного излучения варьировалась изменением мощности от 10 до 150 мкВт при фиксированном диаметре пучка, равном 3 мм. При этом в первых боковых компонентах спектра содержалось 55% от полной мощности излучения, что учитывалось в расчете интенсивности при построении зависимостей, рис. 4.11.

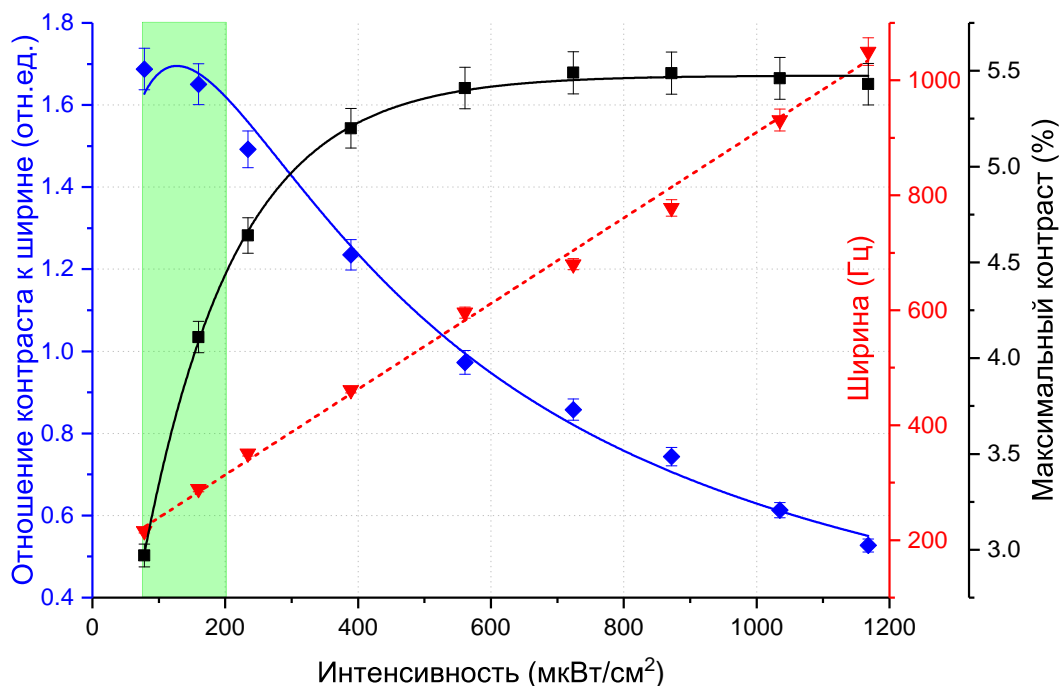


Рис. 4.11. Зависимости максимального контраста (черные квадраты), ширины резонанса (красные треугольники) и их отношения (синие ромбы) от интенсивности излучения. Суммарное давление БГ в ячейке – 29 Торр. Зеленым цветом выделена область оптимальных интенсивностей для данной ячейки.

Из рисунка видно, что по мере увеличения интенсивности контраст КПН-резонанса растет, выходит на постоянный уровень, а затем медленно начинает убывать. Падение контраста при слишком больших интенсивностях связано с сильной перекачкой атомов в ловушечное состояние  $m_F = +2$ . Ширина резонанса увеличивается линейно из-за полевого уширения. Зависимость отношения контраста к ширине имеет максимум в области интенсивности, равной 130 мкВт/см<sup>2</sup>, а оптимальный диапазон по уровню 0.95 составляет примерно

80-200 мкВт. При увеличении используемого давления (в рамках приведенного выше диапазона), оптимум по интенсивности будет несколько смещаться в сторону больших величин. Исходя из изменения коэффициента полевого уширения, соответствующему линейному коэффициенту в зависимости ширины КПН-резонанса от мощности излучения (рис. 4.7):  $k=14$  для 29 Торр,  $k=12$  для 45 Торр, оптимальная интенсивность вырастет не более, чем в 1.2 раза, т.е. составит около  $160 \text{ мкВт/см}^2$  для давления 45 Торр.

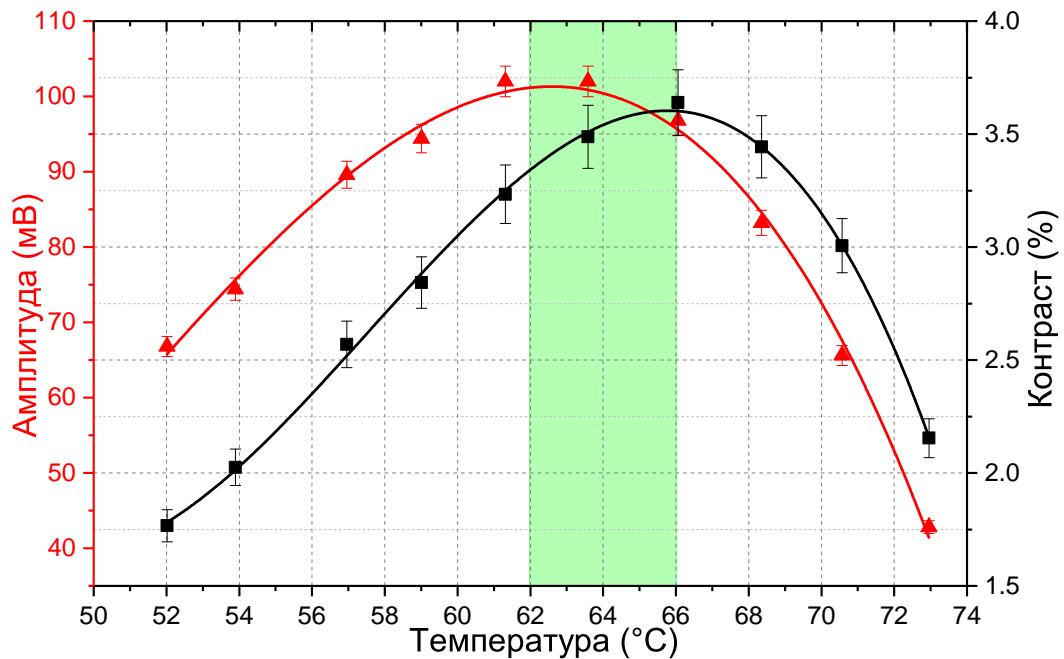


Рис. 4.12. Зависимости амплитуды (красные треугольники) и контраста (черные квадраты) КПН-резонанса от температуры. Суммарное давление БГ в ячейке – 29 Торр, интенсивность –  $130 \text{ мкВт/см}^2$ . Зеленым цветом выделена область оптимальных температур.

