

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«НОВОСИБИРСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»

На правах рукописи

УДК 535.8

Раднатаров Даба Александрович

**Свойства резонанса когерентного пленения
населенностей при нестационарном возбуждении в парах
 ^{87}Rb**

Специальность 01.04.05 – “Оптика”

Диссертация на соискание учёной степени кандидата
физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук, доцент
Кобцев Сергей Михайлович

Новосибирск — 2020

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение.....	4
Глава 1. Эффект когерентного пленения населенностей в парах рубидия-87	10
1 Эффект когерентного пленения населенностей (КПН). Квазистационарное описание.	10
2 Структура уровней атомов рубидия-87	12
2.1 Тонкая структура атома ^{87}Rb	13
2.2 Сверхтонкая структура атома ^{87}Rb	15
2.3 Зеемановское расщепление во внешнем магнитном поле	16
2.4 Относительная сила переходов	17
2.5 Форма линий поглощения.....	18
2.6 Спектроскопия резонанса КПН	20
3 Литературный обзор по теме исследования.	21
Глава 2. Переходные процессы, возникающие при нестационарном возбуждении резонанса КПН.....	27
1 Теоретическая модель.....	28
2 Результаты экспериментов.....	31
3 Заключение.....	39
Глава 3. Влияние параметров нестационарного возбуждения резонанса КПН на стабильность атомного стандарта частоты.....	41
1 Атомный стандарт частоты: флуктуация частоты во временном представлении и ее стабилизация по реперному резонансу.....	42
2 Результаты экспериментов.....	45
3 Заключение.....	55

Глава 4. Контрастирование резонанса КПН в парах ^{87}Rb в условиях нестационарного возбуждения	57
1 Контрастирование резонанса КПН в парах ^{87}Rb путем стабилизации уровня люминесценции атомов	58
1.1 Описание метода	58
1.2 Результаты экспериментов.....	60
2 Метод контрастирования резонанса КПН в парах ^{87}Rb на основе параметрического управления поглощенной мощностью излучения накачки ..	65
2.1 Описание метода	65
2.2 Результаты экспериментов.....	69
3 Заключение.....	75
Глава 5. Свойства резонанса КПН при его возбуждении многочастотным оптическим излучением.....	77
1 Анализ схем возбуждения резонанса КПН многочастотным излучением	78
2 Результаты экспериментов	85
3 Заключение.....	92
Глава 6. Стабилизации длины волны излучения накачки по сигналу резонанса КПН при его нестационарном возбуждении	94
1 Описание метода	95
2 Результаты экспериментов	99
3 Заключение.....	105
Заключение	107
Список работ, опубликованных по теме диссертации.....	109
Список цитируемой литературы.....	111
Список таблиц и иллюстраций	118

ВВЕДЕНИЕ

Эффект когерентного пленения населенностей (КПН) и связанная с ним электромагнитно-индуцированная прозрачность (ЭИП) имеют множество приложений, в том числе в метрологии. Эффект КПН заключается в возбуждении в трехуровневой квантовой Λ -системе, под воздействием бихроматического лазерного излучения, когерентного «темного» состояния, проявляющегося в виде узкого спектроскопического резонанса – резонанса КПН, наблюдаемого при изменении разности частот компонент излучения.

Большой научный и практический интерес представляет возможность возбуждения резонанса КПН в парах щелочных металлов благодаря сочетанию сразу нескольких факторов, которое позволяет создавать на основе эффекта КПН малогабаритные устройства: высокое давление насыщенных паров щелочных металлов позволяет создавать устройства с низким энергопотреблением, поскольку не требуется нагрев паров до высокой температуры; в атомах щелочных металлов структура уровней такова, что для возбуждения Λ -системы резонанса необходимо оптическое излучение ближнего ИК-диапазона с разностью частот компонент излучения менее 10 ГГц, для чего можно использовать существующие полупроводниковые лазеры, применив модуляцию тока инжекции. Резонанс КПН, возбуждаемый в парах щелочных металлов (Rb, Cs и др.), имеет высокое отношение частоты к ширине ($>10^7$), что позволяет использовать его в качестве репера для стабилизации или измерения частоты, например, в атомных стандартах частоты, магнитометрах и других устройствах. Метрологические характеристики этих устройств (стабильность частоты, чувствительность и пр.) в значительной степени определяются свойствами реперного резонанса КПН, на которые влияют условия его возбуждения. Относительно быстрое периодическое возбуждение атомной системы позволяет улучшить отношение сигнал/шум спектроскопического сигнала за счет снижения вклада низкочастотных технических шумов, однако при этом наблюдается зависимость свойств резонанса КПН от частоты возбуждения, т.е. реализуется нестационарный режим

возбуждения, который представляет собой недостаточно изученное явление. В связи с этим важной задачей является детальное изучение нестационарных режимов формирования резонанса КПН. Понимание физических механизмов и особенностей формирования резонанса КПН при нестационарном возбуждении позволит разработать новые перспективные подходы для квантовой метрологии и существенно улучшить параметры квантовых стандартов частоты.

Целью данной работы являлось исследование свойств резонанса когерентного пленения населенностей при разных нестационарных режимах возбуждения в парах рубидия-87 и влияния параметров режимов возбуждения на стабильность атомного стандарта частоты на основе эффекта КПН.

Для достижения поставленной цели были решены **следующие задачи**:

- исследование зависимости свойств резонанса КПН от параметров его возбуждения и определение границ параметров возбуждения, при которых возникает зависимость спектроскопического сигнала от времени;
- исследование влияния параметров нестационарного возбуждения на нестабильность атомного стандарта частоты на основе эффекта КПН;
- исследование влияния параметров многокомпонентного оптического излучения накачки на свойства резонанса КПН и нестабильности атомного стандарта частоты на основе эффекта КПН;
- исследование методов увеличения контраста резонанса КПН при нестационарном возбуждении.

Научная новизна

1. Выявлено наличие зависимости от частоты возбуждения временной задержки формирования максимума электромагнитно-индуцированной прозрачности при нестационарном возбуждении резонанса КПН относительно момента, когда разность частот компонент бихроматического поля равна резонансной.

2. Впервые исследована зависимость крутизны дискриминационной кривой резонанса КПН, возбуждаемого в оптических ячейках без буферного газа, от параметров детектирования резонанса.
3. Впервые продемонстрировано увеличение контраста резонанса КПН в нестационарном режиме возбуждения при стабилизации уровня люминесценции паров ^{87}Rb путем модуляции мощности излучения накачки.
4. Разработан и апробирован новый метод увеличения контраста резонанса КПН на основе стабилизации линейной функции от мощности излучения накачки и мощности прошедшего через ячейку с парами ^{87}Rb путем модуляции мощности излучения накачки.
5. Впервые проведено систематическое исследование свойств резонанса когерентного пленения населенностей в парах ^{87}Rb при оптической накачке многочастотным лазерным излучением, формируемым при фазовой модуляции излучения одночастотного диодного лазера на субгармониках ($1/2$ – $1/6$) частоты сверхтонкого расщепления основного состояния.
6. Впервые продемонстрирована возможность использования компоненты сигнала резонанса КПН, наблюдаемого в парах ^{87}Rb при нестационарном возбуждении, для стабилизации длины волны лазерного излучения накачки.

Практическая значимость работы

1. Определены параметры нестационарного возбуждения резонанса КПН, при которых достигается наименьшая нестабильность атомного стандарта частоты на основе эффекта КПН.
2. Определены субгармоники резонансной частоты сверхтонкого расщепления основного состояния D_1 линии ^{87}Rb пригодные для фазовой модуляции излучения накачки в атомном стандарте частоты на основе эффекта КПН.
3. Реализован метод снижения энергопотребления СВЧ-тракта атомного стандарта частоты на основе эффекта КПН в парах ^{87}Rb за счет снижения рабочей частоты тракта.

4. Разработан и исследован метод стабилизации длины волны полупроводникового лазера накачки атомного стандарта частоты на основе эффекта КПН с использованием амплитудной демодуляции спектроскопического сигнала КПН.

5. Разработаны и исследованы эффективные методы активного увеличения амплитуды резонанса КПН, которые могут повысить точность определения спектрального положения резонанса КПН в стационарном и нестационарном режимах возбуждения.

Защищаемые положения

1. Форма резонанса когерентного пленения населенностей и величина фазовой задержки формирования его пика при нестационарном периодическом возбуждении в парах ^{87}Rb зависят от скорости изменения разности частот компонент бихроматического резонансного поля.

2. Свойства резонанса когерентного пленения населенностей при его синхронном детектировании в нестационарном режиме возбуждения в парах ^{87}Rb определяются соотношением между частотой сканирования и изменением разности частот компонент бихроматического резонансного поля.

3. Режим возбуждения резонанса когерентного пленения населенностей в парах ^{87}Rb , при котором уровень мощности излучения накачки подстраивается в процессе возбуждения таким образом, чтобы значение линейной функции от мощности излучения накачки и мощности прошедшего через ячейку излучения оставалось постоянным, позволяет увеличить контраст резонанса более чем на два порядка в стационарном режиме возбуждения и более чем на порядок – в нестационарном режиме.

4. При возбуждении резонанса когерентного пленения на D_1 линии ^{87}Rb в оптической ячейке с антирелаксационным покрытием многокомпонентным оптическим полем, формируемым при фазовой модуляции одночастотного лазерного излучения, влияние интенсивности излучения на спектральное положение резонанса может быть устранено, при использовании для фазовой

модуляции каждой из субгармоник частоты сверхтонкого расщепления основного состояния, на которой наблюдается резонанс.

5. Асимметрия резонанса когерентного пленения населенностей, возбуждаемого на D_1 линии поглощения ^{87}Rb в оптических ячейках с буферным газом, зависит от центральной длины волны излучения накачки и может быть характеризована в нестационарном режиме возбуждения методом амплитудной демодуляции сигнала пропускания.

Личный вклад соискателя

Все экспериментальные результаты, представленные в диссертационной работе, получены автором лично либо при его непосредственном участии. Теоретический анализ и численное моделирование осуществлялись совместно с другими соавторами. Постановка задач, интерпретация полученных результатов и формулировка выводов исследований осуществлялись совместно с научным руководителем и другими соавторами публикаций.

Публикации

Основные результаты диссертации содержатся в 14 работах, 11 из которых опубликованы в ведущих рецензируемых журналах и изданиях, индексируемых системой WoS и определенных ВАК Министерства образования РФ, 3 – в тезисах докладов международных научных конференций.

Апробация

Основные результаты работы докладывались на международных конференциях SPIE Photonics West – 2015, 2016, 2017 и 2018 (Сан-Франциско, США), SPIE Photonics Asia – 2016, 2019 (Пекин, Китай), MPLP – 2016 (Новосибирск, Россия), IX Int. Symp. «Metrology of Time and Space», 2018 (Москва, Россия), RCWLP&P – 2015 (Новосибирск, Россия).

Объем и структура работы

Диссертация изложена на 124 страницах, включая список цитируемой литературы (84 наименование), список из 14 публикаций автора по теме диссертации, содержит 1 таблицу и 53 рисунка.

Во введении дается общая характеристика работы; в главе 1 приведен обзор литературных данных; главы 2–6 содержат описания проведенных исследований, описание результатов и их анализ; заключение содержит основные результаты и выводы работы.

ГЛАВА 1. ЭФФЕКТ КОГЕРЕНТНОГО ПЛЕНЕНИЯ НАСЕЛЕННОСТЕЙ В ПАРАХ РУБИДИЯ-87

1 ЭФФЕКТ КОГЕРЕНТНОГО ПЛЕНЕНИЯ НАСЕЛЕННОСТЕЙ (КПН).

КВАЗИСТАЦИОНАРНОЕ ОПИСАНИЕ.

Эффект КПН заключается в возникновении в многоуровневой квантовой системе, под действием многокомпонентного когерентного излучения, суперпозиционного состояния, которое перестает взаимодействовать с этим излучением [1,2]. Простейшей квантовой системой, в которой наблюдается эффект КПН, является трехуровневая Λ -система (см. рисунок 1), взаимодействующая с когерентным бихроматическим излучением. Эффект критическим образом зависит от частотных отстроек лазерных полей, поэтому при сканировании отстройки разности частот бихроматического поля от частоты сверхтонкого расщепления т.н. двухфотонной отстройки в проходящем излучении наблюдается узкий пик, называемый резонансом КПН [3–5].

Эффект КПН можно описать в полуклассическом приближении взаимодействия света со средой [2]. При данном подходе рассматривается трехуровневая квантовая система, в которой возбужденный уровень $|3\rangle$ связан с двумя нижними уровнями $|1\rangle$ и $|2\rangle$ (см. рисунок 1). Вероятностью спонтанной релаксации в рамках данной простой модели пренебрежём.

Две компоненты бихроматического лазерного излучения возбуждают переходы $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ и $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$ с частотами Раби:

$$\Omega_{1,2} = \frac{\epsilon_{1,2} d_{1,2}}{\hbar} \quad (1)$$

где $d_{1,2}$ – матричные элементы соответствующих дипольных переходов, $\epsilon_{1,2}$ – амплитуды электрических полей спектральных компонент излучения.

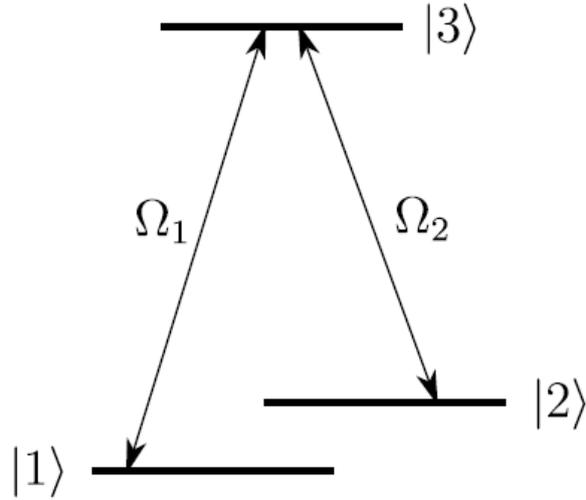


Рисунок 1. Трехуровневая квантовая система (Λ -схема), рассматриваемая для объяснения эффекта когерентного пленения населенностей. Ω_1 – частота Раби перехода $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$, Ω_2 – частота Раби перехода $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$.

Суммарное электрическое поле, воздействующее на квантовую систему, можно записать как $\epsilon(t) = \epsilon_1 e^{-i(\omega_1 t + \phi_1)} + \epsilon_2 e^{-i(\omega_2 t + \phi_2)}$, тогда Гамильтониан системы в приближении вращающейся волны можно записать в следующем виде:

$$H = H_0 + H_{int} \quad (2)$$

где H_0 – невозмущенный Гамильтониан, а H_{int} – Гамильтониан взаимодействия, которые определяются следующим образом:

$$H_0 = E_1 |1\rangle\langle 1| + E_2 |2\rangle\langle 2| + E_3 |3\rangle\langle 3| \quad (3)$$

и

$$H_{int} = -\frac{\hbar\Omega_1}{2} e^{-i(\omega_1 t + \phi_1)} |3\rangle\langle 1| + \frac{\hbar\Omega_2}{2} e^{-i(\omega_2 t + \phi_2)} |3\rangle\langle 2| + \text{к. с.} \quad (4)$$

Введя ортогональный базис $\{|NC\rangle, |C\rangle, |3\rangle\}$, где $|C\rangle$ – связанное состояние, $|NC\rangle$ – несвязанное состояние, определяемые следующим образом [2]:

$$|C\rangle = \frac{1}{\sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}} (\Omega_1 e^{-iE_1 t/\hbar} |1\rangle + \Omega_2 e^{-iE_2 t/\hbar + i(\phi_2 - \phi_1)} |2\rangle) \quad (5)$$

и

$$|NC\rangle = \frac{1}{\sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}} (\Omega_1 e^{-iE_1 t/\hbar} |1\rangle - \Omega_2 e^{-iE_2 t/\hbar + i(\phi_2 - \phi_1)} |2\rangle). \quad (6)$$

Вероятность перехода между состоянием $|NC\rangle$ и $|3\rangle$ определяется следующим образом [2]:

$$\langle 3|H_{int}|NC\rangle = \frac{\hbar\Omega_1\Omega_2}{2\sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}} e^{-i(E_1/\hbar + \omega_1)t - i\phi_1} (1 - e^{i\delta_R t - i\delta_\phi}), \quad (7)$$

где $\delta_R = (\omega_1 - \omega_2) - (E_2 - E_1)/\hbar$ - двухфотонная Рамановская отстройка частоты, а $\delta_\phi = \phi_2 - \phi_1$ разность оптических фаз компонент бихроматического поля. Если разница фаз кратна 2π и двухфотонная отстройка равна 0, то переход между $|NC\rangle$ и $|3\rangle$ невозможен и для атома, находящегося в состоянии $|NC\rangle$, и уравнение Шредингера выглядит следующим образом:

$$\frac{d}{dt}|NC\rangle = \frac{1}{i\hbar}(H_0 + H_{int})|NC\rangle = 0 \quad (8)$$

В этом и заключается так называемый эффект когерентного пленения населенностей. Когда разница между двумя лазерными частотами точно соответствует разности энергий в трехуровневой системе атомов, часть из них оказывается в так называемом темном состоянии. В этом конкретном состоянии атомы не могут быть приведены в возбужденное состояние светом и пропускание среды становится максимальным. На практике резонанс КПН можно возбудить, например, в парах щелочных металлов, при этом уровни $|1\rangle$ и $|2\rangle$ являются сверхтонкими подуровнями основного состояния, а уровень $|3\rangle$ - первым возбужденным состоянием [1].

2 СТРУКТУРА УРОВНЕЙ АТОМОВ РУБИДИЯ-87

Большой научный и практический интерес представляет возможность возбуждения резонанса КПН в парах щелочных металлов, в частности, ^{87}Rb благодаря сочетанию сразу нескольких факторов, которое позволяет создавать на основе эффекта КПН малогабаритные устройства, например, атомные стандарты частоты, магнитометры и пр.[6]:

- высокое давление насыщенных паров щелочных металлов [7] позволяет создавать устройства с низким энергопотреблением, поскольку не требуется нагрев паров до высокой температуры;
- в атомах щелочных металлах структура уровней такова, что для возбуждения Λ -системы резонанса необходимо оптическое излучение ближнего ИК диапазона с разностью частот компонент излучения менее 10 ГГц, для чего можно использовать существующие полупроводниковые лазеры применив модуляцию тока инжекции [8].

Далее дается обзор атомной структуры ^{87}Rb и особенностей взаимодействия оптического излучения с его атомарными парами.

Занятые орбитали атома рубидия составляют $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^1 4s^2 4p^6 5s$. Поскольку они находятся в замкнутой оболочке, полный угловой момент первых 36 электронов равен нулю, а электрон 5s действует как водородоподобный. Рассмотрим переходы между основным состоянием этого электрона 5s и его первым возбужденным состоянием 5p. Субструктура этих уровней возникает из трех уровней коррекции к грубой структуре, предсказанной квантовой механикой нерелятивистских электронов [9]: тонкая структура, сверхтонкая структура и Зеемановское расщепление уровней.

2.1 Тонкая структура атома ^{87}Rb

Тонкая структура квантовых уровней возникает под воздействием трех корректирующих членов к нерелятивистскому гамильтониану кулоновского взаимодействия: H_{Rel} – релятивистской поправки к кинетической энергии, H_{SO} – поправка вызванная спин-орбитальным взаимодействием и H_{Dar} – поправка обусловленная невозможностью точной локализации частицы. При невозмущенном гамильтониане:

$$H_0 = \frac{p^2}{2m} - \frac{Ze^2}{r} \quad (9)$$

невозмущенные уровни энергии выражаются следующим образом:

$$E_n = \frac{Z^2}{2n^2}. \quad (10)$$

Поправку к Гамильтониану H_{FS} можно записать как:

$$\mathbf{H}_{FS} = \mathbf{H}_{Rel} + \mathbf{H}_{SO} + \mathbf{H}_{Dar}, \quad (11)$$

где

$$\mathbf{H}_{Rel} = \frac{\alpha^2}{8} p^4 \quad (12)$$

$$\mathbf{H}_{Dar} = \frac{\alpha^2}{8} \nabla^2 V \quad (13)$$

$$\mathbf{H}_{SO} = \frac{\alpha^2}{2} \frac{1}{r} \frac{dV}{dr} \mathbf{L} \cdot \mathbf{S} \quad (14)$$

здесь \mathbf{L} – орбитальный момент импульса, а \mathbf{S} – спиновый момент импульса. Поправки H_{Rel} и H_{Dar} пренебрежимо малы по сравнению с H_{SO} . Полный момент импульса электрона выражается следующим образом:

$$\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S} \quad (15)$$

Соответствующее квантовое число J должно лежать в диапазоне $|L - S| \leq J \leq L + S$. Для основного состояния Rb $L = 0$ и $S = 1/2$, соответственно $J = 1/2$, для первого возбужденного уровня $L = 1$ и $S = 1/2$, соответственно $J = 1/2$ или $3/2$. Полный сдвиг уровней энергии, обусловленный тонкой структурой равен:

$$\Delta E_{FS} = (Z\alpha)^2 (-E_n) \frac{1}{n^2} \left(\frac{3}{4} - \frac{n}{J + 1/2} \right) \quad (16)$$

и зависит только от значения J . Для случая интересующих уровней (основного 5s и возбужденного 5p), наличие тонкой структуры приводит к расщеплению уровня 5p на два подуровня с $J = 1/2$ и $J = 3/2$. Используя стандартную спектроскопическую нотацию, в которой энергетический уровень записывается как $n^{2S+1}L_J$, где L – s, p, d и т.д., интересующие уровни рубидия можно обозначить как $5^2s_{1/2}$, $5^2p_{1/2}$ и $5^2p_{3/2}$ (см. рисунок 2). Переходы D-линии, т.е. переходы между состояниями с $L = 0$ (5s) и $L = 1$ (5p), разделяются на две компоненты которые обозначаются как D1 для перехода $5^2s_{1/2} \rightarrow 5^2p_{1/2}$, которому соответствует длина волны 795 нм, и D2 для перехода $5^2s_{1/2} \rightarrow 5^2p_{3/2}$ с длиной волны 780 нм.

2.2 Сверхтонкая структура атома ^{87}Rb

Сверхтонкая структура энергетических уровней возникает в результате взаимодействия полного магнитного момента электрона с дипольным магнитным моментом атомного ядра. Подробное изложение можно найти в [10,11]. В данной параграфе дан краткий обзор, в котором влияние взаимодействий более высокого порядка не учитывается. Это такие эффекты, как электрическое квадрупольное или магнитное октупольное взаимодействие, которые требуют более детального описания.

Магнитное дипольное взаимодействие между дипольным моментом ядра μ_I и магнитным полем, создаваемым электроном B_e описывается поправкой к гамильтониану:

$$H_{HFS} = -\mu_I \cdot B_e \quad (17)$$

Дипольный момент ядра связан с ядерным спином следующим образом:

$$\mu_I = g_I \mu_N I / \hbar \quad (18)$$

где I – момент импульса ядра, g_I – ядерный g-фактор, μ_N – ядерный магнетон. Для конкретного уровня энергии электрона можно предположить, что B_e пропорционально $\hbar J$ и гамильтониан взаимодействия становится:

$$H_{HFS} = \frac{A}{\hbar^2} I \cdot J \quad (19)$$

Где A – константа сверхтонкого взаимодействия, определяемая экспериментально [12]. Обозначив полный угловой момент атома как:

$$F = J + I \quad (20)$$

Гамильтониан взаимодействия можно переписать следующим образом:

$$H_{HFS} = \frac{A}{2\hbar^2} (F^2 - S^2 - I^2) \quad (21)$$

и поправка к уровням энергии электрона в связи со сверхтонким расщеплением выражаются следующим образом.

$$\Delta E_{HFS} = \frac{1}{2} A [F(F + 1) - I(I + 1) - J(J + 1)] \quad (22)$$

Значение F лежит в диапазоне $|J - I| \leq F \leq J + I$ и каждому значению соответствует уровень энергии электрона. Значение углового момента ядра для ^{87}Rb составляет $I = 3/2$ и для уровней D1-линии ^{87}Rb F принимает значения $F = 1, 2$ для основного состояния $5^2s_{1/2}$ и возбужденного $5^2p_{1/2}$. Разность энергий расщепленных подуровней $5^2s_{1/2}$ соответствует частоте 6,834 ГГц [12] (см. рисунок 2).

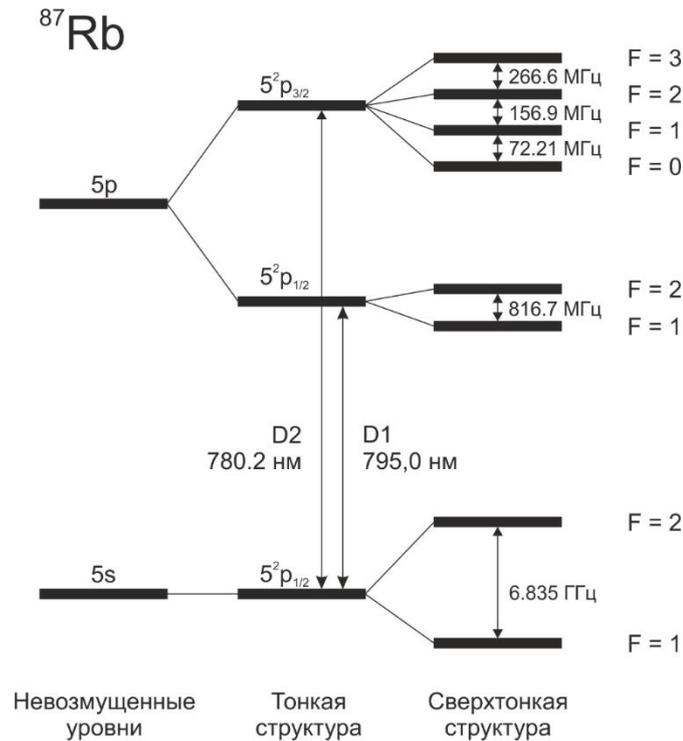


Рисунок 2. Структура уровней D-линии ^{87}Rb в отсутствии внешнего магнитного поля.

2.3 Зеемановское расщепление во внешнем магнитном поле

Каждый из сверхтонких (F) уровней энергии содержит $2F + 1$ магнитных подуровней, которые определяют угловое распределение волновой функции электрона. В отсутствие внешних магнитных полей эти подуровни являются вырожденными. При приложении внешнего магнитного поля их вырождение снимается. Гамильтониан, описывающий взаимодействие атомов с магнитным полем, имеет вид:

$$\mathbf{H}_B = \frac{\mu_B}{\hbar} (g_S \mathbf{S} + g_L \mathbf{L} + g_I \mathbf{I}) \cdot \mathbf{B} \quad (23)$$

где g_S, g_L и g_I гиромагнитные отношения угловых моментов электрона, орбитального момента электрона и атомного ядра соответственно.

В приближении слабого магнитного поля направленного вдоль оси z и с учетом того, что ядерный магнитный момент на несколько порядков меньше электронного и им можно пренебречь, гамильтониан преобразуется к виду [13]:

$$\mathbf{H}_B = \frac{\mu_B}{\hbar} g_F F_z B_z \quad (24)$$

где g_F – g-фактор Ланде:

$$g_F = g_J \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)} \quad (25)$$

Возмущение, вносимое магнитным полем, приводит к снятию вырождения и сдвигу подуровней на величину пропорциональную магнитному квантовому числу m_F [14]:

$$\Delta E_{|F, m_F\rangle} = \mu_B g_F m_F B_z \quad (26)$$

Расщепление уровней под действием магнитного поля называется эффектом Зеемана. Как видно из формулы (26) положение уровня с $m_F = 0$ не зависит от величины магнитного поля. Переходы между уровнями с $m_F = 0$ называют «часовыми» поскольку частота перехода остается стабильной при флуктуации внешнего магнитного поля.

2.4 Относительная сила переходов

Спектр поглощения атомами определяется не только положением энергетических уровней, но также и вероятностью переходов между ними. Сила перехода – относительная интенсивность поглощения каждого перехода определяется коэффициентом вероятности перехода и, следовательно, дипольным матричным элементом $\langle F, m_F | e\mathbf{r} | F', m'_F \rangle$. Значение этих коэффициентов, а также разрешенные переходы зависят от поляризации излучения. Например, циркулярно σ^+ поляризованное излучение может поглотиться только на переходах $|F, m_F\rangle \rightarrow |F, m_F + 1\rangle$ ввиду закона сохранения углового момента. Дипольный матричный

элемент перехода может быть выражен как функция матричного элемента $\langle J||er||J' \rangle$:

$$\langle F, m_F | er | F', m'_F \rangle = c_{F, m_F} \langle J || er || J' \rangle \quad (27)$$

Сила перехода между сверхтонкими состояниями определяется как сумма вероятностей переходов между всеми Зеемановскими подуровнями данных состояний $C_F^2 = \sum c_{\{F, m_F\}}^2$. При этом величина C_F^2 не зависит от поляризации излучения. Расчетные значения дипольных матричных элементов для переходов D1 линии ^{87}Rb приведены в [11].

2.5 Форма линий поглощения

Линия поглощения оптических переходов $|F\rangle \rightarrow |F'\rangle$ имеет форму функции Фойгта [15], значения которой являются результатом свертки функции Гаусса, описывающей профиль доплеровского уширения линии, и функции Лоренца, описывающей форму линии поглощения с конечным временем жизни возбужденного состояния.

Функция Фойгта задается следующим образом:

$$V(x, x_0, \sigma, \gamma) = \int_{-\infty}^{+\infty} G(x', \sigma) L(x - x_0, \gamma) dx' \quad (28)$$

$G(x, \sigma) = \frac{e^{-x^2/2\sigma^2}}{\sigma\sqrt{2\pi}}$ – функция Гаусса и $L(x, \gamma) = \frac{\gamma}{\pi(x^2 + \gamma^2)}$ функция Лоренца.