Для интенсивности  $130 \text{ мкВт/см}^2$  зависимости амплитуды и контраста от температуры приведены на рис. 4.12. Максимальная амплитуда КПН-резонанса достигается при  $62 \text{ }^\circ\text{C}$ , а контраст – при  $66 \text{ }^\circ\text{C}$ . Таким образом, для данного значения мощности СВЧ-сигнала, обеспечивающей максимум амплитуд первых боковых компонент, оптимальной температурой можно считать  $66 \text{ }^\circ\text{C}$ . Однако, как отмечалось выше, для подавления светового сдвига чаще всего нужен больший уровень мощности СВЧ-модуляции. При увеличении мощности СВЧ-сигнала, световая мощность первых боковых компонент перераспределяется в старшие компоненты, в связи с чем изменение фоновой засветки при увеличении температуры ячейки  $\Delta V$  уменьшается. Это приводит к тому, что максимум температурной зависимости контраста будет стремиться к максимуму температурной

зависимости амплитуды. В пределах постоянной фоновой засветки вершины этих двух кривых будут наблюдаться при одной температуре.

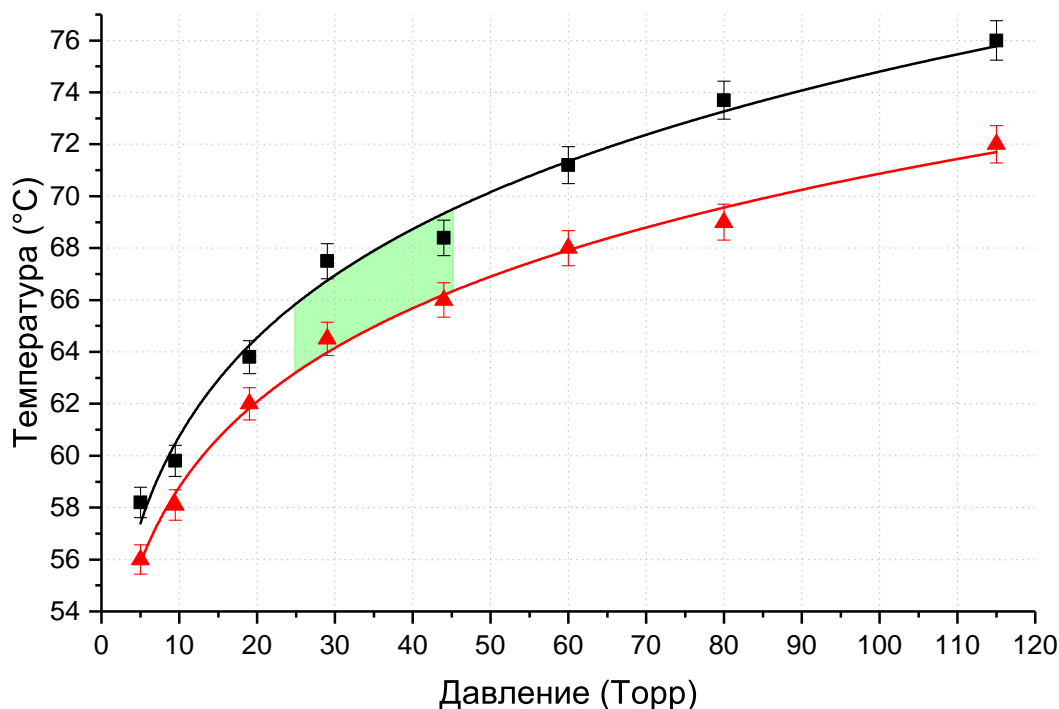


Рис. 4.13. Зависимости температур, соответствующих максимальной амплитуде (красные треугольники) и максимальному контрасту (черные квадраты) КПН-резонанса от суммарного давления буферных газов в ячейке. Зеленым цветом выделена область оптимальных температур и давлений.

Не имея возможности заранее точно сказать, при какой мощности СВЧ-сигнала будет достигнут ноль светового сдвига частоты КПН-резонанса, нельзя точно выделить одно значение оптимальной температуры. Однако, исходя из вышеизложенного, можно обозначить диапазон температур, в которых величина контраста будет близка к максимуму. Таким образом, для ячейки с суммарным давлением в 29 Торр оптимальная температура лежит в диапазоне 64-66 °C. Диапазоны оптимальных температур для других суммарных давлений отмечены на рис. 4.13.