Ширины Гауссовского и Лоренцевского контуров на полувысоты соответственно равны: $FWHM_G = 2\sqrt{2\ln(2)}$, $FWHM_L = 2\gamma$.

Гауссовское уширение является следствием эффекта Доплера и характеризуется величиной:

$$\sigma = \frac{\sqrt{2RT/M}}{\lambda} \quad (29)$$

где R – универсальная газовая постоянная, T – температура среды, M – молярная масса рубидия.

Для ^{87}Rb доплеровское уширение оптических спектральных линий поглощения в диапазоне температур от 60 до 100°C составляет от 520 до 560 МГц.

Ширина Лоренцевского контура определяется естественной шириной спектральной линии, которая связана с вероятностью спонтанного излучения и, при наличии буферного газа, столкновительным уширением, вызванным взаимодействием атомов рубидия и буферного газа, и выражается следующим образом:

$$FWHM_L = FWHM_0 + \sum \beta_{BG} P_{BG} \quad (30)$$

где $FWHM_0 = 6.0666$ МГц – естественная ширина линии ^{87}Rb [11]. $\beta_{Buffer\ gas}$ – коэффициент, зависящий от типа буферного газа [15,16], P_{BG} – парциальное давление буферного газа.

Форма линий поглощения изменяется также под действием оптической накачки, которая перераспределяет населенности сверхтонких подуровней и эффекта оптического насыщения. В первом приближении поглощение света через поглощающую среду описывается законом Бугера — Ламберта — Бера [17]. Для малого оптического пути dz , поглощение оптического излучения определяется как $\frac{dI}{dz} = -\alpha I$, где α – коэффициент поглощения, I – интенсивность излучения. Интенсивность излучения прошедшего через среду оптический путь длиной z составляет:

$$I(z) = I_0 \cdot e^{-\alpha z} \quad (31)$$

где I_0 – интенсивность при $z = 0$.

В реальности поглощение среды ограничено эффектом насыщения, который описывается следующим образом:

$$\frac{dI}{dz} = -\frac{\alpha I}{1 + I/I_{Sat}} \quad (32)$$

где I_{Sat} – интенсивность насыщения.

Эффект насыщения приводит к изменению формы линии поглощения, которая выражается в изменении ширины линии Лоренцевского контура [18]:

$$FWHM_S = FWHM_L \sqrt{1 + S_0} \quad (33)$$

где S_0 – параметр насыщения пропорциональной интенсивности.

Совместное воздействие оптической накачки и эффекта насыщения приводят к формированию линии поглощения, форму которой сложно корректно аппроксимировать аналитическим выражением, поэтому для корректного измерения ширины линии поглощения интенсивность оптического излучения должна быть меньше уровня насыщения, который зависит от поляризации [11], и результат получают при экстраполяции значения ширины линии к нулевой интенсивности [19].

2.6 Спектроскопия резонанса КПН

Описание спектроскопических свойств КПН резонанса, в частности формы резонансного контура в квазистационарном режиме возбуждения, требует более детального рассмотрения, чем простой подход, представленный в параграфе 1. Для расчета ширины линии КПН резонанса требуется использование формализма матрицы плотности. В этом случае уравнение Шредингера решается для гамильтониана уравнения (2) для элементов матрицы плотности с добавлением оператора релаксации. Полученные уравнения могут быть решены аналитически (подробное рассмотрение см. в [2]). В первом приближении ширина резонанса КПН, форма которого аппроксимируется Лоренцевским контуром, определяется следующим образом [20]:

$$FWHM_{CPT} = \frac{\Gamma_0 + \Omega_R^2/\gamma_{sp}}{\pi} \quad (34)$$

где Γ_0 – скорость релаксации основного состояния, γ_{sp} – скорость релаксации возбужденного состояния и $\Omega_R \approx \Omega_1 \approx \Omega_2$ – частота Раби, определенной формулой (1).

Результаты применения такого подхода хорошо согласуются с экспериментальными измерениями по ширине линии поглощения. Однако расчет амплитуды резонанса требует более детальной модели. Действительно, в реальной системе некоторые атомы оптически накачиваются до уровней, которые не являются частью Λ -схемы. Это особенно относится к случаю, когда используется циркулярно поляризованное излучение, что требуется для наблюдения резонанса

на магнитонезависимых переходах. Более подробный подход, учитывающий эти эффекты в четырехуровневой модели в оптически толстой ячейке, можно найти в [18]. Эта модель объясняет наблюдаемые контрасты.

3 ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР ПО ТЕМЕ ИССЛЕДОВАНИЯ.

Впервые эффект КПН обнаружен в 1976 году итальянской группой при исследовании взаимодействия атомов натрия с излучением многомодового лазера на красителе [21]. В дальнейшем исследования эффекта КПН в атомах рубидия и цезия с целью создания «полностью оптических» (т.е. без использования СВЧ резонатора) атомных часов и других устройств были активно продолжены в различных лабораториях мира (США, Россия, Франция, Швейцария, Израиль, Китай и др.). В США наиболее активно работы проводятся в Национальном Институте Стандартов и Технологии (NIST) и компании «Symmetricom» («Microchip» с 2018 г.).

В работе [22] продемонстрирован квантовый дискриминатор на атомах цезия с объемом $9,5 \text{ мм}^3$, и энергопотреблением 75 мВт с поверхностно-излучающим диодным лазером с вертикальным резонатором (англ. аббревиатура VCSEL), обеспечивающий относительную нестабильность частоты $2,5 \times 10^{-10}$ за секунду. Использование миниатюрных лазеров VCSEL позволяет существенно уменьшить габариты и энергопотребление атомных часов, при этом такие лазеры работают в одночастотном режиме (в случае, когда нет частотной модуляции тока) и легко перестраиваются, что позволяет точно настраиваться на нужные оптические переходы.

В работе [5] реализован квантовый дискриминатор на атомах рубидия (^{87}Rb) с объемом 12 мм^3 , и энергопотреблением 195 мВт. В нем использован VCSEL, работающий на длине волны D1 линии атомов ^{87}Rb , что позволило существенно уменьшить кратковременную нестабильность $4 \times 10^{-11}/\tau^{1/2}$ и уменьшить дрейф частоты до величины 5×10^{-9} за сутки по сравнению со значениями этих параметров, полученных в работе [22].

Преимущества использования D_1 линии вместо D_2 были впервые продемонстрированы в работе [23]. Для атомных ячеек малого размера (много меньше длины волны радиочастотного перехода) в работе [24] предложен метод значительного увеличения амплитуды и контраста темного резонанса, основанный на использовании конфигурации поля, образованной двумя встречными бегущими волнами с ортогональными циркулярными поляризациями.

Наиболее широкое распространение получили схемы, в которых для формирования КПН-резонансов используется только один лазер. Чтобы создать бихроматическое поле, излучение одночастотного лазера периодически модулируется на частоте сверхтонкой структуры основного состояния атома. При этом используются различные виды модуляции: амплитудная [25], частотная (фазовая) [26] и поляризационная [27]. При теоретическом прогнозировании характеристик резонанса КПН, как правило, опираются на результаты анализа, выполненного на основе стационарного решения для конкретной математической модели. Такой подход дает адекватные оценки только в приближении медленной модуляции (по сравнению со временем установления стационарного состояния) лазерного излучения. В общем же случае, теоретическое исследование спектроскопического сигнала должно проводиться с учетом временной динамики его формирования и регистрации. Необходимо отметить, что в последние годы интерес к нестационарным резонансам когерентного пленения населенностей возрастает [3,28–31]. Такая тенденция связана с тем, что в динамических режимах спектроскопических сигнал несет больше информации о квантовой системе. Чтобы научиться извлекать эту информацию и использовать ее для улучшения метрологических характеристик квантовых стандартов частоты, необходимы глубокие теоретические и экспериментальные исследования в данном направлении.

Ряд исследований связанных с изучением особенностей формирования резонансов КПН в нестационарных условиях касался переходных процессов, наблюдаемых при возбуждении резонанса с характерным периодом возбуждения меньшим, чем время когерентного взаимодействия атомов с излучением накачки

[32], когда наблюдаются переходные процессы, которые характеризуются существенным изменением амплитуды резонанса [33,34] и появлением осцилляций на заднем фронте резонанса вследствие биений между полем накачки и релаксирующим полем, излучаемым атомным переходом [28,33,35].

В предельном случае нестационарного возбуждения – при ступенчатом изменении разности частот излучения накачки – эти осцилляции имеют гармонический характер и частота этих осцилляций в точности равна отстройке разности частот бихроматического излучения накачки от частоты сверхтонкого перехода основного состояния активных атомов [28,35]. На основе этого явления может быть реализован стандарт частоты, принцип действия которого состоит в измерении частоты осцилляций и сравнении их с частотой сверхтонкого перехода [28,36].

При нестационарном возбуждении, когда разность частот бихроматического излучения накачки изменяется гармонически осцилляции на заднем фронте резонанса КПН имеют явно выраженный ангармонический характер [32], а также наблюдается задержка формирования пика резонанса относительно момента, когда двухфотонная отстройка равна нулю. Однако до настоящего времени оставался неисследованным характер проявления этих осцилляций и задержки формирования пика резонанса в широком частотном диапазоне изменения разности частот бихроматического излучения накачки, а также было неясно, как эти эффекты могут влиять на центральную часть резонанса КПН и, соответственно, на стабильность атомных часов.

Зависимость стабильности АСЧ от таких параметров возбуждения резонанса КПН, как частота и девиация двухфотонной отстройки экспериментально исследовалась в работах [37,38] при возбуждении резонанса в ячейках с буферным газом. В работах было показано, что при нестационарном возбуждении резонанса КПН существует отношение между частотой возбуждения и девиацией двухфотонной отстройки, при которой достигается наилучшая стабильность АСЧ. В работе [39] исследовалась возможность использования фазовой модуляции СВЧ сигнала для сканирования резонанса вместо частотной модуляции, в данном случае

это было эквивалентно увеличению частоты возбуждения резонанса и сдвига фазы модулирующего сигнала на $\pi/2$. Было показано, что при переходе к более высокочастотной модуляции реализуется аналог режима Паунда-Древера-Хола для двухфотонного резонанса, режим Паунда-Древера-Хола хорошо изучен для случая возбуждения резонанса в двухуровневой квантовой системе или оптических резонаторах [40–42]. При этом известно, что в данном режиме оптимальным отношением ширины диапазона сканирования к частоте возбуждения резонанса, при котором достигается наилучшая точность привязки к резонансу, равна 1.08 [42]. Результаты экспериментальных исследований совпадают с данными теоретического исследования [3]. Не исследованной осталась возможность экстраполяции полученных результатов на ячейки с антирелаксационным покрытием и то, могут ли состав и давление буферного газа влиять на оптимальные условия нестационарного возбуждения резонанса.

Другим видом не стационарности условий возбуждения резонанса КПН является модуляция мощности оптического излучения. При этом особый интерес вызывают такие режимы возбуждения, при котором мощность излучения, каким-либо образом связана с частотой двухфотонной отстройки. Один из таких режимов возбуждения продемонстрирован в работе [43], в которой дополнительная петля обратной связи, которая управляла мощностью оптического излучения, использовалась для стабилизации интенсивности люминесценции возбуждаемых атомов рубидия. Реализация такого режима возбуждения приводит к тому, что мощность излучения накачки максимальная при нулевой двухфотонной отстройке и убывает при увеличении отстройки, что вызывает увеличение контраста наблюдаемого резонанса. В работе [43] использование данного подхода позволила увеличить амплитуду резонанса в 43 раза пронаблюдать резонанс КПН с контрастом 260%. Недостатком такого подхода является необходимость измерения интенсивности ненаправленного излучения люминесценции. При этом на практике можно собрать только часть переизлученных фотонов, что снижает эффективность метода и требует разработки иных подходов к построению схемы возбуждения и петли обратной связи.

Можно отметить, что использование нестационарного режима возбуждения резонанса, при котором частота возбуждения и амплитуда девиации частоты превышают ширину резонанса используется повсеместно в реализациях АСЧ на основе эффекта КПН. При этом основой современного подхода к конструкции АСЧ на основе эффекта КПН является использование полупроводникового лазера с вертикальным резонатором (VCSEL), допускающим прямую модуляцию тока инжекции с СВЧ частотой, что позволяет модулировать длину волны излучения лазера и таким образом формировать многокомпонентное лазерное излучение, содержащее компоненты с разностью частот совпадающих с резонансной частотой [8]. Обычно используется СВЧ модуляция с частотой f равной половине частоты сверхтонкого расщепления [6,22,44–46] ($f_0 = 6.835$ ГГц для рубидия-87), для возбуждения резонанса КПН используются -1 и $+1$ спектральные компоненты излучения. Для модуляции тока можно использовать и субгармоники резонансной частоты с меньшими частотами $f=f_0/3$, $f=f_0/4$ и т.д., используя при этом спектральные компоненты с большим порядком. Использование субгармоник частоты сверхтонкого расщепления для возбуждения резонанса КПН была ранее продемонстрирована в работах [8,47]. Однако в этих работах не был определен оптимальный порядок субгармоники для достижения оптимального баланса между потреблением энергии и стабильностью атомного стандарта частоты. В работе [8] было продемонстрировано, что в рубидиевых атомных стандартах частоты на основе эффекта КПН можно использовать шестую субгармонику для модуляции тока инжекции лазерного диода. Возможность использования четных субгармоник до шестого порядка включительно в цезиевых атомных часах была исследована в работе [47], где были определены параметры при котором достигается максимальный контраст резонанса КПН, условия подавления полевого сдвига частоты резонанса и влияние на стабильность атомных часов не исследовались.

Ранее было показано, что при $f=f_0/2$ можно подобрать такую амплитуду СВЧ сигнала, что суммарный световой сдвиг резонанса, создаваемый спектральными компонентами излучения, будет равен нулю [48]. Этот факт очень значим с точки зрения достижения высокой долговременной стабильности АСЧ, поскольку

флуктуация мощности излучения при неподавленном световом сдвиге может значительно ухудшить стабильность АСЧ. Однако ранее не было работ, в которых была показана возможность подавления светового сдвига при использовании субгармоник высокого порядка.

Подавление светового сдвига резонанса КПН при возбуждении в парах щелочных металлов является темой многих исследований. Как было сказано ранее, при использовании схемы возбуждения резонанса с использованием излучения диодного лазера с прямой модуляцией тока инжекции, которая приводит к модуляции длины волны излучения и формированию многокомпонентного излучения, можно подобрать амплитуду модуляции, при которой суммарный полевой сдвиг равен нулю. С практической точки зрения важным является разработка методов, которые бы позволяли стабилизировать амплитуду модулирующего сигнала на значении, при котором происходит подавление светового сдвига резонанса. На данный момент разработано несколько подходов. Например, в работе [49] описан метод на основе минимизации флуктуации сигнала ошибки при относительно медленной модуляции мощности оптического излучения. Другим подходом является использование составляющих КПН-сигнала, которые могут быть получены при синхронном детектировании резонанса и использовании демодулирующего сигнала, сдвинутого по фазе на $\pi/2$, относительно фазы модулирующего сигнала. Такой подход ранее применялся в АСЧ на основе двойного радиооптического резонанса (ДРОР) [50]. Использование такого подхода при возбуждении резонанса КПН в ячейках с антирелаксационным покрытием было продемонстрировано в работе [51]. Теоретический анализ использования сигнала такого типа показал, что в случае КПН резонанса формирование сигнала при нулевой двухфотонной отстройке происходит за счет деформации формы резонанса при его возбуждении, в том числе нестационарном, в оптически плотной среде [31]. В целом, тема исследования применимости сигнала КПН сигнала, получаемого при синхронном детектировании с использованием сдвинутого по фазе опорного сигнала, является не до конца исследованной.

ГЛАВА 2. ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ, ВОЗНИКАЮЩИЕ ПРИ НЕСТАЦИОНАРНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ РЕЗОНАНСА КПН

Для возбуждения резонанса когерентного пленения населённостей (КПН) в трехуровневой квантовой Λ -системе используется модуляция разности частот компонент бихроматического поля оптической накачки [21]. Такой подход позволяет использовать метод синхронного детектирования резонанса КПН, который используется, например, в атомных стандартах частоты для привязки частоты локального осциллятора к спектральному положению пика резонанса [52]. Когда частота возбуждения резонанса, определяемая частотой модуляции разности частот мала по сравнению со спектральной шириной резонанса, то реализуется так называемый квазистационарный режим возбуждения, при котором поглощение атомов зависит только от разности частот, форма этой зависимости может быть аппроксимирована лоренцевским контуром. Увеличение частоты модуляции позволяет увеличить отношение сигнал/шум сигнала синхронного детектора и тем самым улучшить характеристики конечных устройств, принцип действия которых основан на регистрации частоты резонанса КПН. С другой стороны, известно, что при нестационарном возбуждении резонанса КПН с характерным периодом возбуждения меньшим, чем время когерентного взаимодействия атомов с излучением накачки [32], наблюдаются переходные процессы, которые характеризуются существенным изменением амплитуды и формы резонанса [33]

В данной главе приводятся результаты экспериментального и теоретического исследования переходных процессов при нестационарном возбуждении резонанса КПН на примере Λ -перехода в D1-линии ^{87}Rb ($F_g=1,2 \rightarrow F_e=2$) в широком частотном диапазоне изменения разности частот бихроматического излучения накачки исследован эффект задержки формирования пика электромагнитно-индуцированной прозрачности, а также выявлена роль релаксирующих осцилляций на заднем фронте резонанса КПН в изменении формы резонанса.

1 ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Теоретическое исследование динамики КПН-резонансов для Λ -системы (см. Рисунок 3) при взаимодействии с бихроматическим полем:

$$E(t) = E_1 e^{-i\omega_1 t} + E_2 e^{-i\omega_2 t} + \text{к. с.} \quad (35)$$

проводилось на основе уравнений для атомной матрицы плотности, которые в резонансном приближении имеют следующий вид [53]

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{21}}{\partial t} &= -[\Gamma_0 + i(\delta_2 - \delta_1)]\rho_{21} - i\Omega_1 \rho_{23} - i\Omega_2^* \rho_{31}, \\ \frac{\partial \rho_{31}}{\partial t} &= -(\gamma_{opt} - i\delta_1)\rho_{31} - i\Omega_1(\rho_{11} - \rho_{33}) + i\Omega_2 \rho_{21}, \\ \frac{\partial \rho_{32}}{\partial t} &= -(\gamma_{opt} - i\delta_2)\rho_{32} + i\Omega_2(\rho_{22} - \rho_{33}) + i\Omega_1 \rho_{12}, \\ \frac{\partial \rho_{11}}{\partial t} &= \frac{\gamma_{sp}}{2} \rho_{33} + \frac{\Gamma_0}{2} \text{Tr}[\hat{\rho}] - \Gamma_0 \rho_{11} - i\Omega_1 \rho_{13} + i\Omega_1^* \rho_{31}, \\ \frac{\partial \rho_{22}}{\partial t} &= \frac{\gamma_{sp}}{2} \rho_{33} + \frac{\Gamma_0}{2} \text{Tr}[\hat{\rho}] - \Gamma_0 \rho_{22} - i\Omega_2 \rho_{23} + i\Omega_2^* \rho_{32}, \\ \frac{\partial \rho_{33}}{\partial t} &= -(\gamma_{sp} + \Gamma_0)\rho_{33} + i\Omega_1 \rho_{13} + i\Omega_2 \rho_{23} - i\Omega_1^* \rho_{31} - i\Omega_2^* \rho_{32}, \\ \rho_{12} &= \rho_{21}^*, \quad \rho_{13} = \rho_{31}^*, \quad \rho_{23} = \rho_{32}^*, \\ \text{Tr}[\hat{\rho}] &= \rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} = 1, \end{aligned} \quad (36)$$

где введены обозначения: $\Omega_{1,2}$ - частоты Раби, γ_{sp} - скорость спонтанного распада верхнего уровня $|3\rangle$, γ_{opt} - общая скорость декогерентизации оптических переходов $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ и $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$, Γ_0 - скорость релаксации на нижних энергетических уровнях $|1\rangle$ и $|2\rangle$ к равновесному изотропному состоянию $(|1\rangle\langle 1| + |2\rangle\langle 2|)/2$, $\delta_k = \omega_k - \omega_{3k}$ ($k=1,2$) - отстройка частоты k -го поля от частоты соответствующего резонансного перехода. Для решения системы уравнений (36) использовался метод, подробно описанный в работе [54], который позволяет рассчитать периодическое стационарное состояние без рассмотрения задачи с начальными условиями и без использования Фурье-разложения.

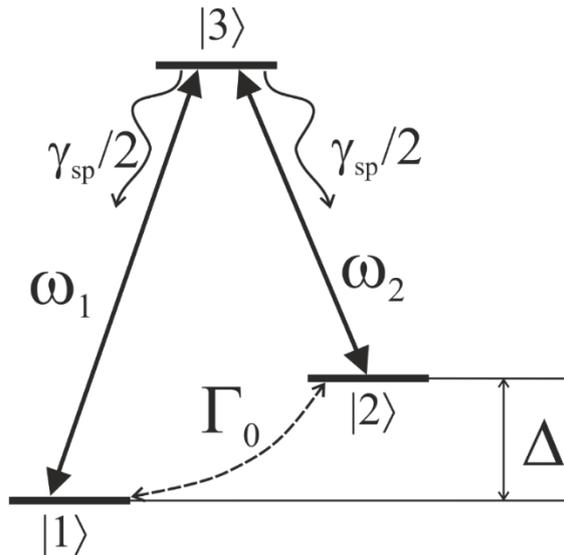


Рисунок 3. Трехуровневая Λ -система в бихроматическом поле γ_{sp} - скорость спонтанного распада верхнего уровня; ω_1 и ω_2 - частоты оптических переходов $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ и $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$, соответственно; Γ_0 - скорость релаксации на нижних энергетических уровнях $|1\rangle$ и $|2\rangle$ к равновесному изотропному состоянию; Δ - разность частот ω_1 и ω_2 .

На рисунке 4 приведена расчетная зависимость интенсивности излучения, прошедшего через ячейку с парами рубидия, от времени при ступенчатом возбуждении резонанса КПН (см. Рисунок 4в). Видно, что ступенчатое возбуждение резонанса КПН ведёт к формированию затухающих осцилляций с постоянным периодом (см. Рисунок 4а), что согласуется с результатами работы [28]. В случае изменения разности частот бихроматического излучения накачки плавным образом по периодическому закону (см. Рисунок 4д) осцилляции интенсивности излучения, прошедшего через ячейку, имеют ангармонический характер (Рисунок 4г), что согласуется с результатами работы [32].

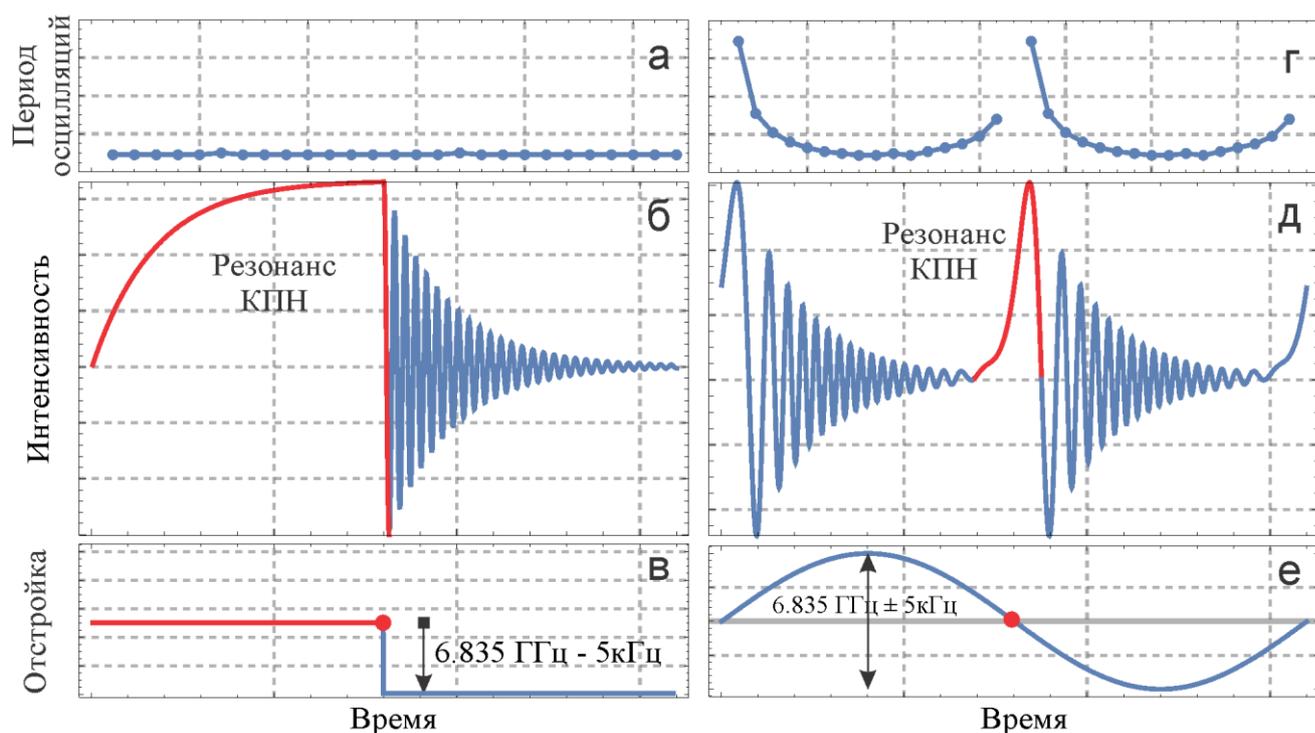


Рисунок 4. Расчетные временные зависимости интенсивности излучения, прошедшего через ячейку с парами Rb, при ступенчатом (а, б, в) и гармоническом (г, д, е) возбуждении резонанса КПН.

На рисунке 5 приведены расчетные зависимости интенсивности излучения, прошедшего через ячейку с парами рубидия, при разных частотах гармонического возбуждения резонанса КПН. Для того чтобы сравнить на одном графике характер осцилляций, частота которых может отличаться на два порядка, по оси абсцисс отложена фаза сигнала модуляции при разных частотах модуляции. Из рисунка 5 видно, что при увеличении частоты возбуждения с 4 Гц до 100 Гц существенно изменяются не только осцилляции на заднем фронте резонанса КПН, но изменяется и центральная часть резонанса КПН – с увеличением частоты возбуждения её амплитуда падает, ширина растёт, передний фронт резонанса становится более пологим по сравнению с его задним фронтом. Отметим, что осцилляции на заднем фронте резонанса КПН начинают проявляться при частотах в несколько десятков Гц, а при дальнейшем увеличении частоты осцилляции заметно деформируют резонанс КПН. При малых частотах модуляции (единицы герц) форма резонанса описывается функцией Лоренца, что соответствует стационарному случаю [55].

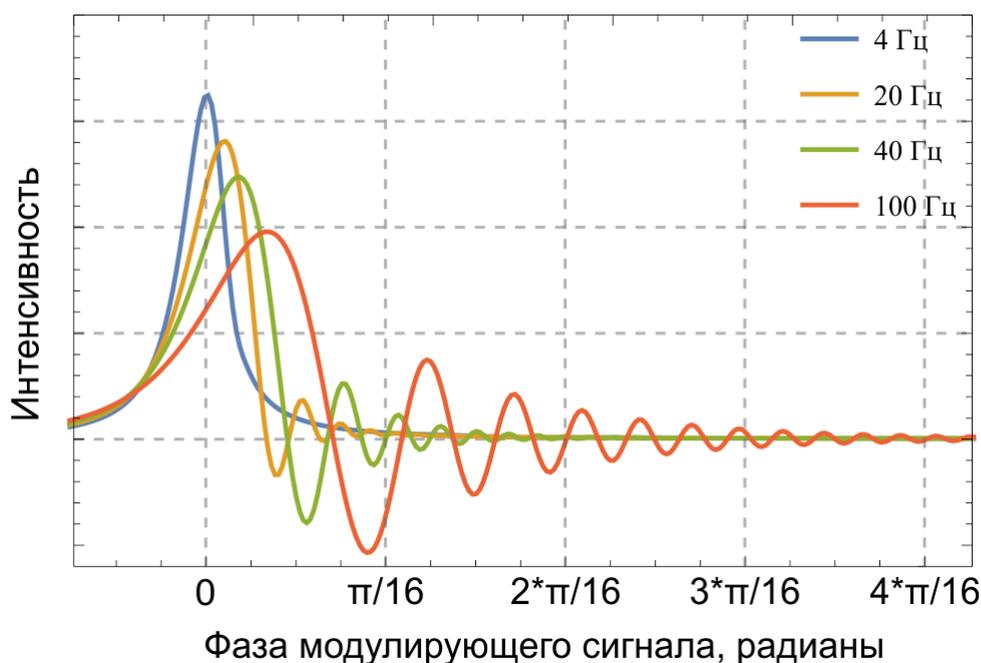


Рисунок 5. Расчетные зависимости интенсивности излучения, прошедшего через ячейку, от фазы сигнала модуляции при разных частотах возбуждения.

2 РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Экспериментальные исследования переходных процессов при нестационарном возбуждении резонанса КПН проводились на установке, схема которой приведена на рисунке 6.