Из уравнения (4.1) и коэффициентов (4.2) для смеси буферных газов можно выразить температуру, соответствующую вершине параболы ( $x_{top} = -b/2a$ ):

$$T_{top} - T_0 = -\frac{\delta_1 + r\delta_2}{2(\gamma_1 + r\gamma_2)}, \quad (4.11)$$

откуда следует выражение для расчета отношения парциальных давлений буферных газов, обеспечивающего заданное положение вершины температурной

зависимости,  $r$ :

$$r = -\frac{\delta_1 + 2\gamma_1(T_{top} - T_0)}{\delta_2 + 2\gamma_2(T_{top} - T_0)}. \quad (4.12)$$

Используя коэффициенты  $\gamma_1, \gamma_2$ , указанные в таблице 4.1, был произведен расчет  $r$  по приведенной формуле для  $T_{top}$ , соответствующих  $T_{opt} = 63 - 69^\circ\text{C}$  для всех давлений из диапазона оптимальных (рис. 4.13). Расчет дает диапазон значений  $r = 1.58 - 1.65$  (меньшее значение соответствует большей температуре  $T_{top}$ ). Анализ экспериментально полученных температурных зависимостей частоты КПН-резонанса для различных ячеек дает диапазон со схожими значениями  $r = 1.54 - 1.65$ , однако нижняя граница диапазона смещена относительно расчетного значения на 0.04, что приводит к расширению диапазона на 44%. На данный момент более достоверным результатом следует считать именно эксперимент, поскольку для расчета используются неточно определенные коэффициенты  $\gamma_1, \gamma_2$ .

Таким образом, были оптимизированы следующие параметры:

1. Суммарное давление буферных газов, напущенных в ячейку,  $P_{tot} = 23 - 50$  Торр.
2. Интенсивность лазерного излучения,  $I = 80 - 240$  мкВт/см<sup>2</sup>.
3. Диапазон рабочих температур,  $T = 63 - 69^\circ\text{C}$ .
4. Отношение парциальных давлений буферных газов,  $r = 1.54 - 1.65$ .

Для ячеек  $8 \times 15$  мм при 29 Торр,  $66^\circ\text{C}$ ,  $I = 130$  мкВт/см<sup>2</sup> получено: контраст 4%, ширина 300 Гц, температурная чувствительность  $-\Delta\nu/\nu_T = 5 \cdot 10^{-14}$  при  $\Delta T = 0.01^\circ\text{C}$ .

В дальнейшем планируется эксперимент по сравнению кратковременной стабильности разрабатываемого в лаборатории стандарта частоты, с использованием ячеек с оптимизированными и неоптимизированными параметрами.

#### 4.4. Основные результаты главы

Определены коэффициенты  $\beta$  и  $\delta$  температурной зависимости частоты КПН-резонанса для сочетаний аргона и азота с  $^{87}\text{Rb}$ . Полученные данные использовались для определения наполнения БГ атомных ячеек, изготовленных методом лазерной сварки.

Обнаружено, что во время лазерной герметизации ячеек  $8 \times 15$  мм из нее истекает в среднем 27% изначально напущенных газов, а из ячеек  $5 \times 8$  мм – 48%.

Предложен алгоритм оптимизации характеристик КПП-резонанса, позволяющий одновременно максимизировать параметр качества резонанса  $q$  и подавить температурную зависимость его частоты. Оптимизируемыми параметрами являются суммарное и парциальные давления БГ в ячейке, рабочая температура ячейки и интенсивность лазерного излучения. Найдены оптимальные значения указанных параметров для ячеек  $8 \times 15$  мм.

## Заключение

В работе были исследованы различные факторы, влияющие на стабильность частоты стандарта на основе эффекта КПН в атомах  $^{87}\text{Rb}$ , для чего были решены все поставленные задачи. Приведем основные результаты работы.

1. Создана экспериментальная установка для исследования лазеров с вертикальным резонатором VCSEL, характеристик КПН-резонансов в атомных ячейках, наполненных  $^{87}\text{Rb}$  и буферными газами ( $\text{N}_2$ ,  $\text{Ar}$ ), а также для измерения стабильности частоты макета разрабатываемого КПН-стандарта.

2. Экспериментально показана зависимость величины светового сдвига частоты КПН-резонанса от суммарного давления буферных газов, напущенных в атомную ячейку. При превышении определенного предельного значения уширения оптической линии перехода (или давления газов, поскольку основной вклад в уширение дают столкновения с буферными газами) световой сдвиг не может быть подавлен. Это объясняется уменьшением вклада вторых боковых компонент модуляционного спектра лазера в суммарный световой сдвиг. Описанная зависимость величины светового сдвига от давления буферных газов позволила реализовать петлю обратной связи для стабилизации мощности модулирующего СВЧ-сигнала, которая обеспечит одновременное подавление влияния на частоту КПН-резонанса флуктуаций как интенсивности излучения, так и мощности СВЧ-сигнала, то есть изменения спектрального состава излучения.

3. Обнаружено, что зависимость частоты метрологического КПН-резонанса, образованного на магнитных подуровнях  $m_F = 0$ , от магнитного поля имеет разный характер для излучения с правой и левой циркулярными поляризациями при заданном направлении постоянного магнитного поля. В одном случае зависимость имеет минимум, а в другом – возрастает во всем диапазоне магнитного поля. Наличие минимума объясняется компенсацией сдвига от затягивания частоты метрологического резонанса соседним магнитозависимым резонансом с большей амплитудой сдвигом за счет квадратичного эффекта Зеемана. Использование магнитного поля, соответствующего минимуму частотной зависимости КПН-резонанса, обеспечивает подавление линейного отклика частоты на флуктуации магнитного поля, что в определенных условиях может улучшить долговременную стабильность КПН-стандарта.

4. Исследованы особенности спектральных и модуляционных характеристик используемых лазеров. Сформулированы критерии отбора диодных лазеров с вертикальным резонатором для применения в составе КПН-стандарта. Одним из главных требований к лазеру является одномодовая генерация в режиме глубокой СВЧ-модуляции тока накачки лазера. Экспериментально подтверждена корректность разработанной на базе уравнений Максвелла теории, описывающей спектральное распределение излучения в случае «слабого» сигнала СВЧ-модуляции. Показано, что эффективность СВЧ-модуляции, т.е. отношение мощности первых боковых компонент к мощности несущей, имеет максимум в зависимости от тока накачки лазера.

5. Исследованы характеристики атомных ячеек, произведенных по технологии лазерной сварки и герметизации. Для оценки качества их наполнения буферными газами экспериментально получены значения коэффициентов  $\beta$  и  $\delta$  температурной зависимости частоты КПН-резонанса для двух используемых буферных газов Ar и N<sub>2</sub>:

$$\begin{aligned}\beta_{Ar} &= -64.1 \pm 0.7 \text{ Гц/Торр}, \quad \delta_{Ar} = -0.362 \pm 0.003 \text{ Гц/Торр/}^\circ\text{C}, \\ \beta_{N_2} &= 560.2 \pm 2.9 \text{ Гц/Торр}, \quad \delta_{N_2} = 0.608 \pm 0.004 \text{ Гц/Торр/}^\circ\text{C}.\end{aligned}$$

С использованием полученных коэффициентов были измерены и рассчитаны суммарные давления и отношения парциальных давлений буферных газов для наборов изготовленных ячеек двух размеров: 8×15 мм и 5×8 мм. Экспериментально оцененные суммарные давления оказались меньше заявленных при изготовлении на  $27 \pm 4\%$  для ячеек 8×15 мм и на  $48 \pm 3\%$  для 5×8 мм, что связано с истечением газов из ячейки при ее локальном нагреве во время герметизации лазерным излучением. Полученные результаты позволят усовершенствовать лабораторную установку и технологические процессы производства атомных ячеек.

6. Предложен алгоритм оптимизации характеристик КПН-резонанса, позволяющий одновременно максимизировать параметр качества резонанса  $q$  и подавить температурную зависимость его частоты. Оптимизируемыми параметрами являются суммарное и парциальные давления буферных газов в ячейке, рабочая температура ячейки и интенсивность лазерного излучения. Найдены оптимальные значения указанных параметров для ячеек 8×15 мм:

- Суммарное давление буферных газов, напущенных в ячейку,  $P_{tot} = 23 - 50$  Торр.
- Интенсивность лазерного излучения,  $I = 80 - 240$  мкВт/см<sup>2</sup>.
- Диапазон рабочих температур,  $T = 63 - 69^\circ\text{C}$ .
- Отношение парциальных давлений буферных газов,  $r = 1.54 - 1.65$ .

Предложенный алгоритм может быть использован для оптимизации параметров КПН-резонанса, регистрируемого как в непрерывном, так и в импульсном режиме.

7. На разработанном макете КПН-стандарта частоты, использующем ячейки  $8 \times 15$  мм, проведены измерения стабильности частоты с учетом результатов, полученных в ходе работы. Лучшее значение стабильности, полученное экспериментально при  $\tau = 1000$  с на лабораторном макете составляет  $5.7 \cdot 10^{-13}$ , что примерно в два раза превосходит характерные значения зарубежных аналогов.

## Благодарности

Выражаю признательность сотрудникам Лаборатории стандартов частоты (В.Л. Величанскому, С.А. Зиброву, В.В. Васильеву, Д.С. Чучелову, Е.А. Цыганкову) за полученные благодаря им знания и умения, а также за всестороннюю помощь в работе.

За интересное и плодотворное сотрудничество благодарю В.П. Яковлева (НИЯУ МИФИ), С.В. Петропавловского (НИУ ВШЭ), А.Е. Дракина и А.П. Богатова (Лаборатория инжекционных лазеров ФИАН).

Большое спасибо моим друзьям и близким за поддержку.



## Список литературы

1. *Schioppo M., Brown R. C., W. F. McGrew et al.* Ultrastable optical clock with two cold-atom ensembles // *Nature Photonics*. — 2017. — Vol. 11. — Pp. 48–52.
2. *Leopardi H., Davila-Rodriguez J., F. Quinlan et al.* Single-branch Er: fiber frequency comb for precision optical metrology with  $10^{-18}$  fractional instability // *Optica*. — 2017. — Vol. 4. — Pp. 879–885.
3. *Ф. Пуле.* Стандарты частоты. Принципы и приложения. — ФИЗМАТЛИТ, Москва, 2009.
4. *Lutwak R., Vltas P., M. Varghes et al.* The MAC – a miniature atomic clock // *Proceedings of the 2005 IEEE International Frequency Control Symposium and Exposition*. — 2005. — P. 6.
5. *Microsemi Corp.* Chip Scale Atomic Clock SA.45s. <https://www.microsemi.com/product-directory/clocks-frequency-references/3824-chip-scale-atomic-clock-csac>.
6. *Deng J. et al.* A commercial CPT rubidium clock // *Proc. European Frequency and Time Forum (EFTF)*. — 2008. — Pp. E3B01–0099.
7. *Knappe S., Shah V., P.D. Schwindt et al.* Microfabricated atomic frequency references // *Appl.Phys. Lett.* — 2004. — Vol. 85. — P. 1460–1462.
8. *T. Guo et al.* Atomic clock based on transient coherent population trapping // *Appl.Phys. Lett.* — 2009. — Vol. 94. — P. 151108.
9. *Zibrov S. A. et al.* Coherent-population-trapping resonances with linearly polarized light for all-optical miniature atomic clocks // *Physical Review A*. — 2010. — Vol. 81. — P. 013833.
10. *Блинов И.Ю. и др.* О наблюдении КПН-эффекта в природном рубидии // *Альманах современной метрологии*. — 2020. — Т. 3. — С. 115–127.
11. *Скворцов М.Н. и др.* Миниатюрный квантовый стандарт частоты на основе явления когерентного пленения населённости в парах атомов  $87\text{ Rb}$  // *Квантовая электроника*. — 2020. — Т. 50, № 6. — С. 576–580.
12. *Б. Д. Агапьев и др.* Когерентное пленение населенностей в квантовых системах // *Успехи физических наук*. — 1993. — Т. 163, № 9. — С. 1–36.