Излучение полупроводникового поверхностно-излучающего лазера с вертикальным резонатором (VCSEL) коллимировалось асферической линзой в пучок диаметром 1 мм. Пройдя через четвертьволновую фазовую пластину излучение приобретало круговую поляризацию, после чего проходило через оптическую ячейку, содержащую пары ^{87}Rb . Часть излучения прошедшее сквозь ячейку попадала на фотоприемник, сигнал с которого поступал на регистрирующую аппаратуру. Лазерный диод накачки и оптическая ячейка были термостабилизированы, нестабильность их температуры не превышала 10 мК. Температура ячейки была стабилизирована на уровне 60 °С. Для экранирования от внешнего магнитного поля оптическая ячейка была помещена в трехслойный магнитный экран, изготовленный из магнитомягкого металла. Соленоид создавал магнитное поле, направленное вдоль распространения оптического излучения,

величина поля составляла около ~ 100 мГс. Электронное управление режимами работы модулей экспериментальной установки осуществлялось при помощи системы PXI National Instruments.

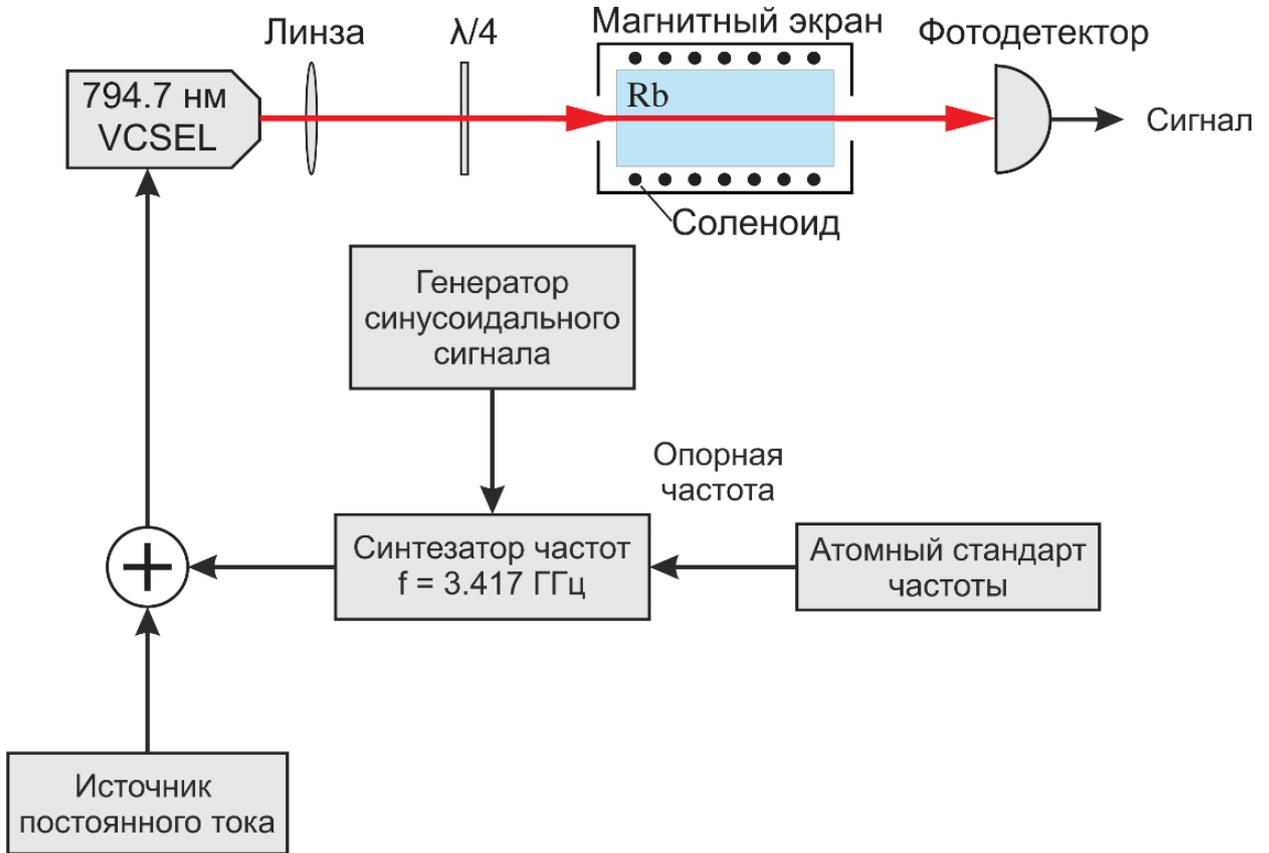


Рисунок 6. Схема экспериментальной установки.

В экспериментах использовалась сферическая оптическая ячейка диаметром 13 мм с парами ^{87}Rb и с антирелаксационным покрытием внутренней поверхности ячейки. На рисунке 7 показан спектр поглощения ячейки, который был измерен путем регистрации зависимости сигнала фотоприемника от частоты излучения лазерного диода при отсутствии ВЧ-сигнала. Частота излучения изменялась путем изменения тока питания диодного лазера, увеличение тока вызывало уменьшение частоты излучения, при этом мощность излучения возрастала, поэтому график зависимости имеет характерный наклон.

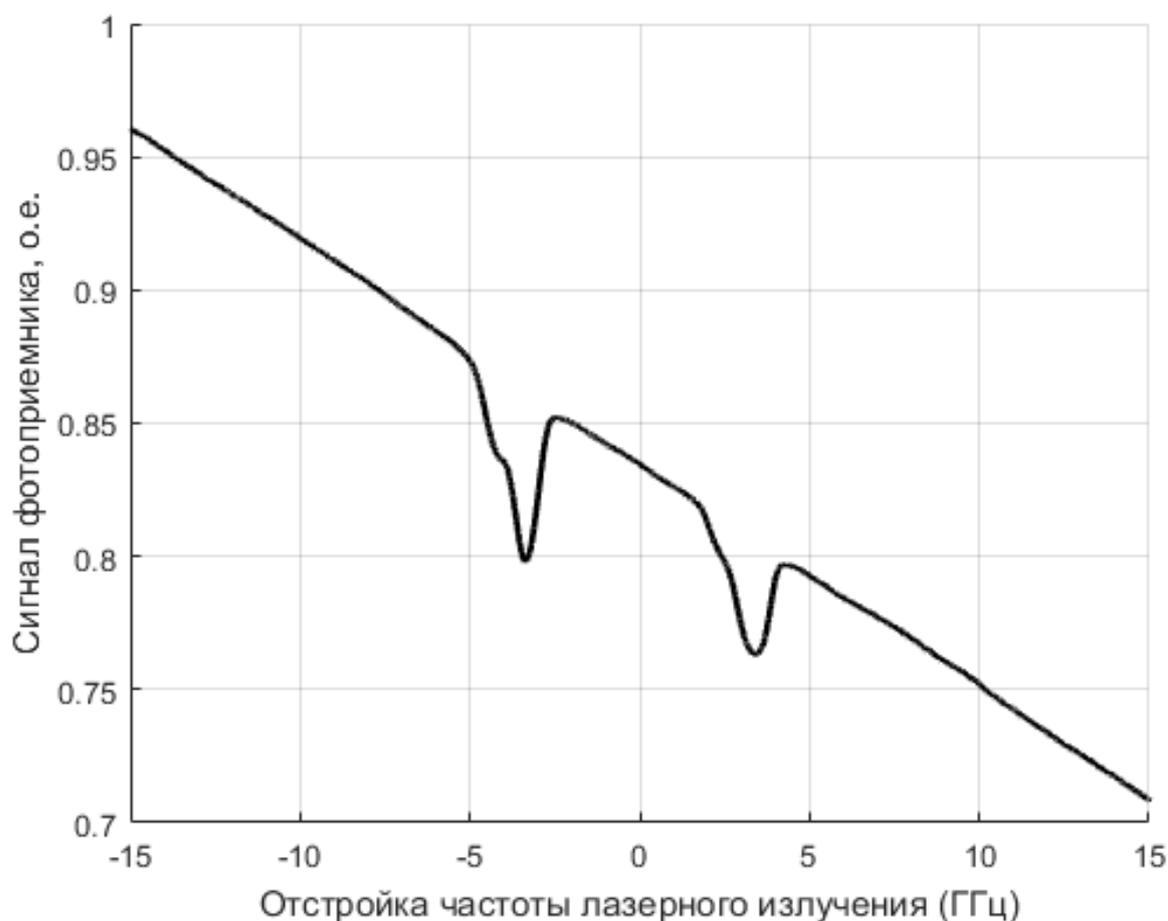


Рисунок 7. Спектр пропускания ячейки с парами ^{87}Rb .

Ток питания лазерного диода модулировался ВЧ-сигналом с частотой 3.417 ГГц, полученным с помощью синтезатора частот Phase Matrix 10 ГГц, что приводило к появлению в спектре излучения лазера спектральных компонент, отстроенных друг от друга на 3.417 ГГц. Разность частот +1 и -1 боковых компонент соответствовала частоте перехода между уровнями сверхтонкого расщепления основного состояния ^{87}Rb . Центральная часть спектра излучения лазера, измеренная с помощью сканирующего интерферометра Фабри-Перо, показан на рисунке 8. На рисунке 9 представлена зависимость мощности излучения прошедшего через ячейку с парами ^{87}Rb от отстройки частоты излучения, при модуляции тока инжекции диода на частоте 3,417 ГГц.

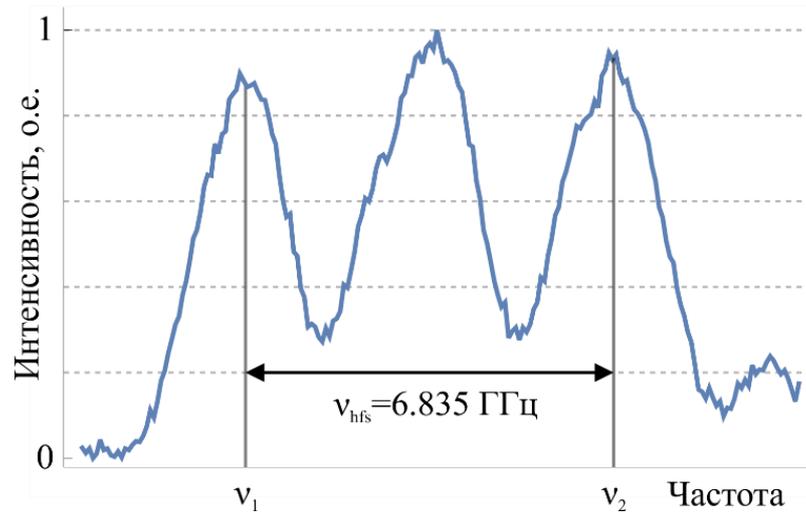


Рисунок 8. Спектр излучения лазерного диода при модуляции тока питания на частоте 3,417 ГГц

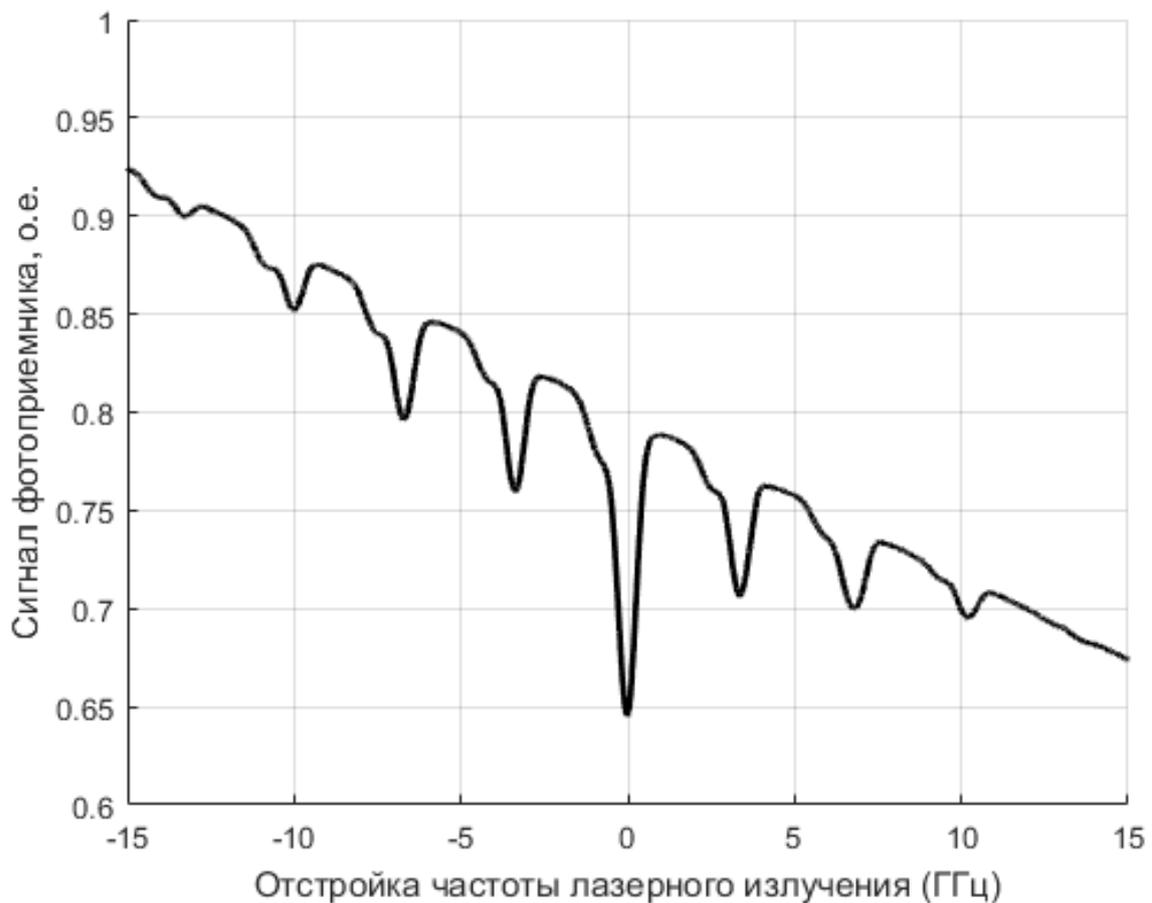


Рисунок 9. Зависимость мощности излучения прошедшего через ячейку с парами ^{87}Rb от отстройки частоты излучения, при модуляции тока инжекции диода на частоте 3,417 ГГц.

Для нестационарного возбуждения резонанса КПН разность боковых частот модулировалась с частотой, которая могла изменяться в диапазоне 0,1-5000 Гц.

При относительно медленном (с частотами в диапазоне 0,1-4 Гц) возбуждении резонанса КПН наблюдался резонанс шириной 450 Гц, не имеющий осцилляций на заднем фронте (см. рисунок 10).

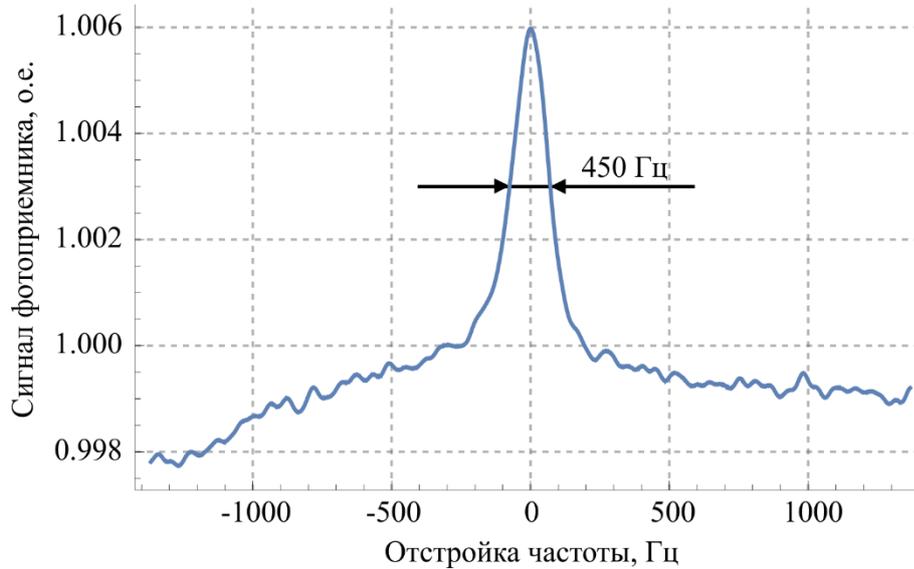


Рисунок 10. Резонанс КПН при возбуждении на частоте 1 Гц.

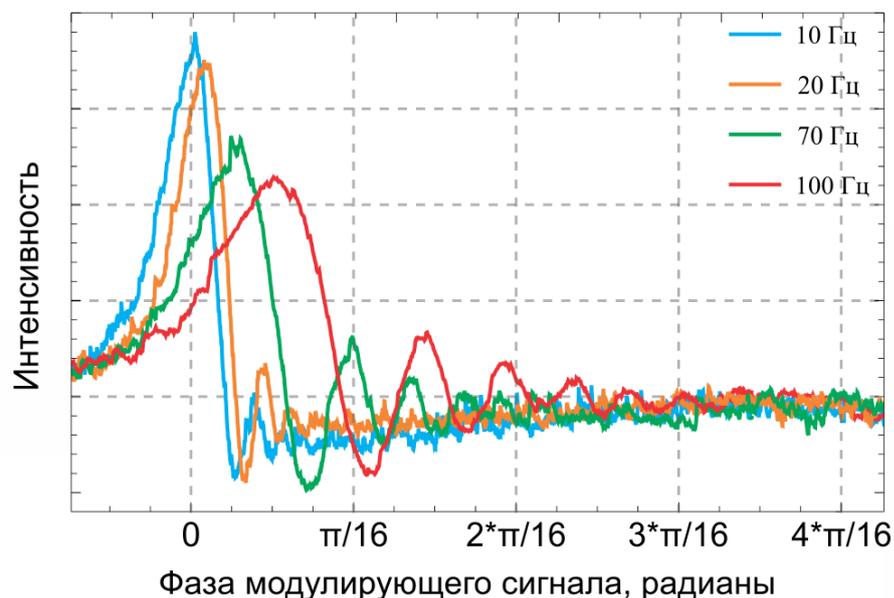


Рисунок 11. Экспериментальные зависимости интенсивности излучения, прошедшего через ячейку с парами рубидия, от фазы сигнала модуляции при разных частотах возбуждения.

При увеличении частоты возбуждения в регистрируемой временной зависимости интенсивности излучения (рисунок. 11) появлялись осцилляции, характер которых хорошо коррелировал с расчётными кривыми, приведёнными на рисунке 5.

Изменение формы резонансной кривой коррелировало с расчетными кривыми, приведенными на рисунке 4. Как видно из рисунка 12 по мере увеличения частоты модуляции пик резонансной кривой смещался вправо, т.е. формировался с задержкой относительно момента, когда разность частоты бихроматического поля в точности совпадала с частотой сверхтонкого расщепления.

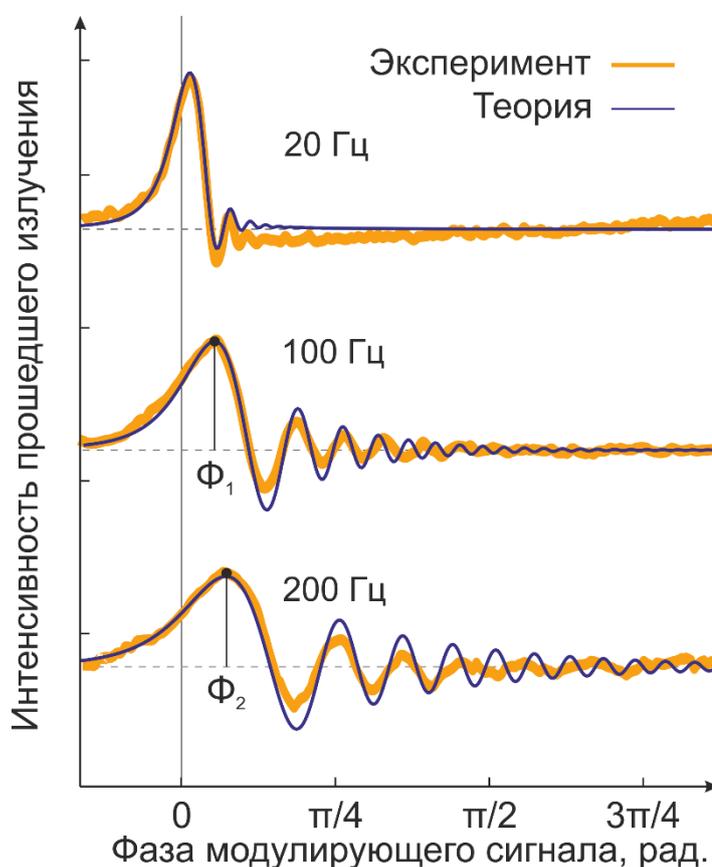


Рисунок 12. Сравнение экспериментальной и расчетной зависимости интенсивности излучения, прошедшего через ячейку, от фазы сигнала модуляции при разных частотах модуляции, амплитуда модуляции равна 1 кГц.

Результаты измерения зависимости величины фазовой задержки положения пика резонансной кривой от частоты модуляции при постоянной амплитуде модуляции представлен на рисунке 13. Из графика видно, что при частотах

модуляции менее 1,8 кГц, величина фазовой задержки прямо пропорциональна частоте модуляции с коэффициентом равным $9 \cdot 10^{-4}$ рад/Гц. Во временном представлении, поскольку период модуляции обратно пропорционален частоте, такая прямая пропорциональность фазовой задержки соответствует наличию не зависящей от частоты модуляции задержке положения пика резонансной кривой, равной 0,17 мс. При увеличении частоты модуляции от 1,8 до 4,5 кГц фазовая задержка пика резонанса росла гораздо медленнее и не превышала 2,2 радиана, при этом задержка во временном представлении уменьшалась.

Замена ячейки с антирелаксационным покрытием на ячейку без покрытия показало, что величина фазовой задержки практически не зависит от наличия покрытия и определяется только частотой возбуждения резонанса. (см. рисунок 14).

На точность измерения фазовых задержек формирования резонанса коренным образом влияют аппаратные фазовые задержки. Поэтому были измерены фазовые задержки, возникающие при модуляции ВЧ сигнала, для этого сигнал с синтезатора частот подавался на вход анализатора РЧ спектра реального времени с функцией демодуляции Tektronix 3308В, а в качестве триггера для запуска измерений использовался сигнал модуляции. Измерения показали, что фазовая задержка синтезатора на низких частотах (менее 100 Гц) не превышает 0,5 радиана, но быстро спадает с увеличением частоты. Эта фазовая задержка была учтена при построении зависимости, показанной на рисунках 13 и 14.

Результат численного моделирования зависимости фазовой задержки от частоты модуляции показал качественно схожую картину с экспериментальными данными: при низких частотах модуляция фазовая задержка линейно зависела от нее, при дальнейшем увеличении частоты модуляции фазовая задержка медленно растет и приближается к значению $\pi/2$, превышая это значение на частотах модуляции более 10 кГц.

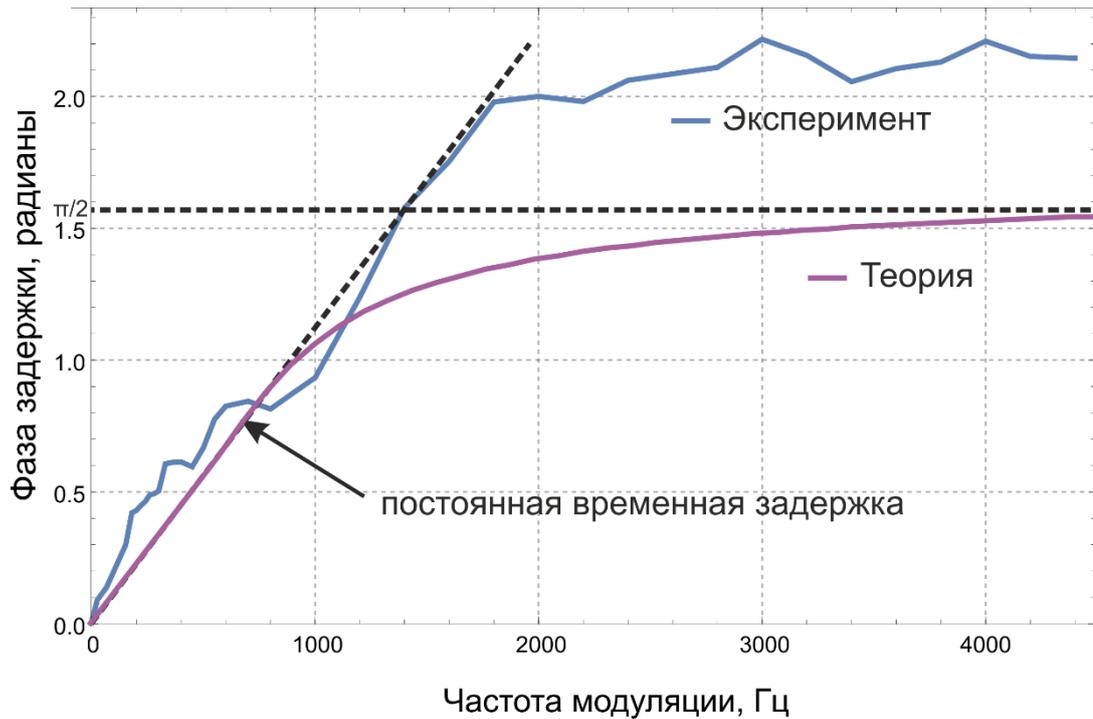


Рисунок 13. Экспериментальная и теоретическая зависимость фазовой задержки пика пропускания ячейки от частоты модуляции разности частот бихроматического поля, амплитуда модуляции равна 1 кГц.

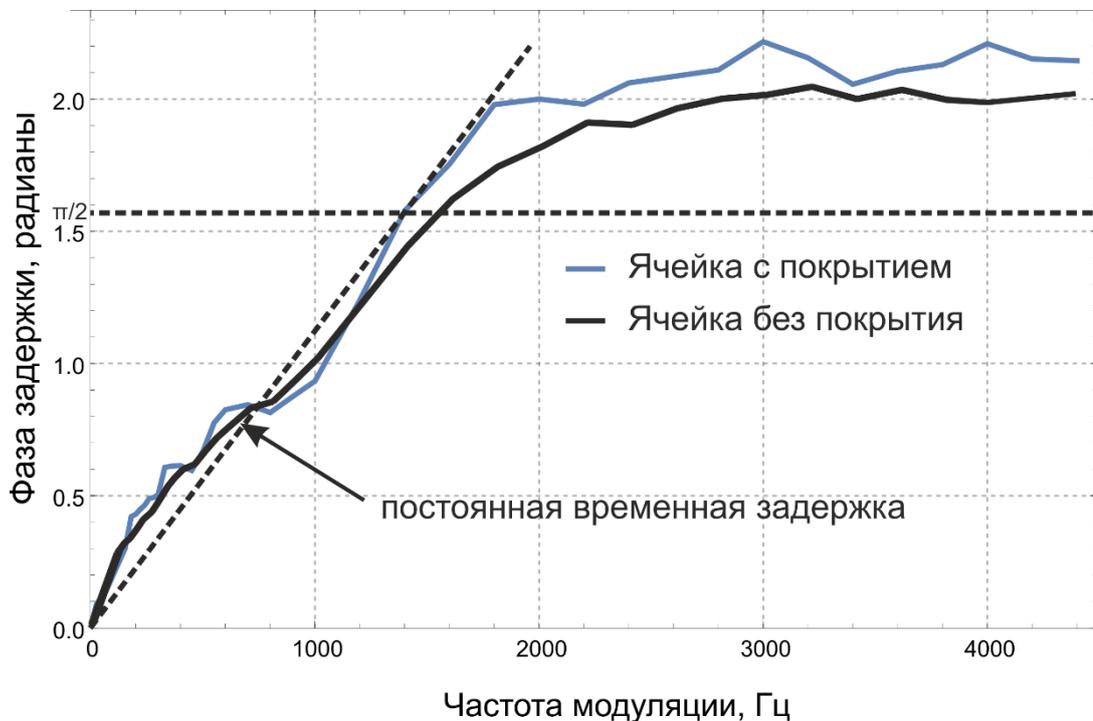


Рисунок 14. Экспериментальная зависимость фазовой задержки формирования пика пропускания в ячейке с покрытием (синяя линия) и в ячейке без покрытия (черная линия) от частоты возбуждения резонанса.

3 ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведённые исследования выявили характерный диапазон частот (10-20 Гц) модуляции разности частот бихроматического излучения накачки, в котором начинают возникать осцилляции интенсивности излучения на заднем фронте резонанса КПН. При дальнейшем увеличении частоты модуляции переходные процессы квантовой системы усиливаются, что проявляется в увеличении осцилляций на заднем фронте резонанса КПН. Эти осцилляции приводят к увеличению крутизны заднего фронта резонанса по сравнению с передним фронтом и к уменьшению амплитуды резонанса КПН, что подтверждается результатами как численного моделирования, так и экспериментальными данными.

Кроме того, проведенные исследования выявили наличие задержки при формировании резонанса КПН. При периодическом возбуждении резонанса бихроматическим полем с модулированной разностью частот, такую задержку можно рассматривать как фазовую. Результаты экспериментов показали, что величина фазовой задержки линейно зависит от частоты модуляции в диапазоне до 0 до 1,8 кГц. При дальнейшем увеличении частоты модуляции фазовая задержка росла медленно и не превысила 2,2 радиана в диапазоне до 4,5 кГц. Во временном представлении это означает, что время формирования резонанса составляет около 0,17 мс и динамика его формирования остается примерно одинаковой при частотах модуляции менее 1,8 кГц.

Также было показано, что величина фазовой задержки формирования пика резонанса не зависит от наличия или отсутствия у оптической ячейки антирелаксационного покрытия и определяется только частотой возбуждения резонанса. Что говорит о том, что фазовая задержка характеризуется только динамикой возбуждения резонансного состояния и не зависит от скорости его релаксации.