13. *Budkin L. A. et al.* Double radio–optical resonance in alkali metal vapors subjected to laser excitation. // *Soviet Journal of Quantum Electronics*. — 1990. — Vol. 20, no. 3. — P. 301.
14. *Beloy K.* Theory of the ac Stark Effect on the Atomic Hyperfine Structure and Applications to Microwave Atomic Clocks. — Ph.D. dissertation, University of Nevada, Reno, 2009.
15. *Zhu M., Cutler L.S.* Theoretical and experimental study cell frequency standard of light shift in a CPT-based Rb vapor // *32nd Annual Precise Time and Time Interval (PTTI) Meeting*. — 2000.
16. *Vanier J. Godone A. Levi F.* Coherent population trapping in cesium: Dark lines and coherent microwave emission // *Physical Review A*. — 1998. — Vol. 58, no. 3. — P. 2345.
17. *Васьковская М.И., Васильев В.В., Зибров С.А., Величанский В.Л., Акимова И.В., Богатов А.П., Дракин А.Е.* Амплитудно-фазовая модуляция и спектр излучения диодного лазера с вертикальным резонатором // *Квантовая электроника*. — 2017. — Т. 47, № 9. — С. 835–841.
18. *Васьковская М.И., Васильев В.В., Зибров С.А., Яковлев В.П., Величанский В.Л.* Спектрально-модуляционные характеристики лазеров с вертикальным резонатором // *Письма в Журнал технической физики*. — 2018. — Т. 44, № 1. — С. 20–23.
19. *Chuchelov D.S., Vassiliev V.V., Vaskovskaya M.I., Velichansky V.L., Tsygankov E.A., Zibrov S.A., Petropavlovsky S.V., Yakovlev V.P.* Modulation spectroscopy of coherent population trapping resonance and light shifts // *Physica Scripta*. — 2018. — Vol. 93, no. 11. — P. 114002.
20. *Vaskovskaya M.I., Tsygankov E.A., Chuchelov D.S., Zibrov S.A., Vassiliev V.V., Velichansky V.L.* Effect of the buffer gases on the light shift suppression possibility // *Optics Express*. — 2019. — Vol. 27, no. 24. — Pp. 35856–35864.
21. *Tsygankov E.A., Vaskovskaya M.I., Chuchelov D.S., Zibrov S.A., Vassiliev V.V., Velichansky V.L., Yakovlev V.P.* Polarization asymmetry of the dark-resonance frequency dependence on the magnetic field // *JOSA B*. — 2021. — Vol. 38, no. 5. — Pp. 1742–1747.
22. *Васьковская М.И., Зибров С.А., Васильев В.В., Величанский В.Л., Дьячков Н.В., Дракин А.Е., Богатов А.П.* Спектральные и модуляционные

- характеристики лазеров, излучающих с поверхности // III Международная конференция "Лазерные, плазменные исследования и технологии"(Москва, 24-27 января 2017 г.). Сборник научных трудов. — НИЯУ МИФИ, 2017. — С. 278.
23. *Васьковская М.И., Зибров С.А., Величанский В.Л., Цыганков Е.А., Петропавловский С.В., Яковлев В.П.* Долговременная стабильность стандарта частоты на эффекте КПН в атомах  $87\text{Rb}$  // III Международная конференция "Лазерные, плазменные исследования и технологии"(Москва, 24-27 января 2017 г.). Сборник научных трудов. — НИЯУ МИФИ, 2017. — С. 279.
24. *Васьковская М.И., Чучелов Д.С., Егоров А.Б., Зибров С.А., Величанский В.Л.* Исследование и оптимизация параметров атомных ячеек для КПН-стандартов частоты // V Международная конференция "Лазерные, плазменные исследования и технологии"(Москва, 12-15 февраля 2019 г.). Сборник научных трудов. — НИЯУ МИФИ, 2019. — С. 28–29.
25. *Васьковская М.И., Цыганков Е.А., Чучелов Д.С., Зибров С.А., Васильев В.В., Величанский В.Л.* Влияние давления буферных газов на световой сдвиг в атомных ячейках для КПН-стандарта частоты // VI Международная конференция "Лазерные, плазменные исследования и технологии"(Москва, 11-14 февраля 2020 г.). Сборник научных трудов. — НИЯУ МИФИ, 2020. — С. 40–41.
26. *Васьковская М.И., Цыганков Е.А., Зибров С.А., Чучелов Д.С., Васильев В.В., Величанский В.Л., Яковлев В.П.* Поляризационная асимметрия зависимости частоты КПН-резонанса от величины магнитного поля // VII Международная конференция "Лазерные, плазменные исследования и технологии"(Москва, 23-26 марта 2021 г.). Сборник научных трудов. — НИЯУ МИФИ, 2021. — С. 40–41.
27. *Vaskovskaya M.I., Tsygankov E.A., Chuchelov D.S., Zibrov S.A., Vasiliev V.V., Velichansky V.L.* Dependence of the CPT resonance frequency on the buffer gases pressure in atomic mini-cells // The IX International Symposium "Modern Problems of Laser Physics" (Novosibirsk, Russia, 22–28 August, 2021). — ILP, Siberian branch of the RAS, 2021. — P. 159.
28. *Vaskovskaya M.I., Tsygankov E.A., Chuchelov D.S., Zibrov S.A., Vasiliev V.V., Velichansky V.L.* Suppression of the light shift of the CPT resonance frequency in  $87\text{Rb}$  atoms // Book of Abstracts International conference Laser Physics 2022 (Ashtarak, Armenia, 14–16 September, 2022). — Institute for Physical Research of NAS of Armenia, 2022. — P. 31.