Полученные экспериментальные данные качественно согласуются с результатами численного моделирования, однако верхняя граница фазовой задержки в эксперименте была выше, чем в теории, это говорит о том, что

используемая теоретическая модель правильно отражает процессы при динамическом формировании резонанса при низких частотах модуляции, но нуждается в уточнении для моделирования более быстрых процессов, либо существует неучтенная аппаратная фазовая задержка, которая проявляется на высоких частотах модуляции.

Таким образом, в данной главе было показано, что переходные процессы, проявляющиеся в уменьшении амплитуды резонанса КПН, появлении временной задержки формирования резонанса и в возникновении релаксирующих осцилляций на заднем фронте резонанса КПН, приводят к деформации формы резонанса КПН, причём с увеличением частоты модуляции разности частот бихроматического излучения накачки эта деформация становится более существенной.

Значительная деформация формы резонанса КПН при увеличении частоты модуляции разности частот бихроматического излучения накачки ограничивает частоту модуляции некоторым оптимальным значением, при котором достигается наилучшее соотношение сигнал/шум дискриминационной кривой резонанса КПН от которого зависит, например, стабильность квантового стандарта частоты на основе резонанса КПН. Эта оптимальная частота модуляции является следствием компромисса между снижением уровня шума в спектроскопическом сигнале и деформацией резонанса КПН, которые проявляются одновременно при увеличении частоты возбуждения. Исследованию этого эффекта посвящена следующая глава.

ГЛАВА 3. ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ НЕСТАЦИОНАРНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ РЕЗОНАНСА КПН НА СТАБИЛЬНОСТЬ АТОМНОГО СТАНДАРТА ЧАСТОТЫ.

В последнее время большой исследовательский и практический интерес вызывает разработка атомных стандартов частоты на основе эффекта когерентного пленения населенностей в атомах щелочных металлов [6,20]. Интерес обусловлен возможностью создания миниатюрных устройств с низким энергопотреблением [56,57], для использования в системах спутниковой и инерциальной навигации, телекоммуникационных системах, а также имеют множество других применений в области военной [58,59] и космической техники [60]. На данный момент коммерческие образцы атомных стандартов частоты на основе КПН обладают нестабильностью на уровне $\sim 10^{-11}/t$, при энергопотреблении в несколько сотен милливатт. Дальнейшее развитие атомных стандартов частоты определяется возможностью уменьшения их размеров и энергопотребления и улучшения стабильности.

В существующих атомных стандартах частоты на основе эффекта КПН используется относительно высокочастотное (с частотами от 100 Гц и более) возбуждение реперного резонанса, которое позволяет, с одной стороны, снизить шумы спектроскопического сигнала, а с другой - увеличить скорость обработки системы обратной связи. Как было показано в предыдущей главе, в таких условиях реализуется нестационарный режим возбуждения резонанса, при котором свойства резонанса в значительной мере зависят от параметров возбуждения. Следовательно, стабильность атомного стандарта частоты, использующего резонанс КПН в качестве реперного, также зависит от условий возбуждения резонанса. В данной главе представлены результаты экспериментального исследования влияния параметров нестационарного возбуждения резонанса КПН на стабильность атомного стандарта частоты.

1 АТОМНЫЙ СТАНДАРТ ЧАСТОТЫ: ФЛУКТУАЦИЯ ЧАСТОТЫ ВО ВРЕМЕННОМ ПРЕДСТАВЛЕНИИ И ЕЕ СТАБИЛИЗАЦИЯ ПО РЕПЕРНОМУ РЕЗОНАНСУ

Атомный стандарт частоты представляет собой высокостабильный источник периодического электромагнитного сигнала, принцип действия которого основан на использовании в качестве осциллятора квантовых переходов частиц атомов, молекул, ионов из одного энергетического состояния в другое для генерации выходного сигнала или стабилизации его частоты. Главными параметрами, которыми характеризуется любой стандарт частоты являются его точность и стабильность. На рисунке 15 изображены четыре графика временной зависимости частоты осцилляторов. В случае (а) осциллятор обладает высокой стабильностью и высокой точностью, т.е. частота испытывает слабые флуктуации вокруг некоторой центральной частоты ν_0 . Такой осциллятор может быть использован в качестве стандарта частоты. Рисунок 15 (б) соответствует осциллятору с низкой стабильностью, но высокой точностью; его частота флуктуирует в широких пределах, но среднее значение за достаточно большой промежуток времени совпадает с центральной частотой ν_0 . На рисунке 15 (в) изображен осциллятор с высокой стабильностью и низкой точностью. Его частота испытывает малые флуктуации, но среднее их значение смещено относительно ν_0 . Если это смещение не зависит от времени, то такой осциллятор так же можно использовать в качестве стандарта, но необходимо будет учесть смещение среднего значения частоты. Последний случай (рисунок 15 (г)) соответствует осциллятору с низкими стабильностью и точностью. Такой осциллятор не может быть использован в качестве стандарта частоты.

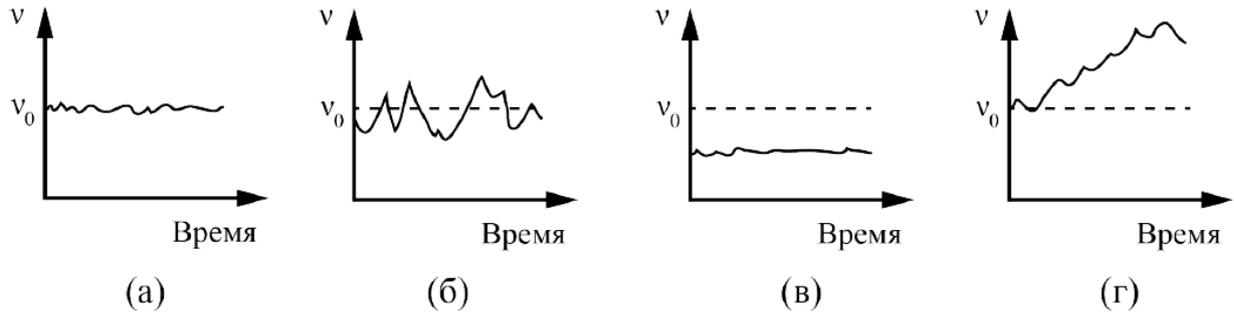


Рисунок 15. Зависимость частоты колебаний от времени для осцилляторов: а) стабильного и точного; б) точного, но не стабильного; в) стабильного, но не точного; г) не точного и не стабильного

Во временном представлении мгновенное значение сигнала на выходе стандарта частоты можно представить в виде:

$$U(t) = U_0 \sin(2\pi\nu_0 t + \phi(t)), \quad (37)$$

где U_0 – амплитуда сигнала, которая является постоянной величиной, ν_0 – частота генератор, $\phi(t)$ – фазовая флуктуация сигнала. Тогда мгновенная фаза сигнала $\Phi(t)$ выражается следующим образом:

$$\Phi(t) = 2\pi\nu_0 t + \phi(t) \quad (38)$$

Тогда мгновенное значение частоты от времени, которое является производной фазы по времени выражается следующим образом:

$$\nu(t) = \nu_0 + \frac{\dot{\phi}(t)}{2\pi} \quad (39)$$

$\nu(t)$ следующим образом:

$$y(t) = \frac{\nu(t) - \nu_0}{\nu_0} = \frac{\dot{\phi}(t)}{2\pi\nu_0} \quad (40)$$

Для характеристики стабильности осцилляторов обычно используется девиация Аллана частоты генерируемого ими сигнала, являющейся мерой нестабильности частоты, которая определяется следующим образом:

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{1}{2} \langle (\bar{y}_{n+1} - \bar{y}_n)^2 \rangle \quad (41)$$

где под $\langle \dots \rangle$ понимается усреднение по всему интервалу измерения, \bar{y}_n - n -ное измерение, полученное усреднением выборки длительностью τ , т.е.

$$y_n = \frac{1}{\tau} \int_{\tau_n}^{\tau_{n+1}} y(t) dt \quad (42)$$

Чем стабильность осциллятора выше, тем меньше его нестабильность и тем, соответственно, ниже девиация Аллана.

Девиация Аллана $\sigma_y^2(\tau)$ зависит от времени интегрирования τ и часто представляется в виде графика. Чем ниже дисперсия Аллана, тем ниже нестабильность осциллятора. Для стабильного осциллятора девиация Аллана монотонно убывает с ростом τ , т.к. с увеличением времени усреднения уменьшается вклад от случайного шума. При этом любой долговременный систематический дрейф приводит к тому, что девиация Аллана начинает расти, после того как длительность периода выборки становится сравнима с характерным временем дрейфа.

Одним из видов атомных стандартов частоты являются пассивные стандарты, которые включают в себя вещество или компонент (например, ансамбль атомов внутри оптической ячейки), чувствительный к воздействию со стороны поля на определенной частоте. Принцип действия такого стандарта следующий (см. рисунок 1б): частота генерируемого осциллятором сигнала сравнивается с частотой квантового репера – строится асимметричный сигнал ошибки. Далее сигнал ошибки используется в петле обратной связи, которая воздействует на генератор таким образом, чтобы минимизировать различие частоты генерируемого сигнала и реперной частоты. Таким образом, частота генератора оказывается “привязана” к частоте репера, и весь прибор может быть использован в качестве стандарта частоты.

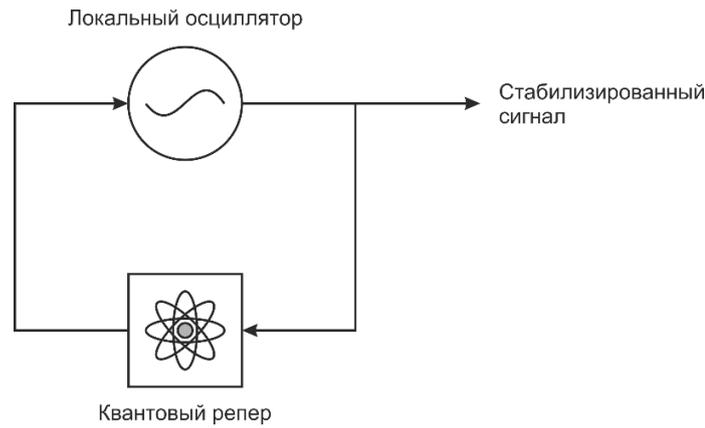


Рисунок 16. Общая схема пассивного атомного стандарта частоты.

При такой реализации стандарта частоты его нестабильность напрямую определяется параметрами реперного резонанса. При этом долговременная нестабильность стандарта частоты будет определяться нестабильностью спектрального положения резонанса, которая зависит от стабильности условий возбуждения резонанса, а кратковременная от формы и амплитуды резонанса, а также уровня технических шумов в системе привязки.

2 РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Для экспериментального исследования влияния параметров нестационарного возбуждения резонанса КПН на нестабильность атомного стандарта частоты лабораторная установка, описанная во второй главе данной диссертации, была модифицирована. Схема модифицированной установки приведена на рисунке 17. В установку была добавлена система обратной связи для автоподстройки частоты кварцевого генератора по резонансу КПН. При разомкнутой петле обратной связи, данная установка полностью аналогична той, что описана в предыдущей главе. Замыкание петли обратной связи превращает установку в лабораторный атомный стандарт частоты на основе эффекта КПН.

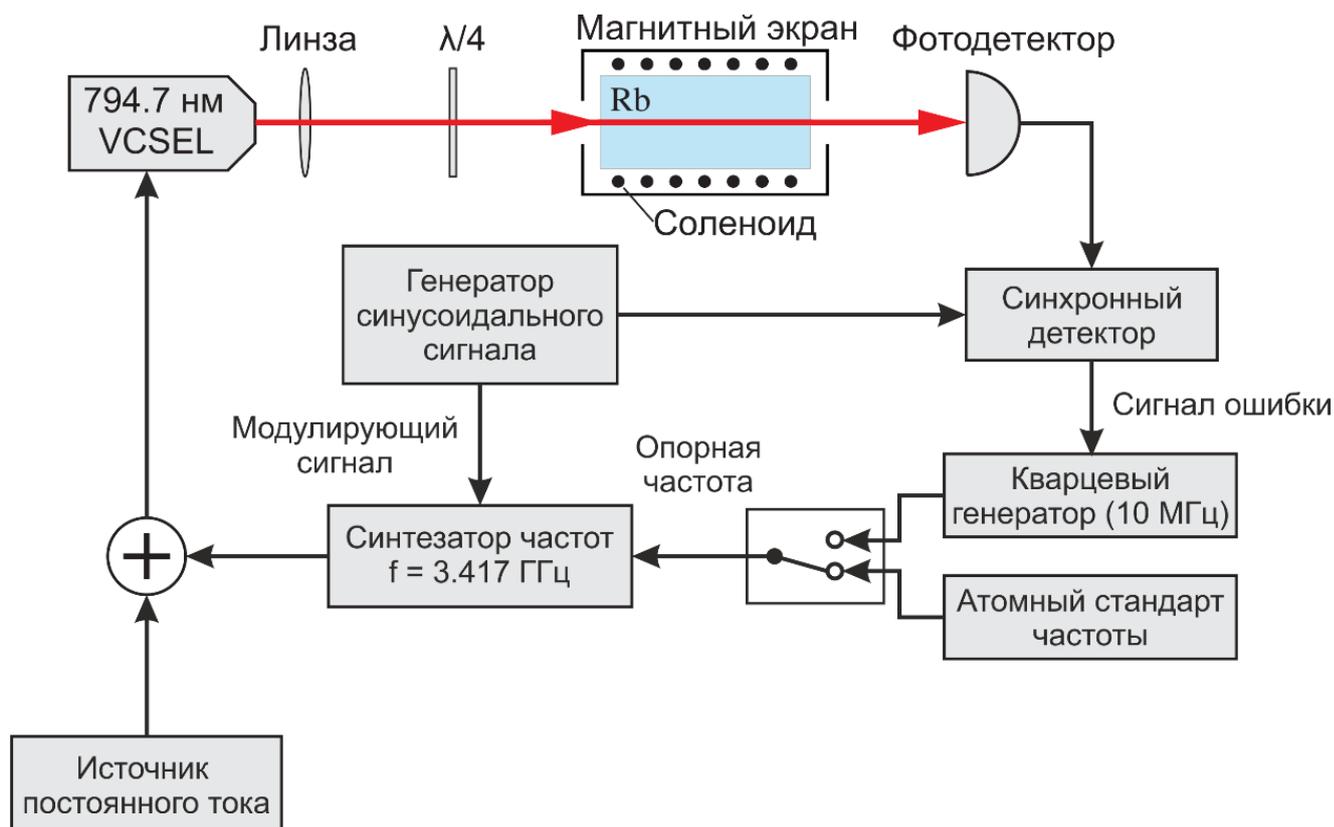


Рисунок 17. Схема экспериментальной установки для исследования влияния параметров нестационарного возбуждения резонанса КПН на стабильность атомного стандарта частоты.

Для генерации сигнала ошибки использовался метод синхронного детектирования резонанса, выходной сигнал синхронного детектора при этом формируется путем умножения опорного модулирующего сигнала на сигнал фотодетектора с последующим интегрированием:

$$S_{\text{ошибки}}(t) = \frac{1}{T} \int_{t-T}^t \sin(2\pi f_{\text{опор}} s) \times U_{\text{ФД}}(s) ds \quad (43)$$

Сигнал ошибки генерировался дискретным образом путем оцифровки сигнала фотодетектора и модулирующего сигнала с помощью быстродействующего аналого-цифрового преобразователя (АЦП) с последующей обработкой полученных сигналов в соответствии с формулой (43), где интегрирование заменено на сумму по числу отсчетов выборки АЦП. Время интегрирования T в данном случае равно продолжительности сбора данных для генерации одного отсчета сигнала ошибки, при этом определяет быстродействие системы обратной связи, в данном случае оно составляло 50 мс.

Характерный вид зависимости сигнала, генерируемый синхронным детектором от отстройки частоты, представлен на рисунке 18. Как видно из рисунка зависимость имеет вид дисперсионной кривой и вблизи нулевой отстройки знак сигнала зависит от знака отстройки, что позволяет использовать данный сигнал в качестве сигнала ошибки, который управляет частотой опорного генератора. Кратковременная нестабильность при этом будет определяться наклоном кривой вблизи нулевой отстройки, а также уровнем шума сигнала ошибки, чем наклон больше и амплитуда шума меньше, тем ниже нестабильность.

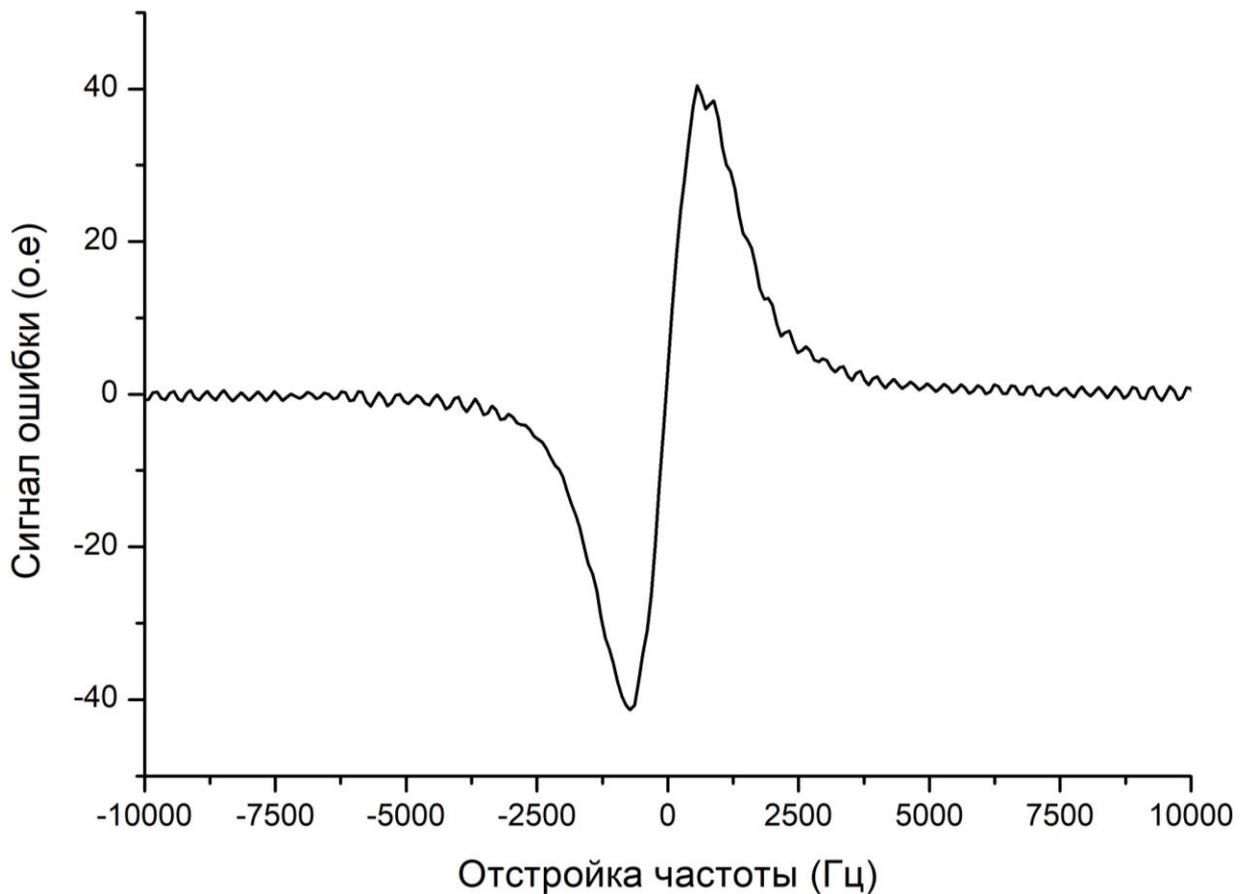


Рисунок 18. Характерный вид дискриминационной кривой, генерируемого синхронным детектором при сканировании резонанса КПН.

Исследование было проведено для двух ячеек, одна из ячеек имела антирелаксационное покрытие внутренних стенок, вторая ячейка не имела такого покрытия.

Форма резонансов КПН возбуждаемого в обеих ячейках при малой частоте сканирования ~ 0.01 Гц, когда реализуется квазистационарный режим возбуждения, представлена на рисунке 19. Ширина резонанса, возбуждаемого в ячейке без покрытия, составила $29\,000 \pm 100$ Гц (рисунок 19 (а)), контраст был равен $1.82 \pm 0.3\%$. Как видно из рисунка 19 (б), резонанс КПН возбуждаемый в ячейке с антирелаксационным покрытием состоит из двух структур: узкой и широкой. Такая форма резонанса объясняется тем, что антирелаксационное покрытие позволяет атомам не терять квантовое состояние после соударения со стенкой, поэтому атомы, находящиеся в когерентном состоянии, пролетают через луч лазера несколько раз за время жизни этого состояния. Ширина узкой структуры резонанса определяется временем жизни когерентного состояния и была равна 450 ± 50 Гц, размер широкой структуры – 8000 ± 130 Гц определяется величиной пролетного уширения и средним количеством пролетов атомов через луч в когерентном состоянии [61,62], контраст резонанса был равен $1.54 \pm 0.17\%$.

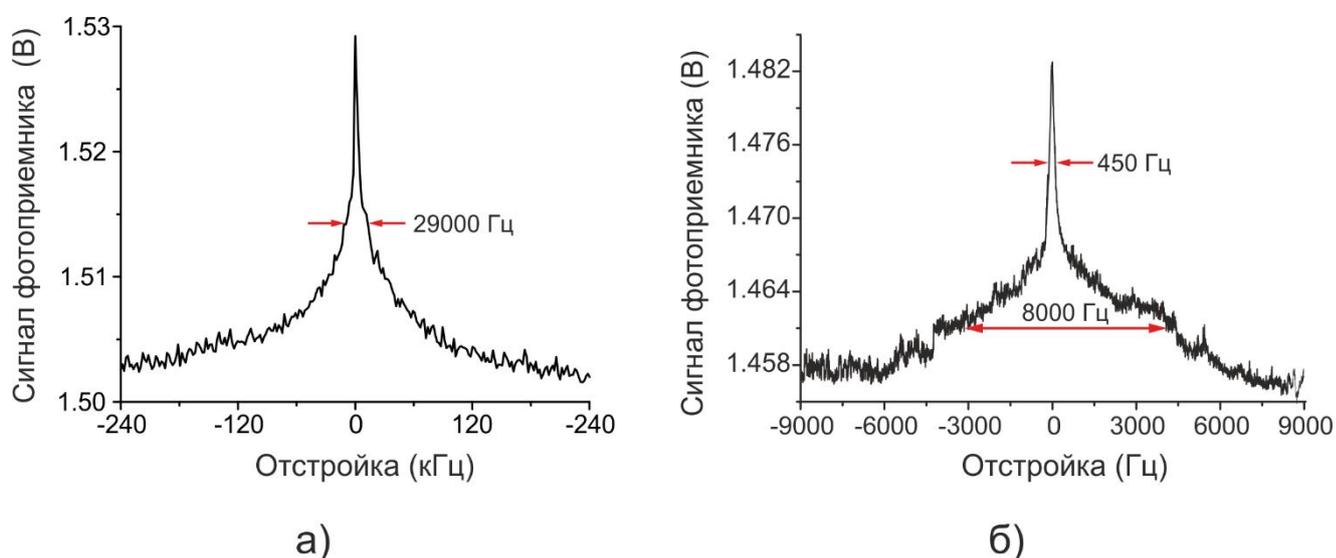


Рисунок 19. Характерный вид резонансов КПН при стационарном возбуждении в ячейках а) без покрытия, б) с антирелаксационным покрытием длиной 10 мм.

Для обеих ячеек был измерен наклон дисперсионной кривой сигнала ошибки вблизи нулевой отстройки, кольцо обратной связи при этом было разорвано, в качестве источника опорного сигнала для ВЧ синтезатора использовался атомный

стандарт частоты. Наклон определялся как изменение уровня сигнала ошибки, при отстройке частоты опорного сигнала на 1 Гц от центра резонанса (см. рисунок 20). Для снижения влияния шумов, уровень сигнала ошибки до отстройки и после усреднялся по 1000 измерений. Результаты измерения представлены на рисунке 21. Как видно из рисунка, характер зависимости одинаков для обеих ячеек - максимум наблюдается при отношении частоты сканирования к его амплитуде равному ~ 1 для каждой частоты сканирования. На рисунке 22 для удобства те же зависимости приведены в разрезе. Как видно, наклон кривой для ячейки с покрытием в среднем значительно больше, чем для ячейки без покрытия, что является следствием того, что резонанса в ячейке с покрытием уже, чем в ячейке без покрытия. При малых частотах сканирования наблюдается ярко выраженный пик (рисунки 22 b,c,d), при увеличении частоты сканирования происходит увеличение ширины пика (рисунки 22 d,e,f), это можно объяснить тем, что при увеличении частоты сканирования происходит уширение резонанса, что было показано в предыдущей главе. Максимальный наклон для ячейки с покрытием и без него наблюдается при частоте сканирования 2000 Гц и амплитуде 2400 Гц.

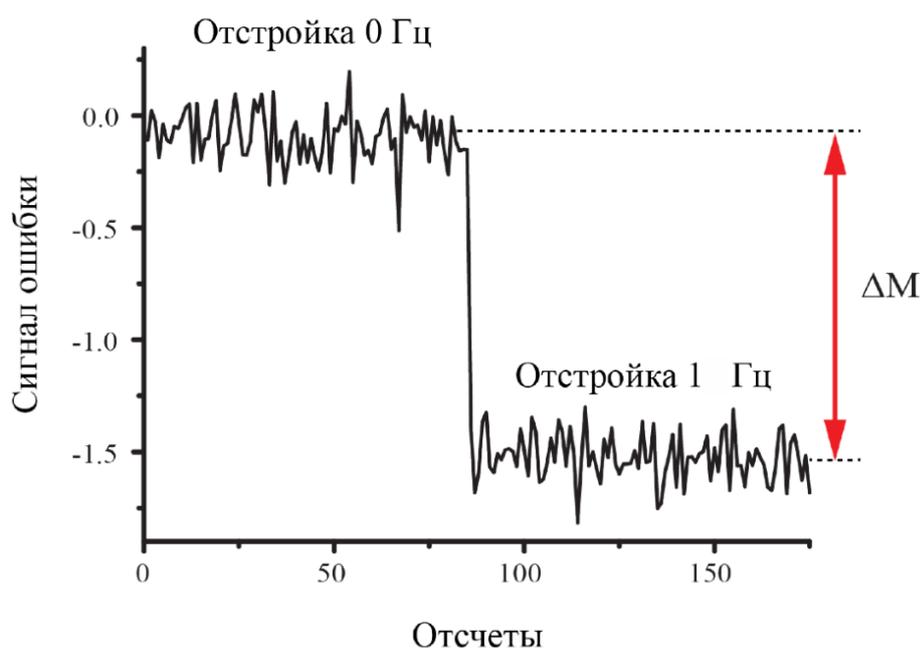


Рисунок 20. Схема измерения наклона дискриминационной кривой вблизи нулевой отстройки.

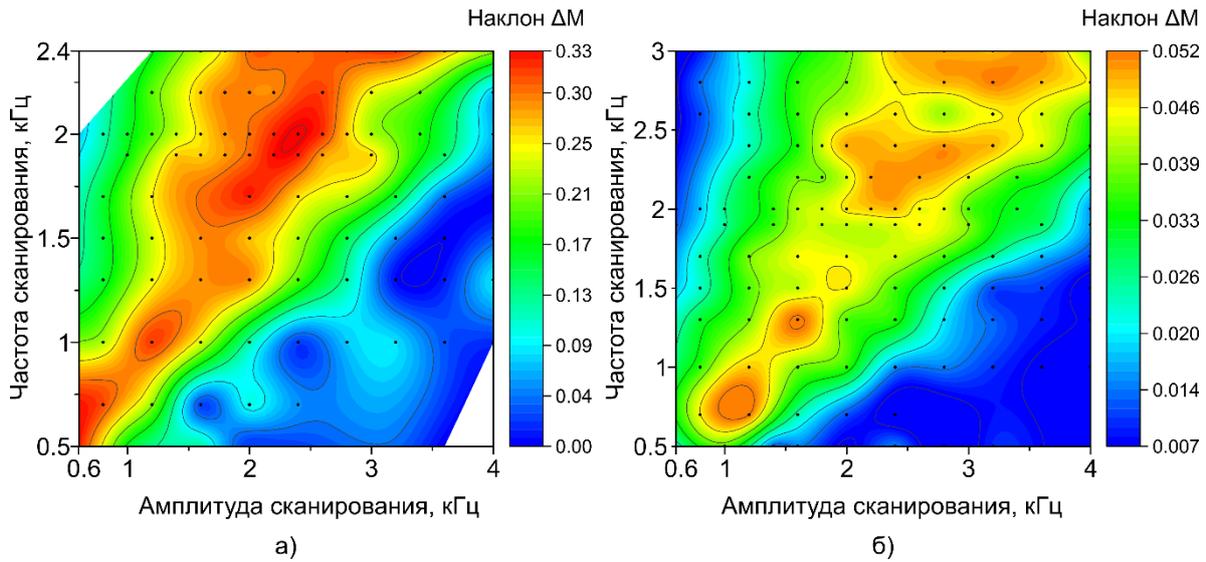


Рисунок 21. Зависимость наклона дискриминационной кривой от параметров нестационарного возбуждения резонанса КПН в ячейках двух типов: а) ячейка с антирелаксационным покрытием; б) ячейка без покрытия длиной 10 мм.

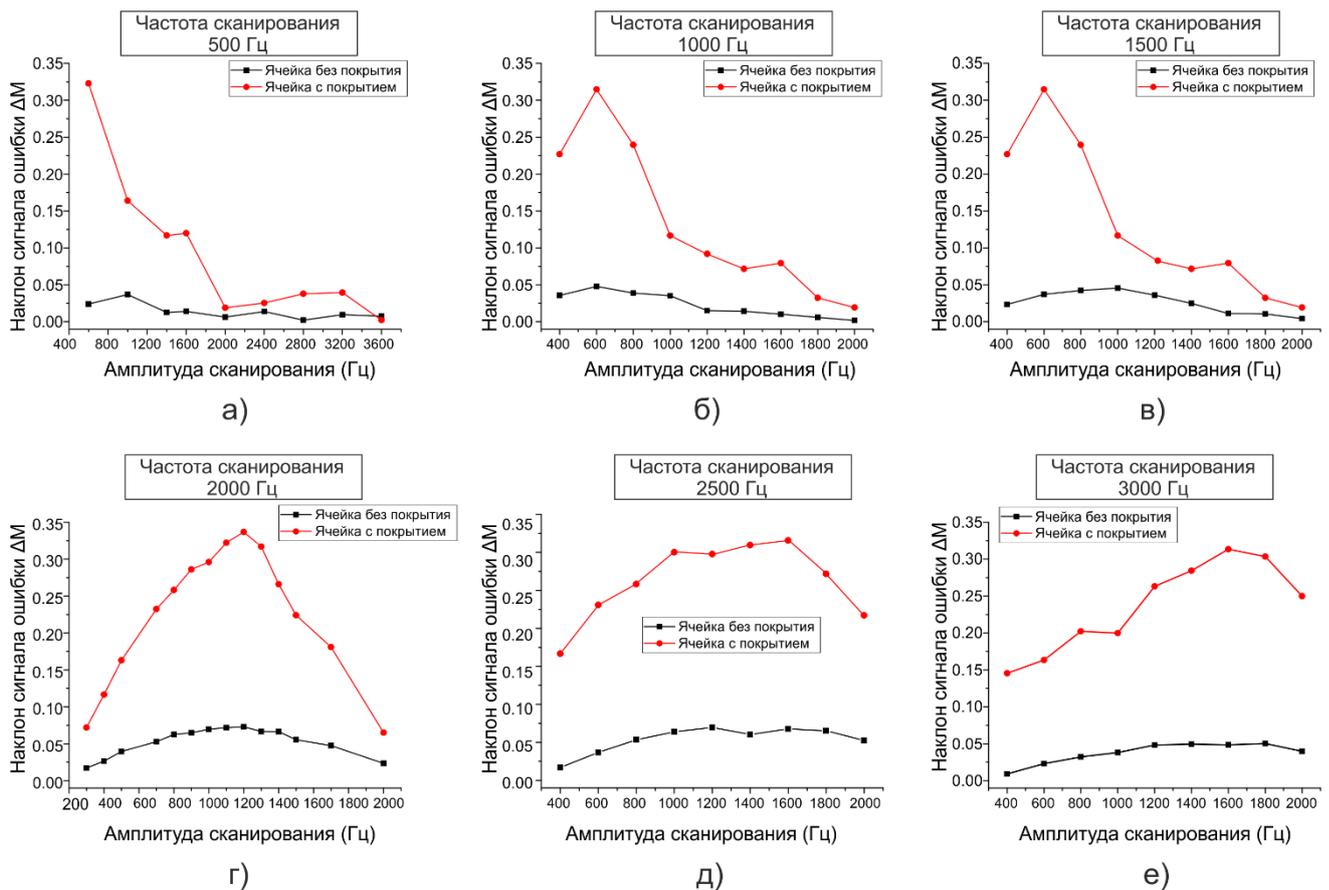


Рисунок 22. Зависимость наклона кривой сигнала ошибки системы обратной связи атомного стандарта частоты от амплитуды сканирования резонанса при использовании ячейки с покрытием и без него при разных частотах модуляции.

Как было сказано ранее, итоговая нестабильность атомного стандарта частоты, которая определяется точностью привязки частоты опорного осциллятора к пику резонанса, зависит как от формы резонанса, так и от уровня шума спектроскопического сигнала, который также зависит от параметров возбуждения. Уровень шума, который определяет амплитуду флуктуаций сигнала ошибки в случае цифровой реализации можно характеризовать среднеквадратичным отклонением величины сигнала от среднего значения. На рисунке 23 представлена зависимость среднеквадратичного отклонения значения сигнала ошибки от частоты возбуждения резонанса в ячейке с покрытием. Амплитуда модуляции частоты в данном случае была равна 2.4 кГц т.е. соответствовала значению, при котором достигается наибольший наклон дисперсионной кривой. Из графика видно, что уровень шумов убывает с увеличением частоты как $1/f^{1/2}$. Отсюда следует, что оптимальная частота возбуждения для достижения наилучшей стабильности будет определяться балансом между изменением формы резонанса при увеличении частоты возбуждения и снижением уровня шума.

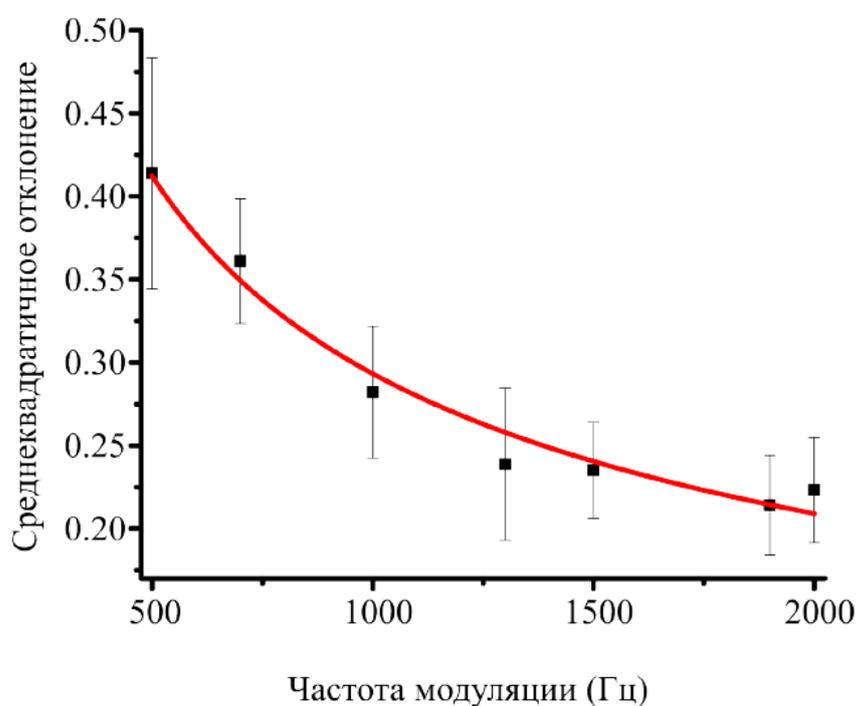


Рисунок 23. Зависимость амплитуды флуктуаций сигнала ошибки от частоты модуляции. Точками отмечены значения среднеквадратичного отклонения величины сигнала ошибки. Красная линия – аппроксимирующая кривая, соответствующая функции $\sim 1/f^{1/2}$

Кратковременная нестабильность атомного стандарта частоты измерялась при помощи частотного компаратора с собственным встроенным атомным стандартом частоты с нестабильностью $1 \times 10^{-11}/\tau^{1/2}$ время интегрирования составляло 1 секунду, время измерения для одной точки 100 секунд. Измерения проводились для набора параметров возбуждения соответствующему измерению наклона дисперсионной кривой. Результаты измерения представлены на рисунке 24.

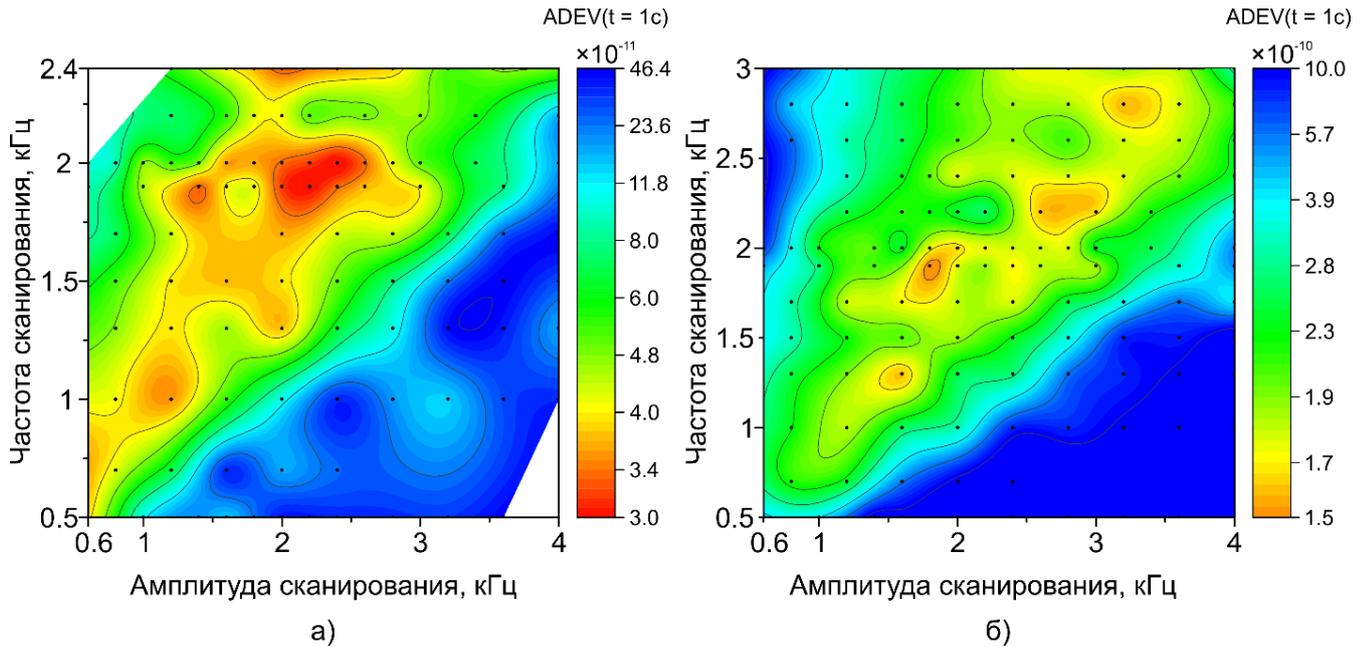


Рисунок 24. Зависимость нестабильности атомного стандарта частоты на основе эффекта КПН от параметров возбуждения реперного резонанса для ячеек длиной 10 мм двух типов: а) ячейка с антирелаксационным покрытием, б) ячейка без покрытия

Наименьшая кратковременная нестабильность для ячейки с антирелаксационным покрытием 3×10^{-11} достигается при частоте и амплитуде сканирования 2 кГц и 2.4 кГц соответственно. Видно, что оптимальное соотношение частоты и амплитуды сканирования близко к 1 при любой частоте сканирования. Это связано с увеличением ширины резонанса КПН при увеличении частоты сканирования – при большей ширине резонанса требуется большая амплитуда сканирования для максимизации сигнала ошибки. Аналогичный оптимум для соотношения частота/амплитуда сканирования наблюдается для ячейки без покрытия стенок, однако в ячейке без покрытия стенок не наблюдается одного выраженного максимального значения стабильности, здесь наилучшие

значения могут достигаться при разных частотах сканирования в диапазоне, при этом наименьшее значение нестабильности не превышает для этой ячейки $1,5 \times 10^{-10}$.

Для более детального сравнения, результаты измерений на рисунке 25 показаны в разрезе. Из графиков видно, что вне зависимости от частоты сканирования характер зависимости стабильности атомного стандарта от амплитуды сканирования не зависит от типа ячейки.

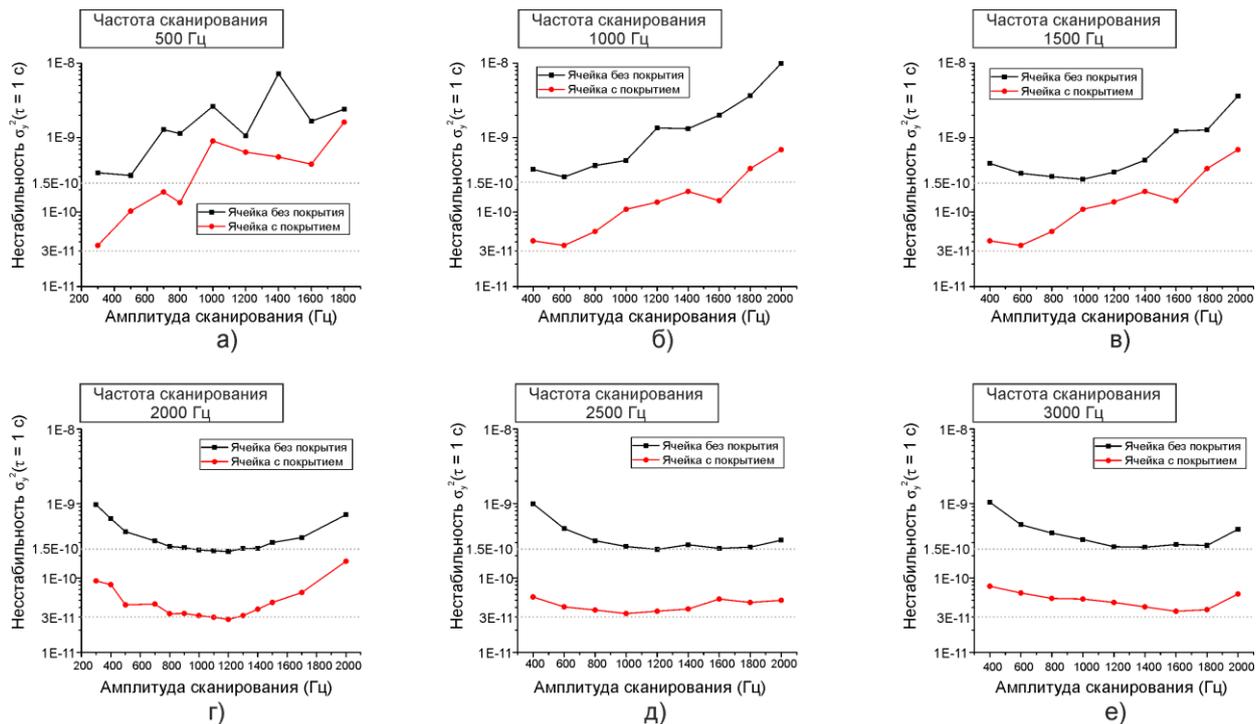


Рисунок 25.. Зависимость нестабильности атомного стандарта частоты на основе эффекта КПН от параметров возбуждения реперного резонанса при использовании ячейки с покрытием (красные кривые) и ячейки без покрытия (черные кривые).

При использовании оптимальных параметров модуляции была измерена стабильность атомного стандарта частоты на временах до 1000 с. Результаты измерения представлены на рисунке 26. Из графика видно, что девиация Аллана частоты выходного сигнала убывает с ростом времени усреднения как $\sim 1/\sqrt{\tau}$, что характерно для пассивного стандарта частоты. Таким образом, можно сделать вывод, что стабильность атомного стандарта частоты на временах до 1000 секунд зависит от точности привязки частоты локального осциллятора к пику резонанса и полностью определяется условиями нестационарного возбуждения.

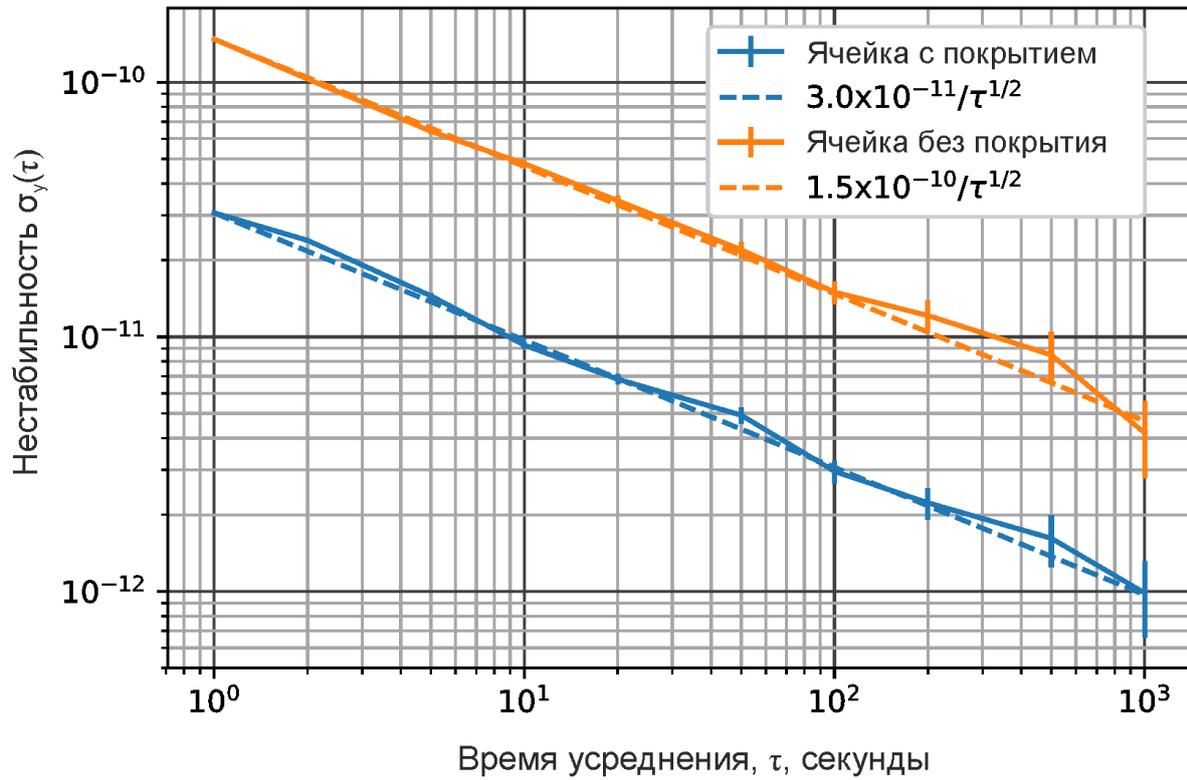


Рисунок 26. Зависимость нестабильности атомного стандарта частоты от времени усреднения при использовании ячеек длиной 10 мм двух типов. Красная кривая - ячейка с антирелаксационным покрытием, синяя кривая - ячейка без покрытия.

3 ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной главе были представлены результаты исследования влияния условий нестационарного возбуждения резонанса КПН на стабильность атомного стандарта частоты, в котором данный резонанс используется в качестве реперного. В экспериментах использовались две ячейки одинакового размера, одна из ячеек имела антирелаксационное покрытие внутренней поверхности для уменьшения ширины резонанса и увеличения стабильности, вторая ячейка не имела антирелаксационного покрытия. Было установлено, что для двух ячеек с существенно разными характеристиками формирования резонанса КПН отношение частоты и амплитуды сканирования, при которых достигается наименьшая нестабильность стандарта частоты на основе исследуемого резонанса КПН является постоянной величиной, которая близка к 1. Можно отметить, что данные результат согласуется с ранее опубликованными результатами по оптимизации условий возбуждения резонанса в ячейках с буферным газом [38,46], а также с результатами теоретического исследования [3], где отмечается, что параметры возбуждения резонанса, при котором может быть достигнута наименьшая нестабильность соответствуют КПН-аналогу режима Паунда-Древерера-Холла [39,51], для которого известно оптимальное отношение амплитуды и частоты сканирования равного 1,08 [42] для случая однофотонного резонанса.

Наименьшая нестабильность, достигнутая при использовании ячейки с покрытием, составила $3 \times 10^{-11} / \sqrt{\tau}$ (для $1 < \tau < 1000$ с), при использовании ячейки без покрытия была достигнута нестабильность $1.5 \times 10^{-10} / \sqrt{\tau}$ (для $1 < \tau < 1000$ с). Таким образом, использование антирелаксационного покрытия в ячейке позволило уменьшить нестабильность в 5 раз. При этом следует отметить, что отношение ширины узкой структуры резонанса в ячейке с покрытием к ширине резонанса в ячейке без покрытия составляет 64, для широкой структуры величина отношения равна 3,6, т.е. на основании измерения параметров резонанса при

квазистационарном возбуждении нельзя напрямую делать вывод об итоговой нестабильности при использовании нестационарного режима возбуждения.

Как было показано в данной главе, оптимизация условий возбуждения резонанса КПН позволяет увеличить точностью привязки частоты опорного осциллятора к пику резонанса и тем самым существенным образом может улучшить итоговую стабильность атомного стандарта частоты на его основе.

Другим подходом к увеличению точности привязки является увеличение контраста возбуждаемого резонанса, этой теме посвящена следующая глава данной диссертации.

ГЛАВА 4. КОНТРАСТИРОВАНИЕ РЕЗОНАНСА КПН В ПАРАХ ^{87}Rb В УСЛОВИЯХ НЕСТАЦИОНАРНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ

Одним из ключевых показателей, который определяет характеристики конечного устройства на основе эффекта КПН является контраст возбуждаемого резонанса. Чем больше контраст, тем сильнее проявляется эффект и лучше характеристики конечного устройства. Поэтому разработка методов увеличения контраста резонанса КПН является актуальной темой исследований, которой посвящено существенное количество работ [23,63–66]. В большинстве из них использование тех или иных пассивных методов, которые заключаются в оптимизации условий возбуждения, позволяет увеличить контраст возбуждаемого резонанса в несколько раз по сравнению с традиционным подходом. И только в одной из работ [43] был продемонстрирован метод активного контрастирования резонанса, который позволил увеличить контраст резонанса КПН в сотни раз с помощью петли обратной связи, стабилизирующей уровень люминесценции атомов, находящихся в оптической ячейке путем изменения мощности накачки. При таком подходе реализуется альтернативный метод спектроскопии атомов, при котором спектроскопическая информация содержится в меняющихся с двухфотонной отстройкой параметрах входящего пробного поля. Исследование проводилось при квазистационарном возбуждении резонанса, поэтому эффекты, связанные с нестационарным возбуждением, не изучались.

Данная глава посвящена исследованию свойств резонанса КПН при стационарном и нестационарном возбуждении в парах ^{87}Rb при его контрастировании активными методами с использованием дополнительной петли обратной связи, которая динамически меняет условия возбуждения резонанса, варьируя мощность бихроматического поля накачки. В первой части главы изложены результаты, полученные при использовании метода, описанного в работе [43], вторая часть посвящена новому обобщенному методу контрастирования резонанса КПН.

1 Контрастирование резонанса КПН в парах ^{87}Rb путем стабилизации уровня люминесценции атомов

1.1 Описание метода

Стандартный подход возбуждения и регистрации резонанса КПН заключается в сканировании разности частот компонент бихроматического излучения накачки и измерении интенсивности излучения прошедшего сквозь оптическую ячейку или излучения люминесценции атомов, находящихся внутри ячейки. Кроме разности частот излучения остальные параметры системы, к которым относятся мощность излучения, его поляризация, температура ячейки, величина магнитного поля и прочие являются постоянными. Контраст резонанса при этом зависит от условий возбуждения, в частности, от мощности излучения накачки: чем мощность выше, тем контраст больше. Однако увеличение мощности излучения вызывает также и уширение резонанса, поэтому на практике мощность оптического излучения обычно ограничивают некой оптимальной величиной, при которой отношение контраста к ширине максимально. Под контрастом резонанса k в данном случае понимается отношение амплитуды резонанса и фонового уровня сигнала:

$$k = \frac{I_p - I_b}{I_b}, \quad (44)$$

где I_p – интенсивность излучения прошедшего сквозь ячейку в пике резонанса т.е. когда двухфотонная отстройка $\delta = 0$, I_b – фоновый уровень, интенсивность излучения прошедшего сквозь ячейку вдали от резонанса.

Основная идея метода контрастирования резонанса изложенного в работе [43] схематически проиллюстрирована на рисунке 27. На рисунке 27 (а) синими линиями изображены резонансы КПН, наблюдаемые в прошедшем сквозь оптическую ячейку излучение и возбуждаемые при сканировании двухфотонной отстройки при уровнях мощности излучения накачки $P_{\text{pump}} = P_1$ и $P_{\text{pump}} = P_2$, где $P_1 > P_2$ (см. рисунок 27 (б)). При большей мощности накачки P_1 резонанс имеет большую амплитуду, ширину и фоновый уровень, чем при P_2 . Резонанс КПН также можно наблюдать, измеряя зависимость интенсивности люминесценции от

двухфотонной отстройки (см. рисунок 27 (б)), при нулевой отстройке наблюдается провал, амплитуда и ширина, которого зависит от мощности излучения накачки, от которой зависит и фоновый уровень люминесценции. Поскольку интенсивность люминесценции зависит от мощности накачки, то оказывается возможным варьировать мощность излучения накачки в процессе сканирования двухфотонной отстройки таким образом, чтобы уровень люминесценции оставался постоянным (см. рисунок 27(б) красная линия), при этом мощность излучения накачки будет зависеть от двухфотонной отстройки т.е. $P_{\text{pump}} = P(\delta)$, при нулевой отстройке мощность будет максимальна $P_{\text{pump}} = P_1$, будет уменьшаться при увеличении отстройки и достигнет $P_{\text{pump}} = P_2$ вдали от резонанса. Такой способ варьирования мощности излучения накачки приведет к увеличению контраста резонанса, наблюдаемого в прошедшем сквозь ячейку излучении (см. рисунок 27 (а), красная линия).

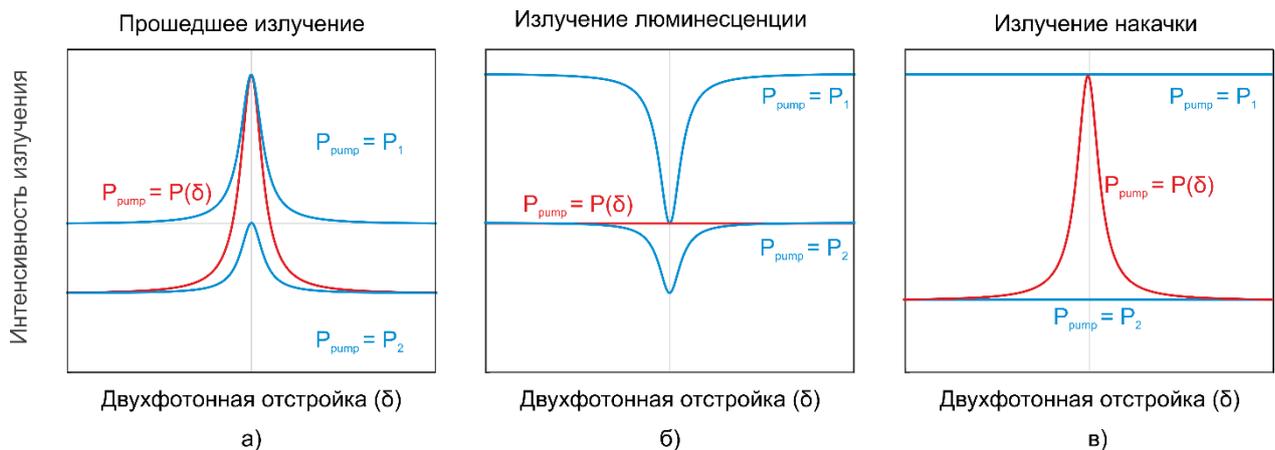


Рисунок 27. Иллюстрация метода контрастирования резонанса КПН путем стабилизации уровня люминесценции атомов. а) зависимость интенсивности излучения прошедшего сквозь оптическую ячейку от величины двухфотонной отстройки; б) зависимость интенсивности излучения люминесценции атомов от величины двухфотонной отстройки; в) зависимость интенсивности излучения накачки от величины двухфотонной отстройки. Синие линии – зависимости интенсивностей от отстройки без контрастирования при постоянных уровнях мощности накачки, красные линии – зависимости интенсивностей в режиме контрастирования.

1.2 Результаты экспериментов

Для экспериментального исследования метода контрастирования резонанса лабораторная установка, описанная во второй главе, была модифицирована, ее оптическая схема представлена на рисунке 28.

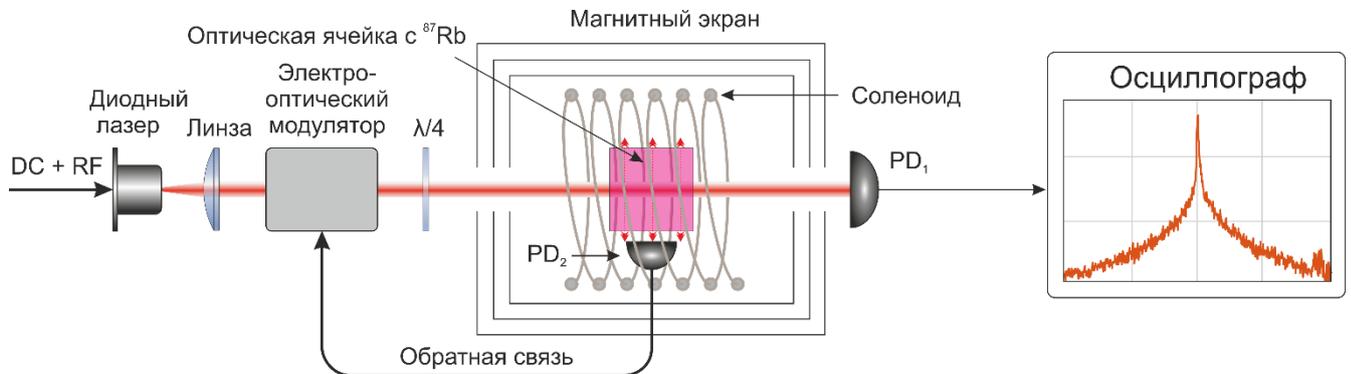


Рисунок 28. Схема оптической части экспериментальной установки для исследования метода контрастирования резонанса путем стабилизации уровня люминесценции. ЕОМ – амплитудный электрооптический модулятор, PD_1 – фотодетектор, регистрирующий прошедшее через оптическую ячейку излучение, PD_2 – фотодетектор, регистрирующий излучение люминесценции атомов рубидия.