29. *Arimondo E., Orriols G.* Nonabsorbing Atomic Coherences by Coherent Two-Photon Transitions in a Three-Level Optical Pumping // *Lettere al Nuovo Cimento*. — 1976. — Vol. 17, no. 10. — Pp. 333–338.
30. *Gray H.R., Whitley R.M., Stroud C.R. Jr.* Coherent trapping of atomic populations // *Opt. Lett.* — 1978. — Vol. 3, no. 6. — Pp. 218–220.
31. *Aspect A., Arimondo E., Kaizer R. et al.* Laser cooling below the one photon recoil energy by velocity-selective coherent population trapping // *Phys. Rev. Lett.* — 1988. — Vol. 61. — P. 826.
32. *Schmidt H., Imamoglu A.* Giant Kerr nonlinearities obtained by electromagnetically induced transparency // *Opt. Lett.* — 1999. — Vol. 21, no. 23. — Pp. 1936–1938.
33. *Wynands R., Nagel A.* Precision spectroscopy with coherent dark states // *Applied Physics B: Lasers and Optics*. — 1999. — Vol. 68, no. 1. — Pp. 1–25.
34. *Hemmer P.R., Leiby C.C., Ezekiel S.* Stabilization of a microwave oscillator using a resonance Raman transition in a sodium beam // *Opt. Lett.* — 1983. — Vol. 8, no. 8. — Pp. 440–442.
35. *Kitching J., Knappe S. et al.* A microwave frequency reference based on VCSEL-driven dark line resonances in Cs vapor // *IEEE Trans. Instrum. Meas.* — 2000. — Vol. 49, no. 6. — Pp. 1313–1317.
36. *Shah V., Kitching J.* Chapter 2 - Advances in Coherent Population Trapping for Atomic Clocks // *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics* / Ed. by E. Arimondo, P.R. Berman, C.C. Lin. — Academic Press, 2010. — Vol. 59. — Pp. 21 – 74.
37. *Vanier J., Levine M. W., D. Janssen et al.* The coherent population trapping passive frequency standard [Rb example] // *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*. — 2003. — Vol. 52, no. 2. — Pp. 258–262.
38. *Vanier J., Bernier L.* On the signal-to-noise ratio and short-term stability of passive rubidium frequency standards // *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*. — 1981. — Vol. IM-30, no. 4. — Pp. 277–282.
39. *С.А. Зибров.* Генерация и детектирование когерентности в основном состоянии атомов рубидия лазерным излучением, канд. дисс. ф.-м.н. — МИФИ, Москва, 2007.
40. *Zibrov S.A. et al.* Coherent-population-trapping resonances with linearly polarized light for all-optical miniature atomic clocks // *Phys. Rev. A*. — 2010. — Jan. — Vol. 81. — P. 013833.

41. *Taichenachev A.V. et al.* On the unique possibility of significantly increasing the contrast of dark resonances on the D1 line of 87Rb. // *Jetp Lett.* — 2005. — Vol. 82, no. 7. — Pp. 398–403.
42. *Zanon T. et al.* High contrast Ramsey fringes with coherent-population-trapping pulses in a double lambda atomic system. // *Physical review letters.* — 2005. — Vol. 94, no. 19. — P. 193002.
43. *Jau Y. Y. et al.* Push-pull optical pumping of pure superposition states // *Physical review letters.* — 2004. — Vol. 93, no. 16. — P. 160802.
44. *Taichenachev A.V. et al.* High-contrast dark resonances on the D1 line of alkali metals in the field of counterpropagating waves // *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters.* — 2004. — Vol. 80, no. 4. — Pp. 236–240.
45. *Stähler M. et al.* Coherent population trapping resonances in thermal 85Rb vapor: D1 versus D2 line excitation // *Optics Letters.* — 2002. — Vol. 27, no. 16. — Pp. 1472–1474.
46. *M.Arditi, T.R.Carver.* Pressure, light and temperature shifts in optical detection of 0-0 hyperfine resonance of alkali metals // *Phys.Rev.* — 1961. — Vol. 124, no. 3. — Pp. 800—809.
47. *Barrat J. P. Cohen-Tannoudji C.* Étude du pompage optique dans le formalisme de la matrice densité // *J. phys. radium.* — 1961. — Vol. 22, no. 6. — Pp. 329—336.
48. *Mathur B. S. Tang H. Happer W.* Light shifts in the alkali atoms // *Phys.Rev.* — 1968. — Vol. 171, no. 1. — P. 11.
49. *S. Pancharatnam.* Light shifts in semiclassical dispersion theory // *JOSA.* — 1966. — Vol. 56, no. 11. — P. 1636.
50. *Camparo J. C. Frueholz R. P. Volk C. H.* Inhomogeneous light shift in alkali-metal atoms // *Physical Review A.* — 1983. — Vol. 27, no. 4. — P. 1914.
51. *Miletic D. et al.* AC Stark-shift in CPT-based Cs miniature atomic clocks // *Applied Physics B.* — 2012. — Vol. 109, no. 1. — Pp. 89–97.
52. *Levi F. Godone A. Vanier J.* The light shift effect in the coherent population trapping cesium maser // *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control.* — 2000. — Vol. 47, no. 2. — Pp. 466–470.
53. *V. Gerginov et al.* Long-term frequency instability of atomic frequency references based on coherent population trapping and microfabricated vapor cells //