Ток питания полупроводникового одночастотного диодного лазера накачки с вертикальным резонатором модулировался с частотой 3.417 ГГц, что приводило к появлению в спектре излучения лазера двух боковых компонент, отстроенных по частоте от центрального пика на ± 3.417 ГГц. Разность частот боковых компонент модулировалась с различной частотой относительно среднего значения равного частоте перехода между уровнями сверхтонкого расщепления основного состояния ^{87}Rb . Излучение накачки проходило через кубическую оптическую ячейку с длиной грани 1 см с парами ^{87}Rb , внутренняя поверхность ячейки имела антирелаксационное покрытие. Мощность оптического излучения, прошедшего через ячейку, регистрировалась фотоприёмником PD_1 с шириной полосы пропускания 10 кГц. Для защиты от внешнего магнитного поля оптическая ячейка была помещена в 3-х слойный магнитный экран. Лазер накачки и оптическая ячейка были термостабилизированы, нестабильность их температуры не превышала 10^{-3} °С. Мощность лазерного излучения на входе в ячейку составляла 300 мкВт. Оптический пучок имел диаметр около 1,5 мм. Интенсивность

люминесценции регистрировалась с помощью фотоприемника PD₂ с шириной полосы пропускания 4 кГц и площадью сенсора 4 мм². Сигнал с фотодетектора PD₂ являлся входным для цифровой системы обратной связи. Сигналом ошибки в данном случае являлась разность между текущим сигналом с фотоприемника PD₂ и сигналом при нулевой двухфотонной отстройке. Для оцифровки входного сигнала и генерации управляющего сигнала использовался трансмиттер NI PXI 5782 логикой работы которого управляла программируемая логическая интегральная схема (ПЛИС). Выходной сигнал системы обратной связи проходил через высоковольтный усилитель, после чего поступал в электрооптический модулятор, который изменял интенсивностью прошедшего оптического излучения. Система работала таким образом, чтобы поддерживать уровень люминесценции на постоянном уровне при изменяющемся поглощении среды, вследствие изменения частоты двухфотонной отстройки. При этом, интенсивность излучения была максимальна при нулевой отстройке и уменьшалась при ее увеличении.

На рисунке 29 приведены экспериментальные зависимости интенсивности излучения, прошедшего через оптическую ячейку с парами рубидия от величины двухфотонной отстройки бихроматического поля от частоты сверхтонкого расщепления основного состояния ⁸⁷Rb при квазистационарном режиме возбуждения. При выключенной петле обратной связи, т.е. при постоянном уровне мощности излучения накачки близком к максимальному в данной установке контраст резонанса был равен 0,7%. Включение системы обратной связи, стабилизирующей уровень люминесценции, привело к увеличению контраста резонанса до 8% т.е. более чем в 10 раз по сравнению с вариантом без обратной связи. Необходимо отметить, что усиление резонансного контраста СРТ, достигнутое в настоящей работе при квазистационарном возбуждении, оказалось заметно ниже, чем показатель, приведенный в работе [43], где использовался описанный метод обратной связи. Это связано со значительно меньшей удельной мощностью насосного поля, используемого в этой работе (13 мВт/см² по сравнению с 1000 мВт/см²). Кроме того, в данном случае была реализована конфигурация накачки с круговой поляризацией излучения ($\sigma^+ - \sigma^+$), в то время как

использование линейной поляризации излучения (lin||lin) позволяет достичь более высокого резонансного контраста СРТ при более высокой мощности излучения накачки [66–68].

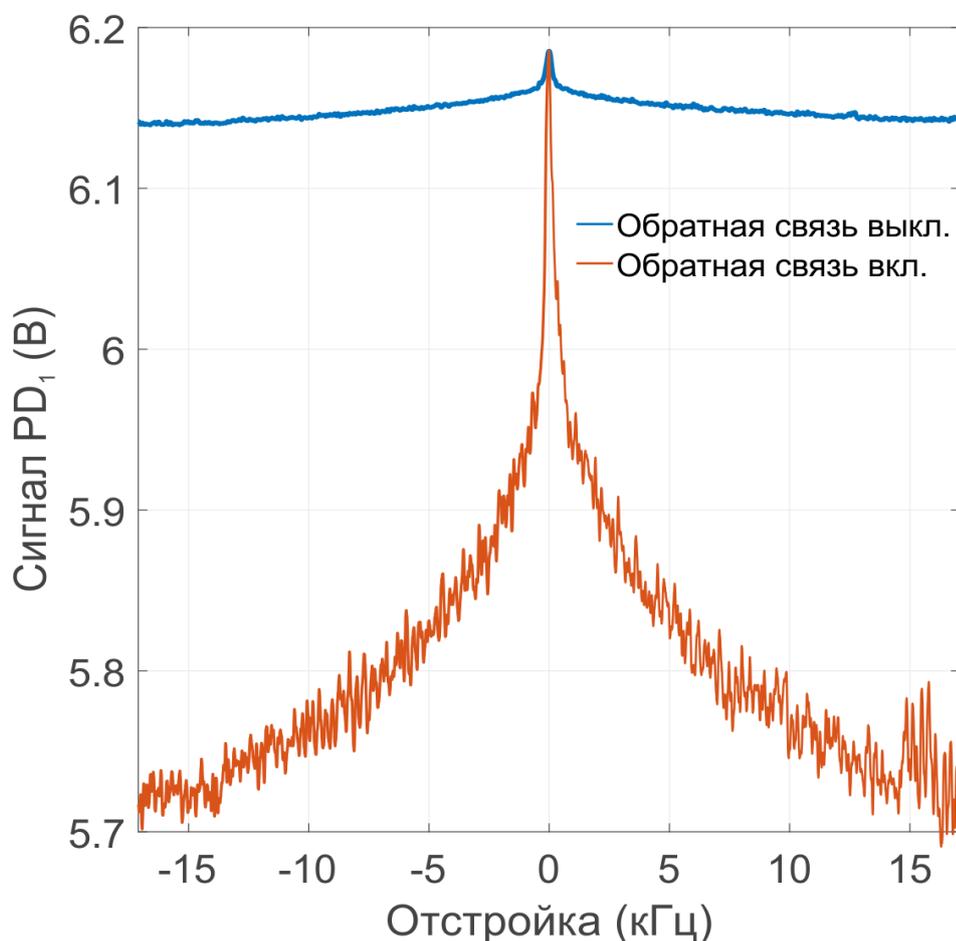


Рисунок 29. Экспериментальные зависимости интенсивности излучения, прошедшего через оптическую ячейку с парами рубидия от величины двухфотонной отстройки бихроматического поля от частоты сверхтонкого расщепления основного состояния ^{87}Rb при квазистационарном режиме возбуждения резонанса КПН без стабилизации уровня люминесценции (синяя линия) и при включенной системе стабилизации уровня люминесценции (красная линия).

Как ранее было показано, увеличение частоты сканирования резонанса КПН сопровождается снижением его амплитуды, а так как эффективность данного метода контрастирования напрямую зависит от контраста исходного резонанса, интересным вопросом являлось то, насколько эффективным является представленный метод при нестационарном возбуждении резонанса КПН.

На рисунке 30, представлены экспериментальные зависимости интенсивности излучения, прошедшего через оптическую ячейку с парами рубидия от величины двухфотонной отстройки бихроматического поля от частоты сверхтонкого расщепления основного состояния ^{87}Rb при нестационарном возбуждении резонанса КПН при частоте модуляции отстройки равной 2 кГц. Как видно из графика, переход к нестационарному режиму возбуждения вызвал уменьшение амплитуды резонанса в 8 раз по сравнению с квазистационарным, при выключенной петле обратной связи. Включение обратной связи позволило увеличить резонанс в нестационарном режиме возбуждения в 13 раз, что превосходит результат, полученный в квазистационарном режиме.

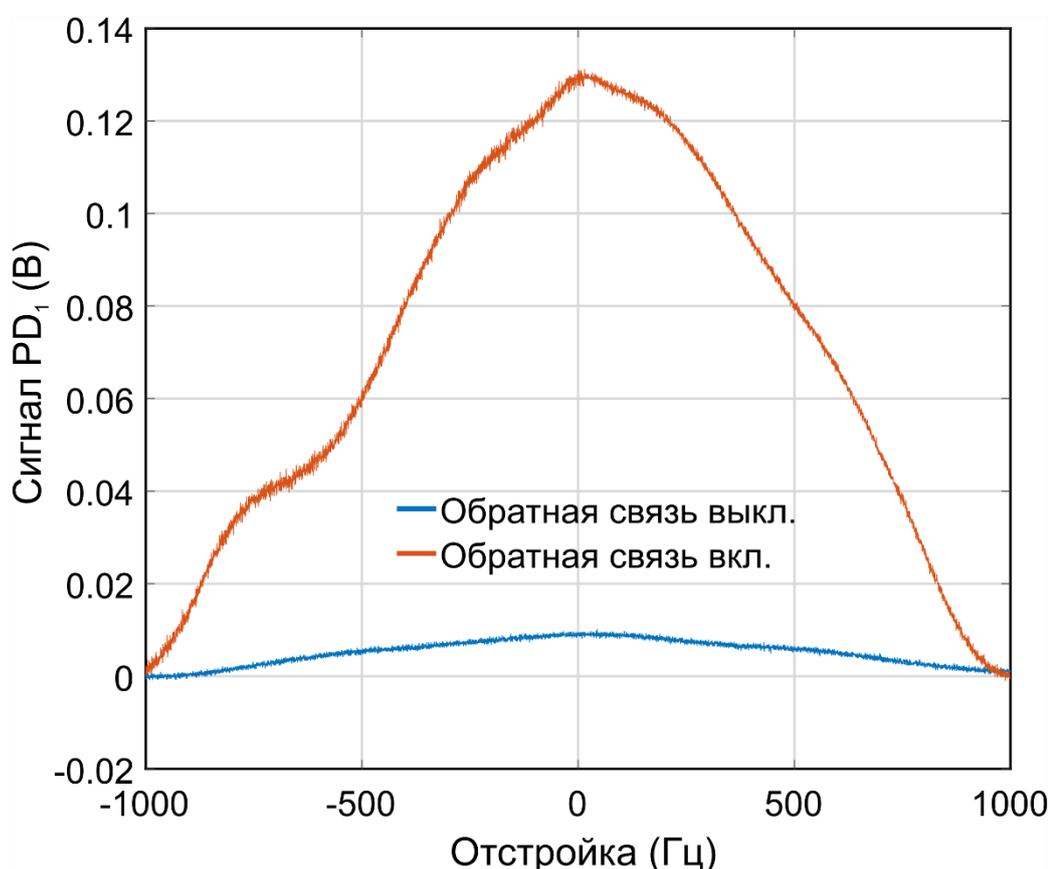


Рисунок 30. Экспериментальные зависимости интенсивности излучения, прошедшего через оптическую ячейку с парами рубидия от величины двухфотонной отстройки бихроматического поля от частоты сверхтонкого расщепления основного состояния ^{87}Rb при нестационарном возбуждении резонанса КПН без стабилизации уровня люминесценции (синяя линия) и при включенной системе стабилизации уровня люминесценции (красная линия).

Проведенные исследования показали, что предложенная методика обратной связи является эффективным методом повышения контраста резонанса КПН как в квазистационарном, так и в нестационарном режимах возбуждения.

Хотя метод обратной связи позволяет значительно повысить контрастность резонансов КПН, он также страдает несколькими заметными недостатками:

1. Наличие паразитного излучения (отраженное, рассеянное и т.д.), которое может быть уловлено фотоприемником PD_2 и, таким образом, уменьшить отношение сигнал/шум в сигнале фотоприемника PD_1 .

2. Соотношение сигнал/шум фотоприемника PD_2 , помимо прочего, зависит от его площади т.к. излучение люминесценции изотропно распространяется во все стороны.

Указанные недостатки можно обойти, применив альтернативную схему детектирования, в которой два фотоприемника измеряют мощность излучения накачки до и после ячейки, и разность их сигналов пропорциональна мощности, поглощенной атомами рубидия. В следующем разделе данной главы показано, как применение данного подхода позволило не только устранить указанные выше недостатки, но и разработать новый метод контрастирования резонанса КПН.

2 МЕТОД КОНТРАСТИРОВАНИЯ РЕЗОНАНСА КПН В ПАРАХ ^{87}Rb НА ОСНОВЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО УПРАВЛЕНИЯ ПОГЛОЩЕННОЙ МОЩНОСТЬЮ ИЗЛУЧЕНИЯ НАКАЧКИ

2.1 Описание метода

Как было показано в предыдущем разделе, применение дополнительной петли обратной связи управляющей уровнем мощности излучения накачки в процессе возбуждения резонанса КПН позволяет существенно увеличить его контраст. Довольно очевидно, что увеличение контраст резонанса тем выше, чем больше изменяется мощность излучения накачки в процессе возбуждения резонанса. В описанном ранее методе, основанном на стабилизации уровня люминесценции атомов, амплитуда изменения мощности ограничивается контрастом резонанса при максимальной доступной мощности излучения [43]. Можно отметить, что если пренебречь рассеянием излучения накачки и потерями на безизлучательную релаксацию, то мощность излучения люминесценции равна поглощенной мощности излучения накачки и, таким образом, основой описанного ранее метода является стабилизация уровня поглощенной мощности, т.е. $P_{abs} = const$. Дальнейшее увеличение контраста можно обеспечить изменяя уровень поглощенной мощности, управляя мощностью излучения накачки таким образом, чтобы уровень поглощенной мощности был максимален при нулевой отстройке и уменьшался по мере отстройки от пика резонанса (см. рисунок 31). Однако для реализации такого подхода, нужно правильным образом сформировать управляющий мощностью накачки сигнал, зависящий от двухфотонной отстройки. Оказалось, что сформировать такой сигнал можно при стабилизации линейной комбинации двух напрямую измеряемых величин, мощности излучения накачки и мощности излучения, поглощенного внутри ячейки.

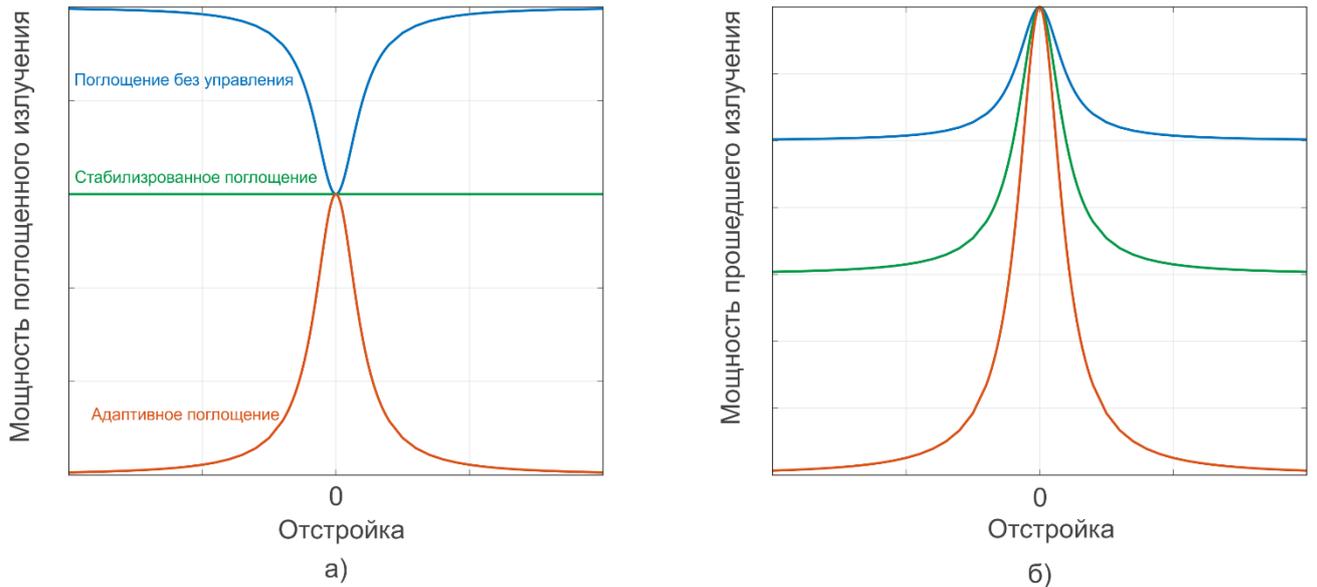


Рисунок 31. Зависимость интенсивности поглощенного (а) и прошедшего через ячейку (б) излучения от величины двухфотонной отстройки при разных методах контрастирования резонанса КПН: синие линии – без контрастирования, зеленые линии – контрастирование методом стабилизации поглощения, красные линии – контрастирование методом параметрического управления поглощенной мощностью.

Представим зависимость коэффициента поглощения ячейки с атомами рубидия K_{abs} от частоты двухфотонной отстройки δ и мощности излучения накачки P_{pump} вблизи резонансной частоты в приближении малых полей в следующем виде:

$$K_{abs}(\delta, P_{pump}) = K_{Dop} \times \left(1 - P_{pump} \times K_{CPT} \times \frac{\gamma^2}{\gamma^2 + \delta^2} \right), \quad (45)$$

где K_{Dop} – коэффициент однофотонного поглощения в центре доплеровского контура, ширина которого много больше ширины резонанса КПН, K_{CPT} – контраст резонанса КПН при максимальной мощности накачки $P_{pump} = P_{max}$, γ – ширина резонанса КПН на полувысоте. В данном приближении считается, что коэффициент однофотонного поглощения не зависит от интенсивности излучения, а контраст резонанса КПН линейно зависит от интенсивности и его форма описывается формулой Лоренца, т.е. в данном случае описывается квазистационарный режим возбуждения резонанса. Тогда мощность поглощенного излучения P_{abs} выражается следующим образом:

$$P_{abs}(\delta, P_{pump}) = P_{pump} \times K_{abs}(\delta, P_{pump}), \quad (46)$$

а мощность излучения, прошедшего сквозь ячейку P_{trans} :

$$P_{trans}(\delta, P_{pump}) = P_{pump} \times (1 - K_{abs}(\delta, P_{pump})). \quad (47)$$

В системе есть две измеримых величины мощность излучения накачки P_{pump} и мощность, поглощенная внутри ячейки P_{abs} . Введем функцию $F(\delta, P_{pump})$ являющейся линейной комбинацией данных величин:

$$F(\delta, P_{pump}, S) = P_{abs}(\delta, P_{pump}) + S \times P_{pump}, \quad (48)$$

где S – свободно изменяемый параметр. Обозначим за $F_{max} = F(0, P_{max})$ значение функции F при нулевой двухфотонной отстройке ($\delta = 0$) и максимальной мощности излучения накачки $P_{pump} = P_{max}$. Тогда следующее выражение:

$$F(\delta, P_{pump}, S) = F_{max} \quad (49)$$

является условием стабилизации, выполнение которого при изменении двухфотонной отстройки обеспечивает зависимость мощности излучения накачки от отстройки т.е.

$$P_{pump} = P_{pump}(\delta). \quad (50)$$

Можно отметить, что в случае, если $S = 0$, выражение (49) преобразуется к виду:

$$P_{abs}(\delta, P_{pump}) = F_{max} = const \quad (51)$$

что является условием стабилизации поглощенной мощности.

Подставив (45), (46) и (48) в выражение (49) получим следующее уравнение на P_{pump} :

$$P_{pump}(\delta) \times \left(K_{Dop} \left(1 - P_{pump}(\delta) \times K_{CPT} \times \frac{\gamma^2}{\gamma^2 + \delta^2} \right) + S \right) = F_{max} \quad (52)$$

Решения данного уравнения должны удовлетворять условию:

$$P_{pump}(0) = P_{max}. \quad (53)$$

Решая уравнение (52) при разных значениях S , можно найти значение параметра, при котором контраст резонанса будет максимальным. На рисунке 32 приведена расчетная зависимость контраста резонанса наблюдаемого при детектировании прошедшего сквозь ячейку излучения при следующем значении параметров физической модели: $K_{Dop} = 0,5$, $K_{CPT} = 0.01$. Контраст резонанса КПН нелинейно увеличивается с ростом абсолютного значения S и достигает максимума при $S \rightarrow K_{Dop} \times (1 - 2 \times K_{CPT})$, минимальное значение мощности излучения накачки, которое достигается при $\delta \rightarrow \pm\infty$, составляет $P_{pump} = P_{max}/2$. При бóльших значениях S решения для P_{pump} удовлетворяющие условию (53) отсутствуют.

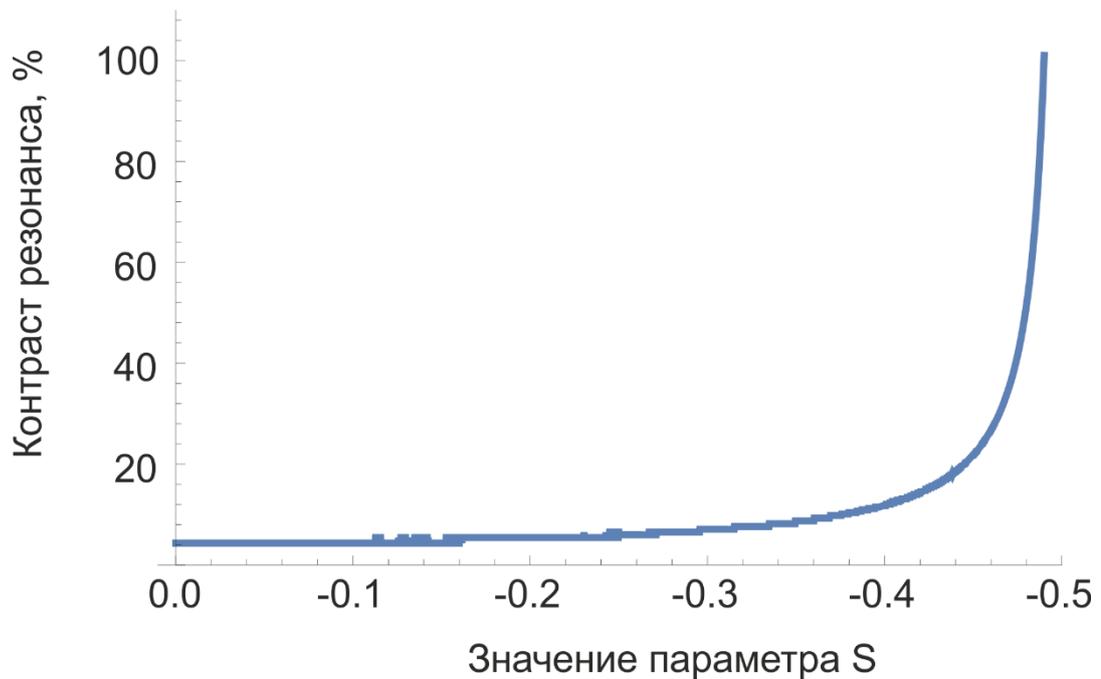


Рисунок 32. Расчетная зависимость контраста резонанса КПН от значения параметра S при $K_{Dop} = 0,5$, $K_{CPT} = 0.01$.

На рисунке 33 представлены графики расчетных зависимостей интенсивности прошедшего через ячейку излучения от величины двухфотонной отстройки при постоянной мощности излучения накачки $P_{pump} = P_{max}$ (синяя линия), и при выполнении условия параметрической стабилизации (49), когда $P_{pump} = P_{pump}(\delta)$ (красная линия). При расчетах использовались следующие параметры физической модели $K_{Dop} = 0,5$, $K_{CPT} = 0.01$, $S = S_{opt}$. Как видно из графиков

применение параметрической стабилизации позволяет увеличить контраст резонанса до $\sim 100\%$. Следует отметить, что максимальное значение контраста с точностью до K_{CPT} не зависит от параметров системы и достижимо при любом абсолютном значении P_{max} .

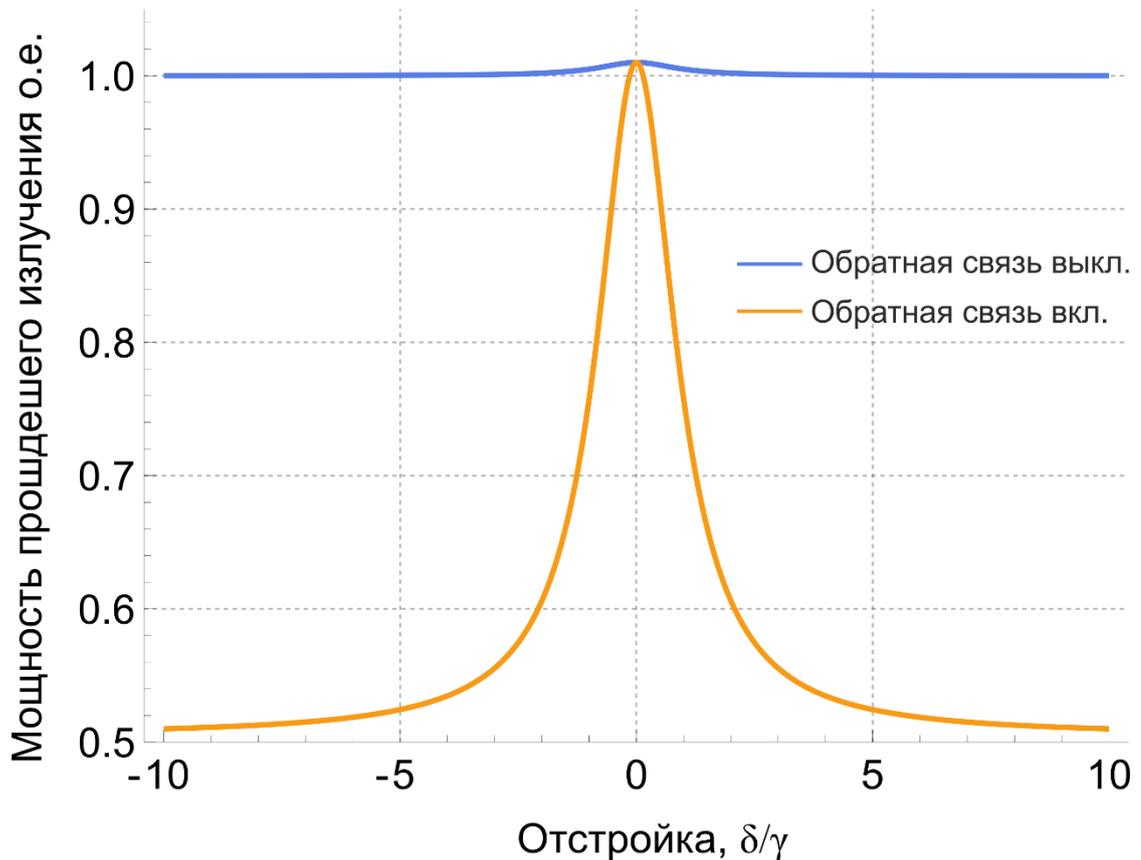


Рисунок 33. Расчетные зависимости интенсивности прошедшего через ячейку излучения от величины двухфотонной отстройки при постоянной мощности излучения накачки $P_{pump} = P_{max}$ (синяя линия), и при выполнении условия параметрической стабилизации (49), когда $P_{pump} = P_{pump}(\delta)$ (красная линия). При расчетах использовались следующие параметры физической модели $K_{Dop} = 0,5$, $K_{CPT} = 0.01$, $S = S_{opt}$.

2.2 Результаты экспериментов

Для экспериментального исследования метода контрастирования резонанса КПН на основе параметрической стабилизации поглощенной мощности лабораторная установка, описанная в предыдущем разделе, была модифицирована, ее оптическая схема представлена на рисунке 34.

Модуляция тока питания полупроводникового лазерного диода (VCSEL) с частотой 3.417 ГГц приводит к генерации непрерывного излучения с двумя боковыми частотными компонентами, разность которых составляет 6.835 ГГц. Бихроматическое излучение лазера с длиной волны 795 нм при помощи линзы коллимируется в пучок диаметром 1 мм. Излучение, прошедшее через электрооптический амплитудный модулятор, пластинку $\lambda/4$, которая изменяет линейную поляризацию на круговую, используется для накачки оптической ячейки длиной 1 см с парами ^{87}Rb внутри и антирелаксационным покрытием стенок. Мощность излучения, прошедшего через ячейку, измеряется при помощи фотодетектора PD_1 . Мощность излучения накачки P_{pump} измеряется при помощи фотодетектора PD_2 на который поступала половина излучения генерируемого диодным лазером (VCSEL), отщепленного с помощью светоделительной пластины с коэффициентом деления 50:50. Максимальная мощность выходного излучения лазера составляла 100 мкВт. Сигналы фотодетекторов оцифровывались и поступали на вход цифровой системы обратной связи управляющей мощностью накачки P_{pump} посредством электрооптического модулятора.

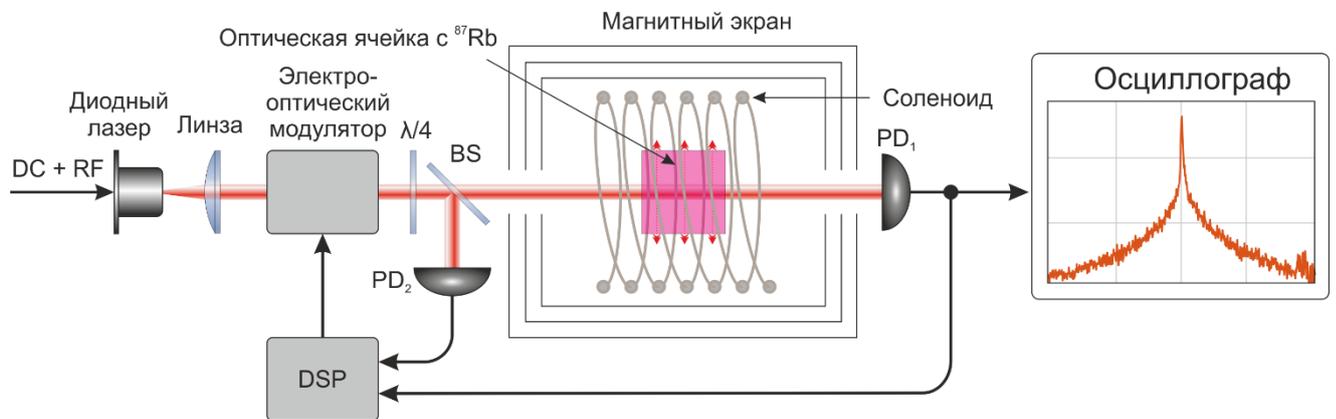


Рисунок 34. Схема оптической части экспериментальной установки для исследования метода контрастирования резонанса КПН путем параметрической стабилизации поглощенной мощности. EOM – амплитудный электрооптический модулятор, PD_1 – фотодетектор, регистрирующий прошедшее через оптическую ячейку излучение, PD_2 – фотодетектор, регистрирующий излучение до оптической ячейки, $\lambda/4$ – четвертьволновая фазовая пластинка, BS – светоделительная пластинка 50:50, EOM – электрооптический модулятор, DSP – приемно-передающий модуль цифровой обработки сигналов.

Сканирование разности частот компонент бихроматического поля накачки около резонансного значения приводит к возбуждению резонанса КПН, что изменяет поглощение ячейки и, соответственно, разницу сигналов от фотоприемников. Выполнение условия (49) в процессе возбуждения резонанса обеспечивается изменением мощности накачки. Резонанс КПН в этом случае будет проявляться в зависимости как интенсивности излучения прошедшего сквозь ячейку, так и интенсивности излучения накачки от разницы частот бихроматического поля насоса. Для автоматической стабилизации была использована цифровая система обратной связи, логикой работы которой управляла программируемая логическая интегральная схема (ПЛИС), которая синтезировала управляющий модулятором сигнал сигнала, путем обработки оцифрованных сигналов фотодетекторов PD_1 и PD_2 . Оцифровка сигнала производилась с помощью двухканального 24-разрядного аналого-цифрового преобразователя (АЦП) с частотой дискретизации 50 кГц/с.

В терминах сигналов фотодетекторов, учитывая, что $P_{abs} \sim PD_2 - PD_1$, а $P_{pump} \sim PD_2$, выражение (48) можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned} F(\delta, P_{pump}, S) &= P_{abs}(\delta, P_{pump}) + S \times P_{pump} & (54) \\ &= PD_2 - PD_1 + S \times PD_2 \\ &= PD_2(1 + S) - PD_1 \end{aligned}$$

Учитывая, что значение $F_{max}(S) = F(0, P_{max}, S)$ т.е. равно значению функции F при нулевой отстройке и максимальной мощности накачки.

Значение сигнала ошибки $E(\delta, S)$, генерируемого системой обратной связи будет равно:

$$E(\delta, S) = PD_2(1 + S) - PD_1 - F_{max} \quad (55)$$

Сигнал ошибки, синтезируемый системой обратной связи в соответствии с выражением (55) преобразовывался в аналоговый сигнал с помощью 16-разрядного цифро-аналогового преобразователя с частотой дискретизации 50 кГц/с и подавался на вход электрооптического модулятора, который изменял пропускание оптического излучения накачки.

На рисунке 35 приведена экспериментальная зависимость контраста резонанса КПН наблюдаемого в прошедшем излучении от значения параметра S . Как видно из графика при значении $S = -0.28$, значение контраст максимально и достигает 108%.

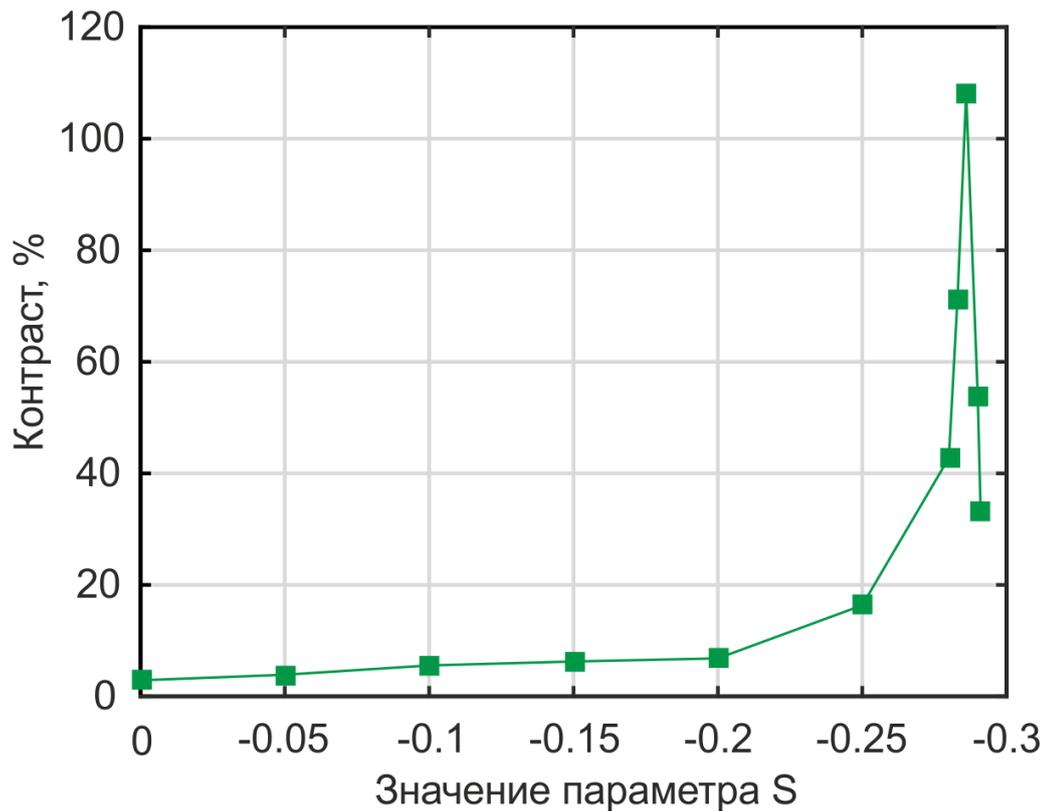


Рисунок 35. Экспериментальная зависимость контраста резонанса КПН от параметра S при использовании параметрического контрастирования в квазистационарном режиме возбуждения.

На рисунке 36 приведены экспериментальные зависимости интенсивности излучения, прошедшего через оптическую ячейку с парами рубидия от величины двухфотонной отстройки бихроматического поля от частоты сверхтонкого расщепления основного состояния ^{87}Rb при квазистационарном режиме возбуждения. При выключенной петле обратной связи, т.е. при постоянном уровне мощности излучения накачки близком к максимальному в данной установке контраст резонанса был равен 0,7%. Включение системы обратной связи, параметрически стабилизирующей уровень поглощения в ячейке, привело к увеличению контраста резонанса до 108% т.е. более чем в 100 раз по сравнению с

вариантом без обратной связи, что с высокой точностью согласуется с результатом предварительной оценки (см. рисунок 33). Для сравнения, на рисунке 36 (б), резонансы нормализованы, видно, что ширина этих резонансов (~ 500 Гц) практически идентична, то есть значительное увеличение контраста КПН в предложенном методе не приводит к уширению резонанса. Также можно отметить небольшое (в два раза) снижение относительного уровня шумов в сигнале.

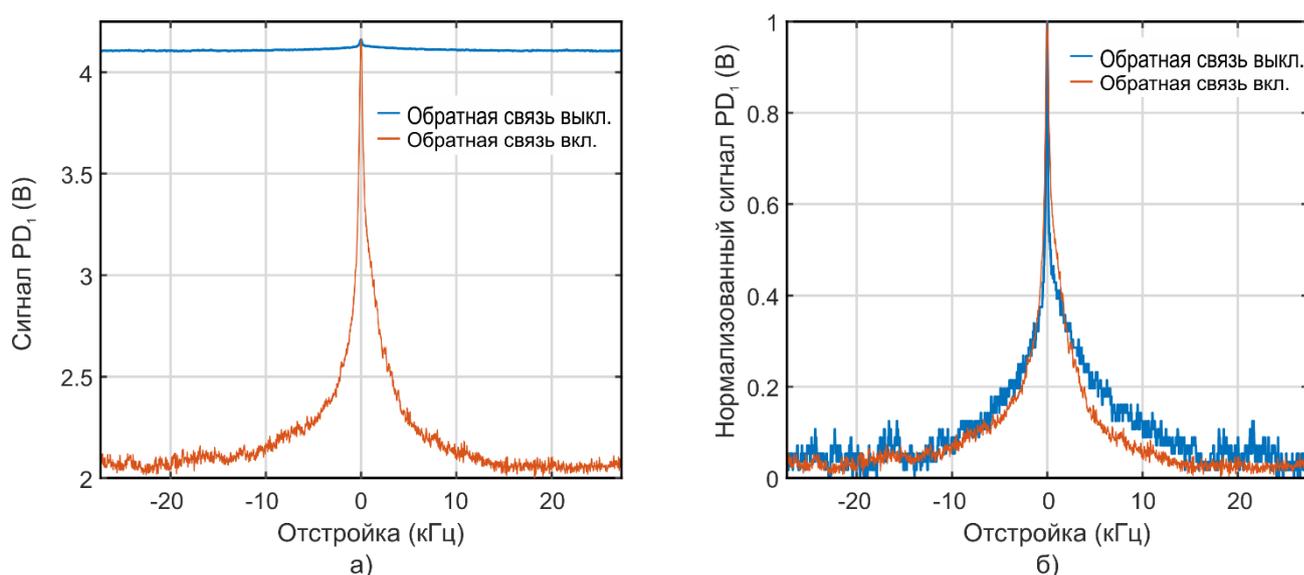


Рисунок 36. Экспериментальные зависимости интенсивности излучения, прошедшего через оптическую ячейку с парами рубидия от величины двухфотонной отстройки бихроматического поля от частоты сверхтонкого расщепления основного состояния ^{87}Rb в квазистационарном режиме возбуждения резонанса КПН при постоянном уровне мощности накачки (синяя линия) и при включенной системе параметрической стабилизации поглощенной мощности (красная линия). (а) - необработанные сигналы, (б) – нормализованные сигналы.

Также была проверена работа данного метода контрастирования при нестационарном возбуждении резонанса КПН. Результаты измерений зависимости интенсивности излучения, прошедшего через оптическую ячейку с парами рубидия от величины двухфотонной отстройки бихроматического поля от частоты сверхтонкого расщепления основного состояния ^{87}Rb в нестационарном режиме возбуждения резонанса КПН при постоянном уровне мощности накачки и при включенной системе параметрической стабилизации поглощенной мощности

приведены на рисунке 37. При измерениях частота возбуждения была равна 2 кГц, амплитуда модуляции двухфотонной отстройки составляла 1 кГц. Применение описанного метода параметрического контрастирования резонанса позволило увеличить контраст резонанса в 25 раз (с 0,07% до 1,8%), что примерно в четыре раза меньше по сравнению с квазистационарным режимом возбуждения, что, вероятно, связано с деформацией резонанса в нестационарном режиме и падения соотношения сигнал/шум спектроскопических сигналов.

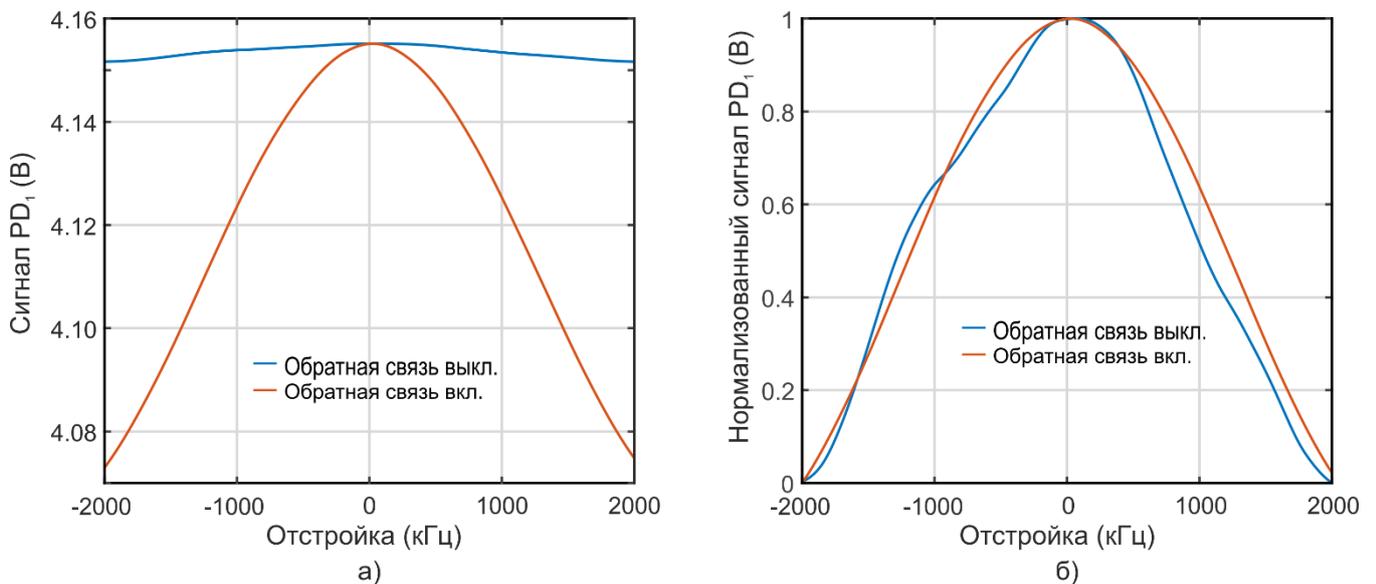


Рисунок 37. Экспериментальные зависимости интенсивности излучения, прошедшего через оптическую ячейку с парами рубидия от величины двухфотонной отстройки бихроматического поля от частоты сверхтонкого расщепления основного состояния ^{87}Rb в нестационарном режиме возбуждения резонанса КПН при постоянном уровне мощности накачки (синяя линия) и при включенной системе параметрической стабилизации поглощенной мощности (красная линия). (а) - необработанные сигналы, (б) – нормализованные сигналы.

3 ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной главе были представлены результаты исследования обобщенного альтернативного метода в спектроскопии атомов, в котором используется управление параметрами входящего пробного поля посредством электронной петли обратной связи с целью стабилизации нелинейного отклика среды на фиксированном постоянном уровне. В этом случае спектроскопическая информация содержится в меняющихся с частотой параметрах входящего пробного поля. В рамках этого подхода исследованы способы, использующие спонтанное излучение или линейную комбинацию интенсивностей входящего пробного поля и поля прошедшего сквозь среду для управления в цепи обратной связи, для драматического увеличения амплитуды, контраста резонанса КПН в рубидии при его квазистационарном и нестационарном режимах возбуждения.

Проведенные исследования показали, что предложенные методики организации обратной связи являются эффективными методами повышения резонансного контраста КПН как в квазистационарном, так и в нестационарном режимах возбуждения. Использование метода на основе стабилизации уровня люминесценции позволило увеличить контраст резонанса КПН в 10 раз в квазистационарном режиме возбуждения и в 13 раз в нестационарном. Был разработан новый метод контрастирования резонанса КПН, использующий параметрическую стабилизацию поглощенной мощности. Применение разработанного метода увеличило контраст резонанса более чем в 100 раз в квазистационарном режиме и в 25 раз в нестационарном режиме возбуждения. Таким образом, было показано, что параметрическая стабилизация поглощенной мощности является более эффективным методом контрастирования резонанса КПН при малых мощностях излучения накачки.

Следует отметить, что в рамках данной работы исследовалась влияние использованных методов только на амплитуду резонанса КПН, влияние от применения методов контрастирования на нестабильность АСЧ при этом не исследовалась. Нужно иметь в виду, что итоговая нестабильность АСЧ зависит не

только от амплитуды резонанса, но и от величины шумов в спектроскопическом сигнале и увеличение амплитуды резонанса еще не гарантирует такого же уменьшения нестабильности. Поэтому возникает вопрос о влиянии методов контрастирования на амплитуду и спектр шумов. Изучение данного вопроса, а также исследование применимости описанных методов для увеличения стабильности АСЧ является предметом будущих исследований.

Описанные в данной главе методы возбуждения резонанса КПН, позволяют существенно увеличить его контраст, не увеличивая при этом его ширину. Данный подход, при условии появления малогабаритных быстродействующих оптических модуляторов, может лечь в основу новых устройств на основе эффекта КПН. Другим подходом к развитию подобного типа устройств является оптимизация их параметров для снижения массы, габаритов и энергопотребления. Одному из методов такой оптимизации, направленной на снижение энергопотребления атомных часов на основе эффекта КПН, за счет изменений условий возбуждения реперного резонанса, посвящена следующая глава.

ГЛАВА 5. СВОЙСТВА РЕЗОНАНСА КПН ПРИ ЕГО ВОЗБУЖДЕНИИ МНОГОЧАСТОТНЫМ ОПТИЧЕСКИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Основой современного подхода к конструкции АСЧ на основе эффекта КПН является использование полупроводникового лазера с вертикальным резонатором (VCSEL), допускающим прямую модуляцию тока инжекции с СВЧ частотой, что позволяет модулировать длину волны излучения лазера и таким образом формировать многокомпонентное лазерное излучение, содержащее компоненты с разностью частот совпадающих с резонансной частотой [8].

Для возбуждения резонанса используются две спектральные компоненты с разностью частот равной f_0 , которые можно создать при модуляции на частоте равной f_0 , но вследствие того, что полоса пропускания коммерчески доступных красных лазерных диодов редко превышает 4-5 ГГц, обычно используется частота модуляции СВЧ-модуляции равная половине частоты сверхтонкого расщепления: $f = f_0/2$ [6,22,44–46]. При модуляции тока на этой частоте разность частот между +1 и -1 спектральными компонентами равна f_0 , что позволяет использоваться их для возбуждения резонанса КПН. Однако можно использовать и меньшие частоты модуляции $f_0/3$, $f_0/4$ и т.д., используя при этом более высокие порядки боковых компонент. Такой подход, потенциально, позволяет снизить требования к ширине полосы модуляции лазерных диодов и использовать для возбуждения резонанса КПН, например, лазеры с распределенной обратной связью (DFB, DBR) и лазеры с внешним резонатором. Использование субгармоник частоты сверхтонкого расщепления для возбуждения резонанса КПН была ранее продемонстрирована в работах [8,47]. В работе [8] было продемонстрировано, что в рубидиевых атомных стандартах частоты на основе эффекта КПН можно использовать шестую субгармонику для модуляции тока инжекции лазерного диода при возбуждении резонанса на D_2 линии. Возможность использования четных субгармоник до шестого порядка включительно в цезиевых атомных часах была исследована в работе [47], где были определены параметры при котором достигается

максимальный контраст резонанса КПН, условия подавления полевого сдвига частоты резонанса и влияние на стабильность атомных часов не исследовались.

Ранее было показано, что при $f=f_0/2$ можно подобрать такую амплитуду СВЧ сигнала, что суммарный световой сдвиг резонанса, создаваемый спектральными компонентами излучения, будет равен нулю [48]. Этот факт очень значим с точки зрения достижения высокой долговременной стабильности АСЧ, поскольку флуктуация мощности излучения при неподавленном полевым сдвиге может значительно ухудшить стабильность АСЧ. Однако ранее не было работ, в которых была показана возможность подавления светового сдвига при использовании субгармоник высокого порядка.

В данной главе представлены результаты исследований свойств резонанса КПН при его возбуждении в парах рубидия многочастотным излучением диодного лазера, ток инжекции которого модулируется на субгармониках частоты сверхтонкого расщепления основного состояния атомов ^{87}Rb .

1 АНАЛИЗ СХЕМ ВОЗБУЖДЕНИЯ РЕЗОНАНСА КПН МНОГЧАСТОТНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Существуют два подхода к организации СВЧ-тракта, используемых в атомных часах. Первый подход основан на умножении частоты, когда частота СВЧ-модуляции генерируется из исходного тактового генератора 10 МГц, второй подход предполагает непосредственную генерацию сигнала на частоте СВЧ-модуляции в акустических резонаторах различных типов [69–72], которая затем делится с целью получения выходного сигнала атомного стандарта частоты с частотой 10 МГц. В обоих случаях значительное количество энергии, потребляемой СВЧ трактом, уходит на преобразование частоты (либо с низкой на высокую, либо наоборот). Энергопотребление СВЧ-компонентов может быть снижено за счет снижения частоты модуляции [73,74]. Этот подход применим также к СВЧ-синтезаторам на основе интегральных схем [75,76].

Деление частоты сигнала модулирующего ток инжекции диодного лазера в целое число раз относительно резонансной, равной частоте сверхтонкого

расщепления основного состояния, обеспечивает наличие в спектре лазерного излучения двух боковых спектральных компонент, которые могут участвовать в возбуждении резонанса КПН в Λ – схеме (см. рисунок 38 (а)). При уменьшении частоты СВЧ-модуляции для возбуждения резонанса КПН нужно использовать боковые спектральные компоненты более высокого порядка. На рисунке 38 (б) схематично показаны спектры излучения одночастотного полупроводникового лазера накачки, ток инжекции которого модулируется на субгармониках частоты сверхтонкого расщепления $f=f_0/n$, где $f_0=6.835$ ГГц - частота сверхтонкого расщепления основного состояния на D_1 линии в ^{87}Rb , $n=1\dots 6$ – порядок субгармоники. Из рисунка видно, что СВЧ-модуляция тока лазерной инжекции на дробных частотах приводит к наличию в многочастотном спектре лазерного излучения двух компонент, разность частот которых равна разности сверхтонкого расщепления основного состояния, обеспечивая тем самым необходимые условия для возбуждения резонанса КПН.

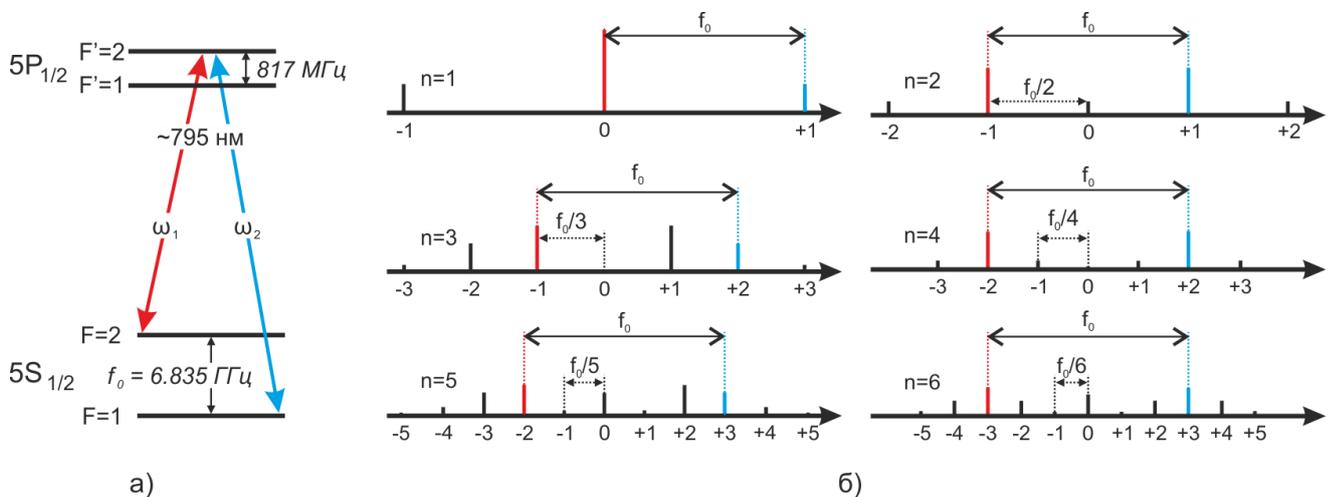


Рисунок 38. Схема возбуждение резонанса КПН в парах ^{87}Rb многочастотным излучением диодного лазера, ток инжекции которого модулируется на субгармониках частоты сверхтонкого расщепления: а) схема энергетических уровней D_1 линии ^{87}Rb ; б) Схематическое изображение спектра лазерного излучения при модуляции тока инжекции диода на частотах равных f_0/n , где $n = 1\dots 6$.

Возможность использования субгармоник частоты сверхтонкого расщепления для возбуждения резонанса КПН была ранее продемонстрирована в работах [8,47]. Однако в этих публикациях не была определен оптимальный порядок субгармоники для достижения оптимального баланса между потреблением энергии и стабильностью атомного стандарта частоты. В работе [8] было продемонстрировано, что в рубидиевых атомных стандартах частоты на основе эффекта КПН можно использовать шестую субгармонику для модуляции тока инжекции лазерного диода. Возможность использования четных субгармоник до шестого порядка включительно в цезиевых атомных часах была исследована в работе [47], где были определены параметры при котором достигается максимальный контраст резонанса КПН, условия подавления полевого сдвига частоты резонанса и влияние на стабильность атомных часов не исследовались.

Следует отметить, что вне зависимости от частоты модуляции, частота резонанса остается постоянной и определяется только структурой уровней. Итоговая стабильность при этом напрямую не определяется частотой модуляции, но зависит от условий возбуждения резонанса, которые, в свою очередь, уже могут зависеть от частоты модуляции

Как видно из рисунка 38 при модуляции тока питания лазерного диода в его спектре возникает множество спектральных компонент. В возбуждении резонанса участвуют только две спектральные компоненты с порядками p и q с разностью частот, совпадающей с частотой сверхтонкого расщепления f_0 , т.е. когда выполняется условие $|p - q| = n$, где n – порядок субгармоники.

Амплитуда колебаний поля боковых компонент определяется индексом модуляции m и пропорциональна $J_i(m)$ – функции Бесселя порядка i , где i порядок спектральной компоненты, а m – индекс модуляции, пропорциональный амплитуде модулирующего сигнала. Как было показано в работе [8], спектроскопический сигнал при возбуждении резонанса симметричными компонентами при четных n пропорционален выражению $(J_{n/2}(m))^6$, в общем случае для компонент произвольного порядка это выражение можно переписать следующим образом

$(J_p(m) \times J_q(m))^2 \times (J_p(m)^2 + J_q(m)^2)/2$, первый множитель пропорционален вероятности возбуждения когерентного состояния, а второй интенсивности падающего излучения.

На рисунке 39, приведена зависимость максимально возможного значения амплитуды резонанса КПН от частоты модуляции для различных p и q . Как видно из графика, при переходе к меньшим частотам модуляции максимальная амплитуда снижается, это связано с тем, что для увеличения мощности в компонентах с большим индексом нужно увеличить индекс модуляции, что приводит к появлению спектральных компонент еще большего порядка, и при фиксированной интенсивности излучения это ограничивает интенсивность конкретной спектральной компоненты. Поэтому оптимальные условия для возбуждения резонанса выполняются при использовании спектральных компонент с минимально возможным индексом для данной частоты модуляции. Для четных n это условие достигается, когда $p = -q$, а для нечетных, когда $p = -q \pm 1$.

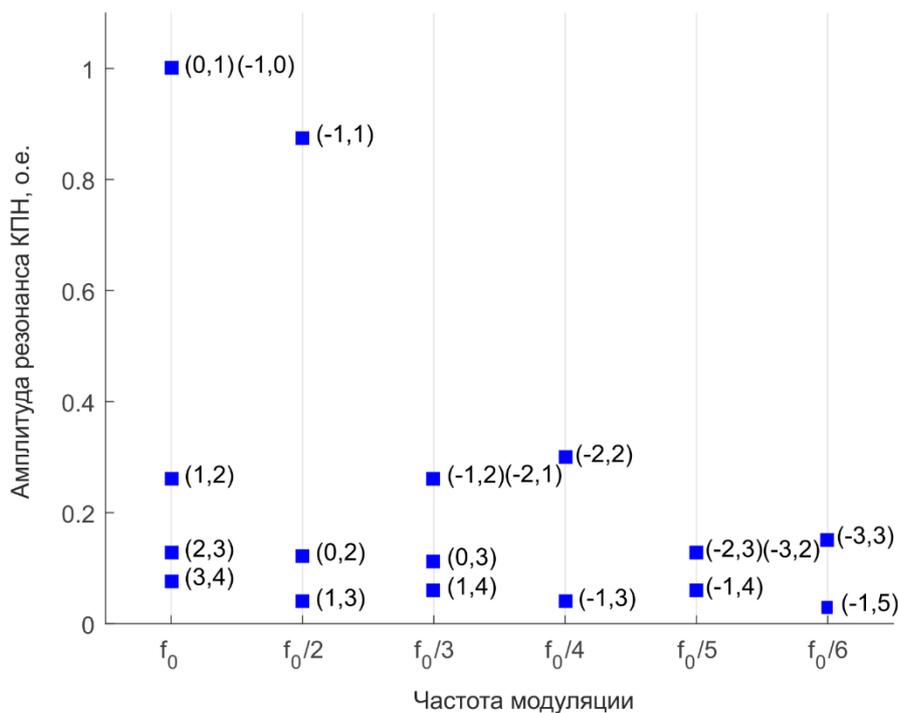


Рисунок 39. Расчетная зависимость максимальной амплитуды резонанса КПН от частоты модуляции тока инжекции диодного лазера накачки при возбуждении резонанса частотными компонентами разного порядка.