- Journal of the Optical Society of America B.* — 2006. — Vol. 23, no. 4. — Pp. 593–597.
54. *Mikhailov E. E. et al.* Performance of a prototype atomic clock based on lin || lin coherent population trapping resonances in Rb atomic vapor // *JOSA B.* — 2010. — Vol. 27, no. 3. — Pp. 417–422.
  55. *Boudot R. et al.* Coherent population trapping resonances in Cs–Ne vapor microcells for miniature clocks applications // *Journal of Applied Physics.* — 2011. — Vol. 109, no. 1. — P. 014912.
  56. *Shah V. et al.* Continuous light-shift correction in modulated coherent population trapping clocks // *Applied Physics Letters.* — 2006. — Vol. 89, no. 15. — P. 151124.
  57. *Guerandel S. et al.* Raman–Ramsey interaction for coherent population trapping Cs clock // *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement.* — 2007. — Vol. 56, no. 2. — Pp. 383–387.
  58. *Abdel Hafiz M. et al.* A high-performance Raman–Ramsey Cs vapor cell atomic clock // *Journal of Applied Physics.* — 2017. — Vol. 121, no. 10. — P. 104903.
  59. *Henry C. H.* Theory of the linewidth of semiconductor lasers // *IEEE Journal of Quantum Electronics.* — 1982. — Vol. 18, no. 2. — Pp. 259–264.
  60. *Melentiev P. N., Subbotin M. V., Balykin V. I.* Simple and effective modulation of diode lasers // *Laser Physics.* — 2001. — Vol. 11, no. 8. — Pp. 891–896.
  61. *Shah V. et al.* Active light shift stabilization in modulated CPT clocks. // *2006 IEEE International Frequency Control Symposium and Exposition.* — 2006. — Pp. 699–701.
  62. *McGuyer B. H., Jau Y. Y., W. Happer.* Simple method of light-shift suppression in optical pumping systems // *Applied Physics Letters.* — 2009. — Vol. 94, no. 25. — P. 251110.
  63. *Pound R. V.* Electronic frequency stabilization of microwave oscillators // *Review of Scientific Instruments.* — 1946. — Vol. 17, no. 11. — Pp. 490–505.
  64. *Drever R. W. P. et al.* Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator // *Applied Physics B.* — 1983. — Vol. 31, no. 2. — Pp. 97–105.
  65. *Pitz G. A. et al.* Pressure broadening and shift of the rubidium D1 transition and potassium D2 transitions by various gases with comparison to other alkali rates // *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer.* — 2014. — Vol. 140. — Pp. 18–29.

66. *Microsemi Corp.* Miniature Atomic Clock SA55. [https://www.microsemi.com/document-portal/doc\\_view/1244701-mac-sa5x-data-sheet](https://www.microsemi.com/document-portal/doc_view/1244701-mac-sa5x-data-sheet).
67. *Levi F. et al.* Line-shape of dark line and maser emission profile in CPT // *The European Physical Journal D-Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics*. — 2000. — Vol. 12, no. 1. — Pp. 53–59.
68. *Chuchelov D. S. et al.* Study of factors affecting the light shift of the CPT resonance // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2020. — Vol. 1686. — P. 012029.
69. *Iga K., Koyama F., Kinoshita S.* Surface emitting semiconductor lasers // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. — 1988. — Vol. 24, no. 9. — Pp. 1845–1855.
70. *Iga K.* Surface-emitting laser—its birth and generation of new optoelectronics field // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. — 2000. — Vol. 6, no. 6. — Pp. 1201 – 1215.
71. *Iga K.* Vertical-cavity surface-emitting laser: its conception and evolution // *Japanese Journal of Applied Physics*. — 2008. — Vol. 47, no. 1R. — P. 1.
72. *Koyama F., Kinoshita S., Iga K.* Room temperature cw operation of GaAs vertical cavity surface emitting laser // *IEICE TRANSACTIONS (1976-1990)*. — 1988. — Vol. 71, no. 11. — P. 1089–1090.
73. *Wu H. et al.* Integrated transversal equalizers in high-speed fiber-optic systems // *IEEE Journal of Solid-State Circuits*. — 2003. — Vol. 38, no. 12. — Pp. 2131–2137.
74. *Michalzik R.* VCSELs: fundamentals, technology and applications of vertical-cavity surface-emitting lasers. — Springer, 2012.
75. *M.P. van Exter; A. K. Jansen van Doorn; J. P. Woerdman.* Electro-optic effect and birefringence in semiconductor vertical-cavity lasers // *Phys. Rev. A*. — 1997. — Vol. 56, no. 1. — P. 845.
76. *А.А. Корнеева.* Изучение модуляционных характеристик диодных лазеров с вертикальным резонатором, диссертация бакалавра. — НИЯУ МИФИ, Москва, 2015.
77. *Inc. Thorlabs.* L795VH1 VCSEL diode. <https://www.thorlabs.com/drawings/efbce7ba72959e58-B02224D1-E902-3C39-A4A7657904B2A5CC/L795VH1-SpecSheet.pdf>.

78. *R.A. Morgan; L.M.F. Chirovsky; M.W. Focht et.al.* Progress in planarized vertical cavity surface emitting laser devices and arrays // *Devices for Optical Processing*. — 1991. — Vol. 1562. — Pp. 149–159.
79. *R.A. Morgan; G.D. Guth; M.W. Focht et al.* Transverse mode control of vertical-cavity top-surface-emitting lasers // *IEEE Photonics Technology Letters*. — 1993. — Vol. 5, no. 4. — Pp. 374–377.
80. *Баскаков С.И.* Радиотехнические цепи и сигналы, 2-е изд. — Высшая школа, Москва, 1988.
81. *Long C. M. et al.* Optical characterization of a vertical cavity surface emitting laser for a coherent population trapping frequency reference // *Journal of Applied Physics*. — 2008. — Vol. 103, no. 3. — P. 033101.
82. *Gruet F. et al.* Metrological characterization of custom-designed 894.6 nm VCSELs for miniature atomic clocks // *Optics express*. — 2013. — Vol. 21, no. 5. — Pp. 5781–5792.
83. *Altabas J. A. et al.* Chirp-based direct phase modulation of VCSELs for cost-effective transceivers // *Optics letters*. — 2017. — Vol. 42, no. 3. — Pp. 583–586.
84. *М.И. Васьковская.* Исследование световых сдвигов метрологического 0-0 перехода в ансамбле атомов  $87\text{Rb}$ , дипломная работа специалиста. — НИЯУ МИФИ, Москва, 2016.
85. *SanMiguel M., Feng Q., Moloney J.V.* Light-polarization dynamics in surface-emitting semiconductor lasers // *Phys. Rev. A*. — 1995. — Vol. 52, no. 2. — P. 1728.
86. *C.J. Chang-Hasnain; J.P. Harbison et al.* Polarisation characteristics of quantum well vertical cavity surface emitting lasers // *Electronics Letters*. — 1991. — Vol. 27, no. 2. — Pp. 163–165.
87. *O. Spitz; A. Herdt et al.* Stimulating polarization switching dynamics in mid-infrared quantum cascade lasers // *Journal of the Optical Society of America B*. — 2021. — Vol. 38, no. 8. — Pp. B35–B39.
88. *S. Nazhan; Z. Ghassemlooy.* Polarization switching dependence of VCSEL on variable polarization optical feedback // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. — 2017. — Vol. 53, no. 4. — Pp. 1–7.
89. *C. Masoller; M.S. Torre.* Influence of optical feedback on the polarization switching of vertical cavity surface-emitting lasers // *IEEE J. Quantum Electron.* — 2005. — Vol. 41, no. 4. — Pp. 483–489.



90. *F. Robert; P. Besnard; M.L. Chares et.al.* Polarization modulation dynamics of vertical-cavity surface-emitting lasers with extended cavity // *IEEE J. Quantum Electron.* — 1997. — Vol. 33, no. 12. — Pp. 2231—2239.
91. *M. Arizaleta Arteaga; H.J. Unold; J.M. Ostermann et.al.* Investigation of polarization properties of VCSELs subject to optical feedback from an extremely short external cavity—part II: experiments // *IEEE J. Quantum Electron.* — 2006. — Vol. 42, no. 2. — Pp. 102–107.
92. *P. Besnard; M.L. Chares; G. Stephan.* Switching between polarized modes of a vertical-cavity surface-emitting laser by isotropic optical feedback // *J. Opt. Soc. Amer. A.* — 1999. — Vol. 16, no. 7. — Pp. 1059—1063.
93. *M. V. Balabas; D. Budker; J. Kitching et al.* Magnetometry with millimeter-scale antirelaxation-coated alkali-metal vapor cells // *J. Opt. Soc. Am. B.* — 2006. — Vol. 23, no. 6. — Pp. 1001–1006.
94. *K. M. Knowles; A. T. J. van Helvoort.* Anodic bonding // *International Materials Reviews.* — 2006. — Vol. 51, no. 5. — Pp. 273–311.
95. *Kobtsev S. et al.* CPT atomic clock with cold-technology-based vapour cell // *Optics and Laser Technology.* — 2019. — Vol. 119. — P. 105634.
96. *Sparks D. et al.* Long-term evaluation of hermetically glass frit sealed silicon to Pyrex wafers with feedthroughs // *Journal of micromechanics and microengineering.* — 2005. — Vol. 15, no. 8. — P. 1560.
97. *Knechtel R. et al.* Glass frit bonding: an universal technology for wafer level encapsulation and packaging // *Microsystem technologies.* — 2005. — Vol. 12, no. 1. — Pp. 63–68.
98. *Knappe S. et al.* Compact atomic vapor cells fabricated by laser-induced heating of hollow-core glass fibers // *Review of scientific instruments.* — 2003. — Vol. 74, no. 6. — Pp. 3142–3145.
99. *Севостьянов Д. И. и др.* Метод изготовления малогабаритных атомных ячеек и их метрологические характеристики // *Электромагнитные волны и электронные системы.* — 2015. — Т. 20, № 8. — С. 73–81.
100. *Seltzer S. J., Romalis M. V.* High-temperature alkali vapor cells with antirelaxation surface coatings // *Journal of Applied Physics.* — 2009. — Vol. 106, no. 11. — P. 114905.
101. *Hafiz M. A. et al.* Characterization of Cs vapor cell coated with octadecyltrichlorosilane using coherent population trapping spectroscopy // *Journal of Applied Physics.* — 2015. — Vol. 117, no. 18. — P. 184901.

102. *Vanier J., Kunski R., N. Cyr et al.* On hyperfine frequency shifts caused by buffer gases: Application to the optically pumped passive rubidium frequency standard // *Journal of Applied Physics*. — 1982. — Vol. 53, no. 8. — P. 5387.
103. *Bean B. L., Lambert R. H.* Temperature dependence of hyperfine density shifts. IV. // *Phys. Rev. A*. — 1976. — Vol. 13, no. 1. — P. 492.
104. *Vanier J., Audoin C.* The Quantum Physics of Atomic Frequency Standards. — IOP Publishing, Ltd, 1989. — Vol. 1.
105. *Knappe S. et al.* Temperature dependence of coherent population trapping resonances // *Applied Physics B*. — 2002. — Vol. 74. — Pp. 217–222.
106. *A. Steck D.* Rubidium 87 D line data. — Oregon Center for Optics and Department of Physics, University of Oregon, 2001.
107. *Arditi M. Carver T. R.* Hyperfine relaxation of optically pumped Rb 87 atoms in buffer gases // *Physical Review*. — 1964. — Vol. 136, no. 3A. — P. A643.
108. *Pouliot A. et al.* Accurate determination of an alkali-vapor–inert-gas diffusion coefficient using coherent transient emission from a density grating // *Physical Review A*. — 2021. — Vol. 103, no. 2. — P. 023112.
109. *Vanier J. et al.* Relaxation and frequency shifts in the ground state of Rb 85 // *Physical Review A*. — 1974. — Vol. 9, no. 3. — P. 1031.
110. *Oreto P. J. et al.* Buffer-gas-induced shift and broadening of hyperfine resonances in alkali-metal vapors // *Physical Review A*. — 2004. — Vol. 69, no. 4. — P. 042716.
111. *Walter D. K. et al.* Magnetic slowing down of spin relaxation due to binary collisions of alkali-metal atoms with buffer-gas atoms // *Physical review letters*. — 2002. — Vol. 88, no. 9. — P. 093004.
112. *W. Happer.* Optical pumping // *Reviews of Modern Physics*. — 1972. — Vol. 44, no. 2. — P. 169.