Как видно из рисунка 39, для нечетных n , максимальная амплитуда может достигаться в двух случаях $(0,1)$ и $(-1, 0)$ для $n = 1$, $(-1,2)$ и $(-2,1)$ для $n = 3$ и $(-2,3)$ и $(-3,2)$ для $n = 5$. Выбор оптимального набора зависит от отношения силы переходов Λ -схемы. Для ^{87}Rb переход с меньшей частотой имеют большую силу перехода, поэтому эффективнее использовать схему, при которой частотная компонента с большей амплитудой имеет меньшую частоту. В диапазоне индексов модуляции вблизи точки, где амплитуда максимальна, большую амплитуду имеют спектральные компоненты с меньшим индексом. Поэтому наибольший сигнал для $n = 1$ можно получить в случае при $p = 0$ и $q = 1$, для $n = 3$ при $p = -1$, $q = 2$, а для $n = 5$ при $p = -2$, $q = 3$ (см. рисунок 38 (б)). На рисунке 38 (б) спектры излучения приведены при индексах модуляции соответствующему максимуму амплитуды резонанса КПН на данной частоте модуляции.

Следует отметить, что амплитуду спектроскопического сигнала можно сделать больше, увеличив интенсивность излучения. Однако нужно иметь в виду, что это приведет к увеличению ширины КПН резонанса и увеличению ширины доплеровского контура, что в итоге отрицательно повлияет на стабильность. Оптимизация уровня интенсивности оптического излучения для каждой частоты модуляции является объектом самостоятельного исследования, поэтому в рамках данной работы приводится сравнение свойств резонанса КПН при фиксированной мощности излучения.

В случае $f=f_0$ и $f=f_0/2$, амплитуды различаются менее чем на 15%, это означает, что с точки зрения максимального контраста резонанса разницы между полной и половинной частотой практически нет. Поэтому во многих исследованиях используют возбуждение резонанса КПН при модуляции на второй субгамонике ($f=f_0/2$) [6,22,44–46] для упрощения экспериментальной реализации атомных стандартов частоты, так как падение частоты модуляции с 6,8 ГГц до 3,4 ГГц для ^{87}Rb и с 9,2 ГГц до 4,6 ГГц для ^{133}Cs значительно снижает минимальные параметры СВЧ-тракта и требуемую полосу пропускания одночастотного полупроводникового лазера накачки.

При уменьшении частоты модуляции нужно учитывать также и структуру энергетических уровней вблизи рабочих переходов. Дело в том, что соседние уровни образуют переходы, с которыми могут взаимодействовать побочные компоненты излучения. При взаимодействии боковых компонент с краем доплеровского контура соседнего перехода будет происходить преобразование фазового шума излучения диодного лазера в амплитудный шум сигнала фотоприемника.

Для D_1 линии в ^{87}Rb разность энергий уровней $F1'$ и $F2'$ соответствует частоте 816,7 МГц (см. рисунок 38 (а)). С учетом ширины доплеровского контура на полувысоте ~ 500 МГц для температуры 60°C , минимальная частота составляет не менее 1,1 ГГц или не менее $1/6$ от частоты сверхтонкого расщепления. (см. рисунок 40 (а)). При уменьшении частоты все большее количество побочных боковых спектральных компонент будут взаимодействовать с атомами рубидия, что может привести к увеличению уровня шума в спектроскопическом сигнале в результате преобразования фазовых шумов оптического излучения в амплитудный шум излучения прошедшего сквозь ячейку (см. рисунок 40 (б)).

Следует также учитывать, что, во-первых, доплеровский контур имеет широкие края, а во-вторых, доплеровский контур может испытывать уширение под воздействием различных факторов, в первую очередь это полевое уширение под воздействием излучения накачки и ударное уширение при взаимодействии с буферным газом при его наличии. В ячейках для миниатюрных устройств давление буферного газа может достигать сотен Тор, ударное уширение доплеровских линий может превышать при этом 1 ГГц [15]. Поэтому в качестве объекта данного исследования была выбрана ячейка с антирелаксационным покрытием без буферного газа, поскольку в ней можно охватить большее количество субгармоник.

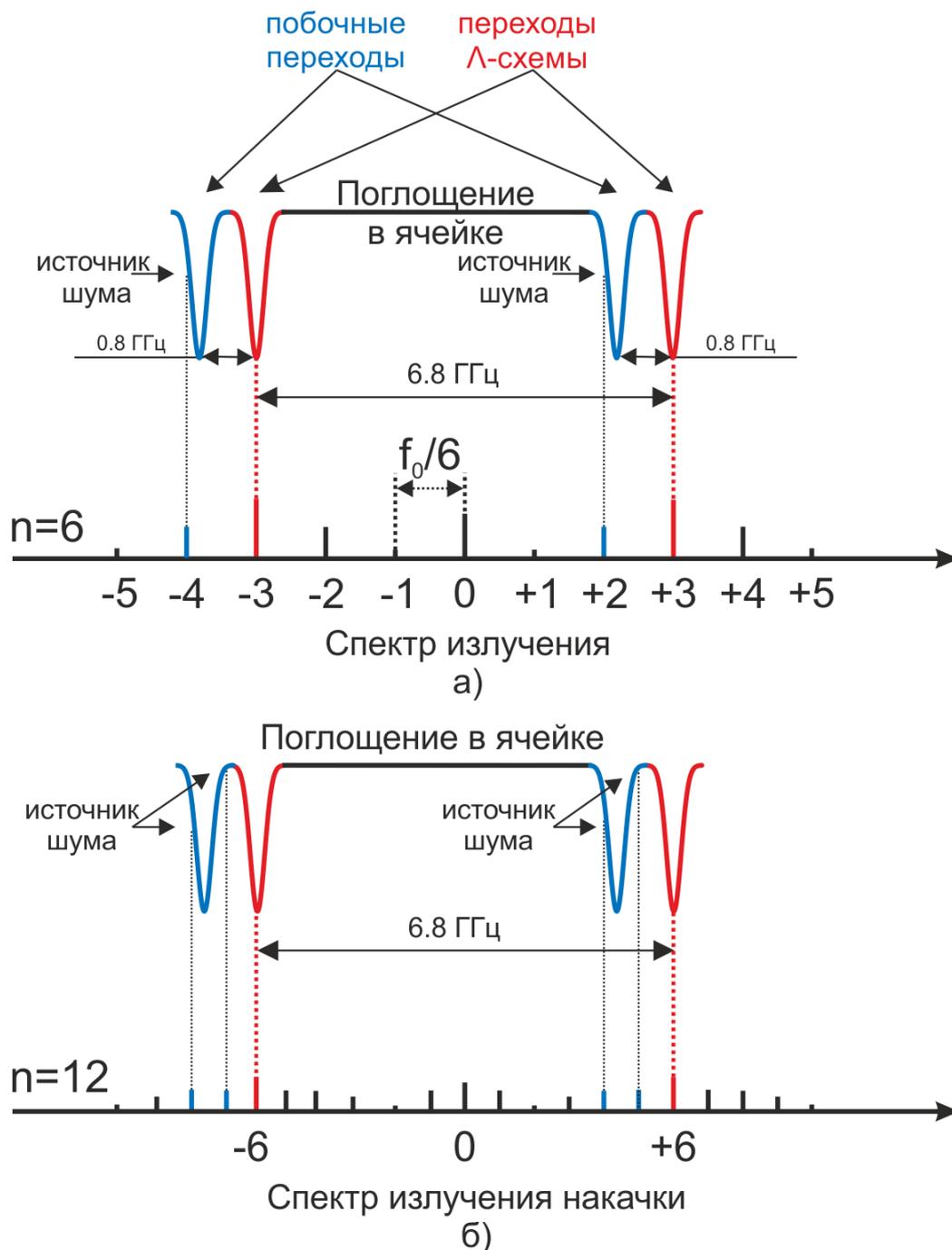


Рисунок 40. Схема взаимодействия многочастотного излучения образованного при модуляции тока инжекции диодного лазера накачки на примере субгармоник 6-го (а) и 12-го (б) порядков частоты сверхтонкого расщепления на D_1 линии ^{87}Rb .

Другим важным аспектом использования резонанса КПН в качестве репера частоты является возможность подавления полевого сдвига резонанса. Смещение энергетических уровней атомов, вызванное взаимодействием атомов с излучением накачки, вносит существенный вклад в нестабильность спектрального положения

резонанса КПН [77–80]. Оптимизация мощности СВЧ-сигнала может быть использована для минимизации полевого сдвига резонанса [48]. До настоящего времени такая возможность была продемонстрирована для резонанса КПН возбуждаемого атомах ^{87}Rb на частотах модуляции тока инжекции лазерного диода, равных f_0 и $f_0/2$. Довольно очевидно, что проблема подавления смещения света также важна в исследованиях атомных стандартов частоты на основе эффекта КПН, модулированных на низших субгармониках.

2 РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Для исследования свойств резонанса КПН при возбуждении в парах рубидия многочастотным излучением диодного лазера, ток инжекции которого модулируется на субгармониках частоты сверхтонкого расщепления основного состояния атомов ^{87}Rb использовалась экспериментальная установка, описанная ранее в главе 3, в конфигурации атомного стандарта частоты (см. рисунок 41).

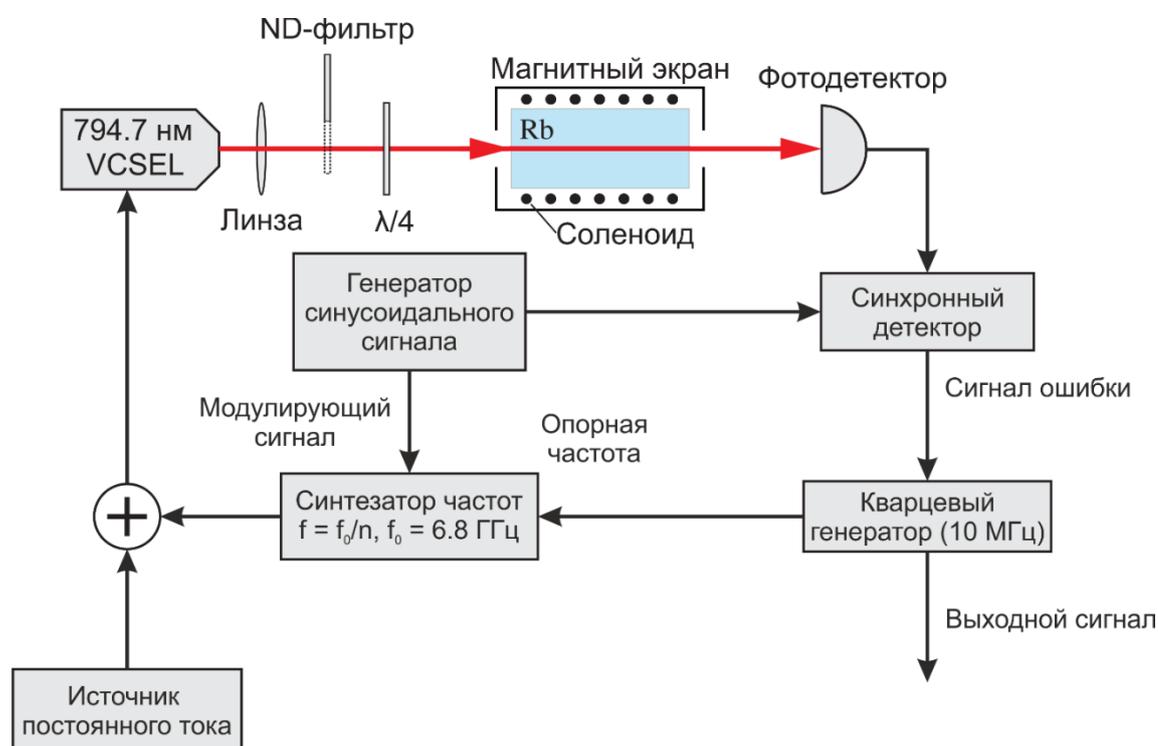


Рисунок 41. Схема экспериментальной установки для исследования свойств резонанса КПН при нестационарном возбуждении в парах рубидия многочастотным излучением диодного лазера, ток инжекции которого модулируется на субгармониках частоты сверхтонкого расщепления основного состояния атомов ^{87}Rb .

Резонанс КПН возбуждался в кубической оптической ячейке с длиной грани 10 мм с антирелаксационным покрытием внутренней поверхности. Температура ячейки поддерживалась на уровне 60°C со стабильностью около 1 мК. Мощность выходного излучения диодного лазера (VCSEL) составляла 55 мВт, диаметр пучка внутри ячейки составлял 1.5 мм. Для измерения величины полевого сдвига резонанса мощность излучения понижалась до 25 мВт с помощью нейтрального светофильтра (ND-фильтр). Частота СВЧ-сигнала изменялась в диапазоне от $f_0/6$ до $f_0/2$.

На рисунке 42 представлена зависимость уровня прошедшего излучения лазера от тока накачки при отсутствии и при наличии СВЧ модуляции на различных частотах. При отсутствии модуляции (рисунок 42 (а)) зависимость соответствует спектру поглощения ячейки, т.к. частота излучения лазера линейно зависит от тока питания. Наклон линии на графике связан с тем, что сканирование тока вызывает не только изменение длины волны, но и мощности излучения. Провалы на графике соответствуют переходам на разные подуровни верхнего уровня $5P_{1/2}$ линии D_1 в ^{87}Rb . Включение модуляции вызывает перераспределение энергии по боковым полосам и приводит к увеличению числа провалов (рисунок 42 (б - е)). При уменьшении частоты модуляции провалов становилось больше так как энергия перераспределяется по боковым полосам высоких порядков. Также провалы сближались, так как разность частот между боковыми полосами становилась меньше. При дальнейшем уменьшении частоты RF модуляции разность частот между провалами станет сравнима с их доплеровской шириной и провалы перекроются. Ширина на половине амплитуды доплеровской линии поглощения при температуре 60°C составляет примерно 500 МГц. Как видно из рисунка 42 (в) на частоте $f_0/3 = 2278$ МГц края провалов начинают пересекаться. А на частоте $f_0/6 = 1139$ МГц центры провалов начинают перекрываться краями соседних провалов, поэтому дальнейшее снижение частоты невозможно.

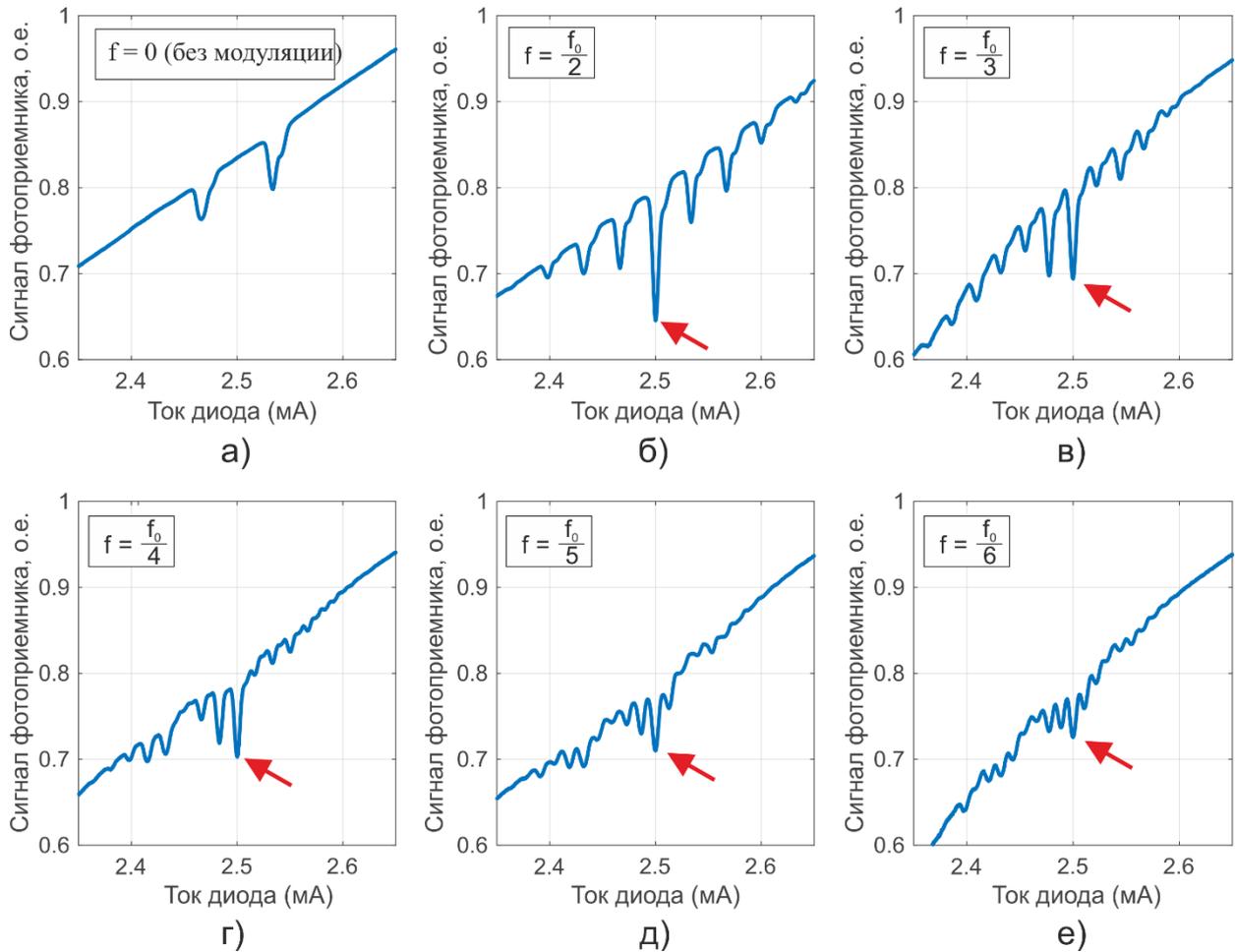


Рисунок 42. Зависимость мощности прошедшего через ячейку с парами ^{87}Rb от тока инжекции лазерного диода накачки: а) без СВЧ модуляции – спектр поглощения ячейки; при частоте СВЧ модуляции б) $f_0/2$, в) $f_0/3$, г) $f_0/4$, д) $f_0/5$, е) $f_0/6$. Красной стрелкой отмечен провал, в котором происходило возбуждение резонанса КПН.

Стрелками на графике обозначен провал, в котором выделенные спектральные компоненты на рисунке 38 (б) взаимодействуют с требуемыми атомными переходами. При значении тока лазера, соответствующем указанному провалу, далее возбуждался резонанс КПН.

На рисунке 43 представлены резонансы КПН при квазистационарном возбуждении на частотах модуляции f_0/n , $n = 2 - 6$. Из рисунка видно, что амплитуда резонанса КПН падает с понижением частоты модуляции. Это связано с тем, что чем больше порядок субгармоники, тем больше спектральных компонент имеется в спектре лазера и тем меньше энергии в каждой из них. При частоте модуляции $f_0/6$ амплитуда резонанса уменьшилась настолько, что резонанс не выделялся на фоне шумов, поэтому его параметры не могли быть измерены. Параметры

резонанса – это полная ширина на половине амплитуды и контраст, который определяется как отношение амплитуды КПН резонанса к постоянной составляющей.

Изменение мощности СВЧ-сигнала, модулирующего ток инжекции лазерного диода не только влияет на распределение мощности излучения между боковыми полосами, но и оказывает влияние на полевой сдвиг резонанса КПН [81]. На рисунке 44 показаны зависимости положения резонанса КПН от мощности СВЧ-сигнала при двух различных уровнях выходной мощности лазера 25 и 55 мкВт. Точка пересечения этих двух зависимостей соответствует мощности СВЧ-сигнала, при которой полевой сдвиг КПН-резонанса устраняется, т.е. вблизи этой точки положение КПН-резонанса не зависит от интенсивности излучения. Таким образом, впервые была экспериментально продемонстрирована возможность подавления полевого сдвига резонанса КПН, возбуждаемого в парах ^{87}Rb при модуляции тока инжекции диода накачки на частотах модуляции f_0/n , где $n=3\dots 5$.

Из данных представленных на рисунке 44 следует, что мощность СВЧ-сигнала, необходимая для подавления полевого сдвига, уменьшается с частотой модуляции, хотя в целом мощность СВЧ-сигнала должна возрастать по мере уменьшения частоты модуляции для обеспечения высокой интенсивности спектральных компонент высокого порядка, расположенных на расстоянии 6,835 ГГц. Это происходит потому, что эффективность модуляции тока инжекции диодного лазера накачки падает на более высоких частотах из-за конечной полосы модуляции диодного лазера, а также потерь в СВЧ тракте.

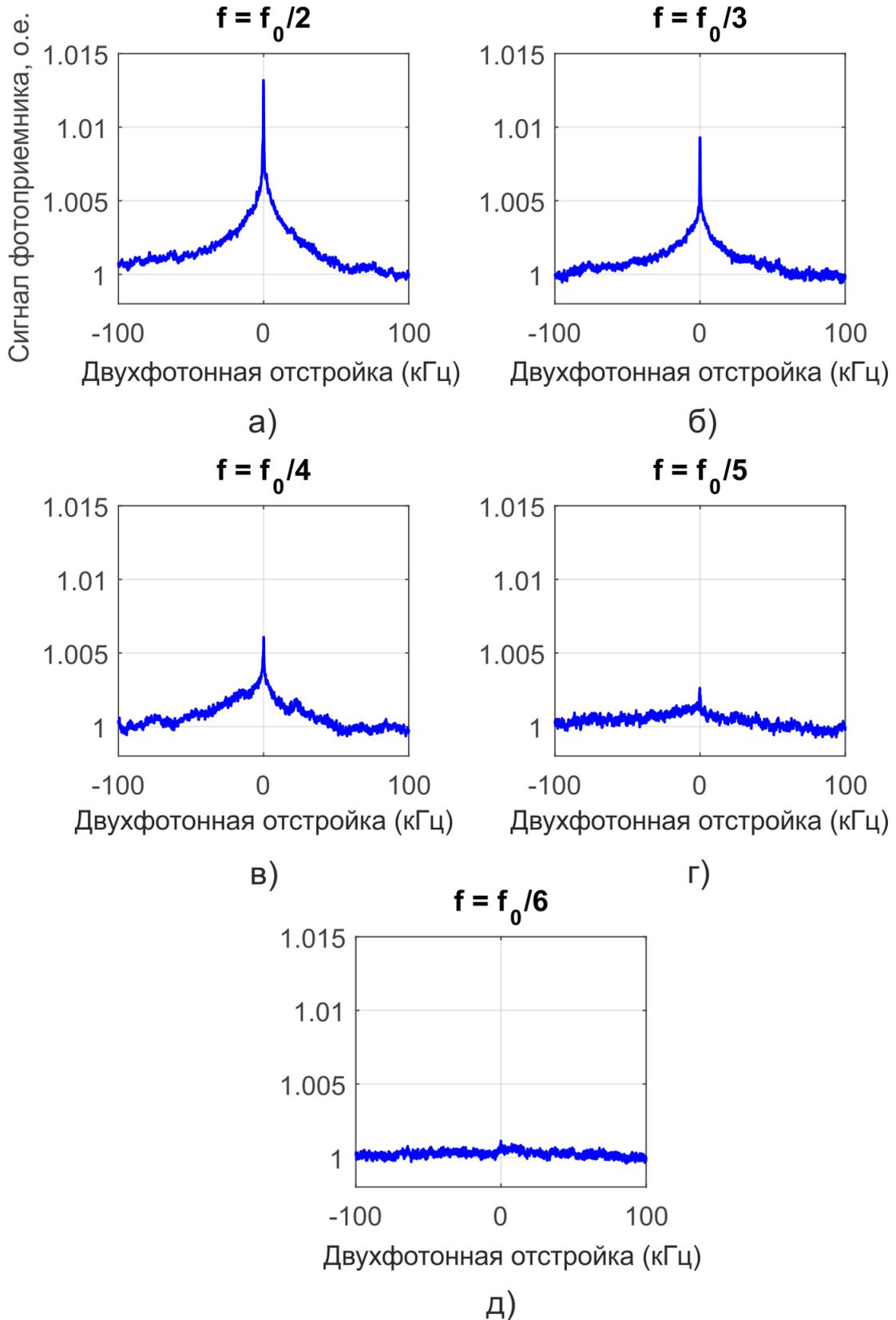


Рисунок 43. Резонансы КПН возбуждаемые в парах ^{87}Rb многочастотным полем в ячейке с антирелаксационным покрытием длиной 10 мм, образованным при СВЧ модуляции тока инжекции диодного лазера накачки на частотах а) $f_0/2$, б) $f_0/3$, в) $f_0/4$, г) $f_0/5$, д) $f_0/6$.

Поэтому для обеспечения требуемой глубины модуляции на более низкой частоте требуется меньшая мощность СВЧ-сигнала. Кроме того снижение частоты СВЧ сигнала снижает его энергопотребление, это может быть важно учитывая, что энергопотребление СВЧ тракта может достигать 50% от всего потребления АСЧ [57,82].

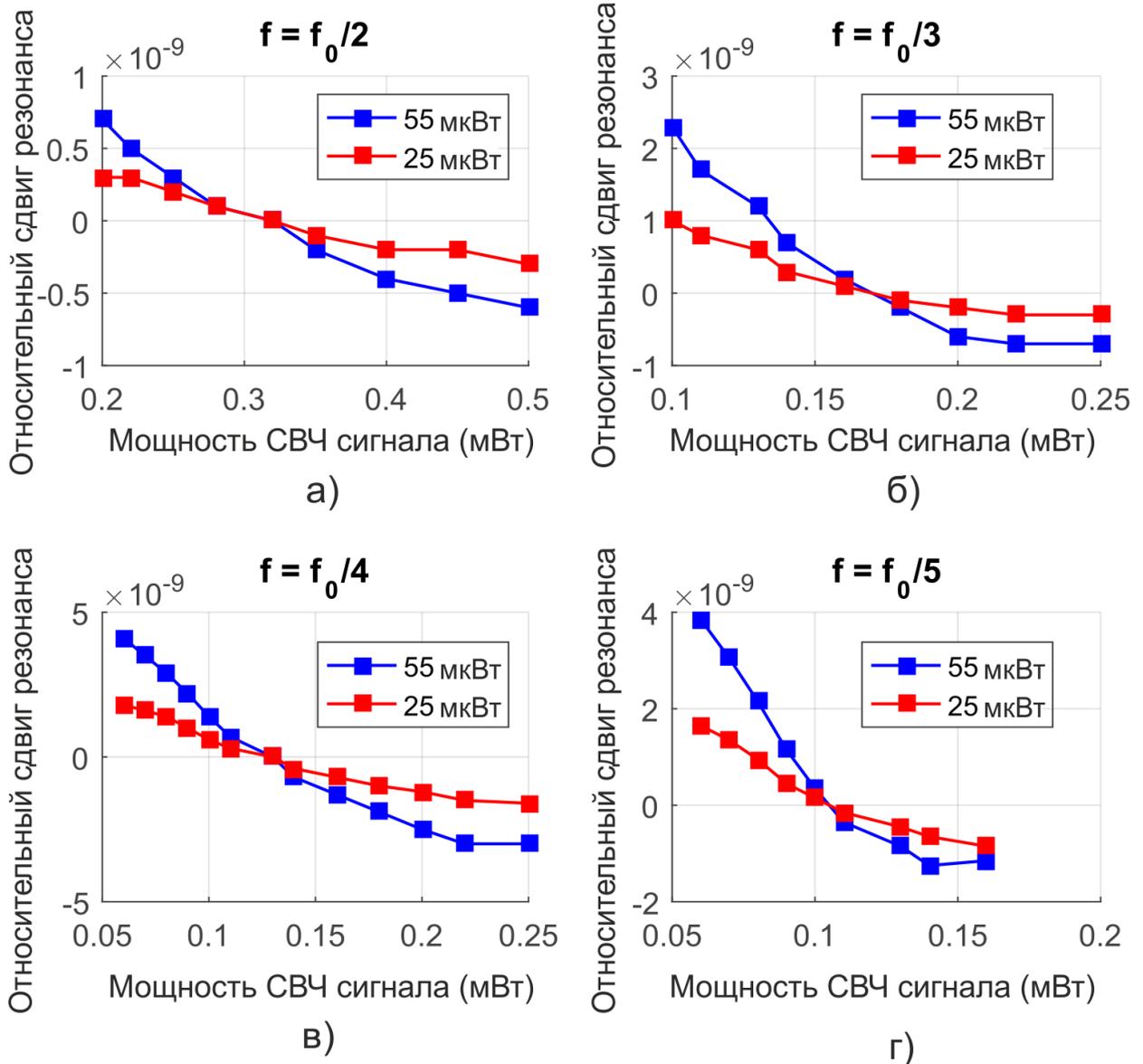


Рисунок 44. Экспериментальные зависимости полевого сдвига резонанса КПН при нестационарном возбуждении в парах ^{87}Rb от мощности СВЧ сигнала, модулирующего ток инжекции лазерного диода накачки, при мощности оптического излучения накачки 55 мкВт (синие линии) и 25 мкВт (красные линии) для частот модуляции тока: а) $f_0/2$, б) $f_0/3$, в) $f_0/4$, г) $f_0/5$.

На рисунке 45 приведены экспериментальные зависимости стабильности стандарта атомной частоты при времени усреднения $\tau = 1$ секунда и расчетного энергопотребления СВЧ-синтезатора от частоты модуляции. В данном случае использовалось линейное приближение зависимости потребляемой энергии СВЧ тракта от его рабочей частоты [73,74]. Как следует из рисунка, эти зависимости демонстрируют противоположное поведение: при уменьшении частоты модуляции стабильность ухудшается, энергопотреблением при этом снижается. На основе экспериментальных данных можно сделать вывод, что оптимальной частотой модуляции с точки зрения баланса стабильности и энергопотребления является частота $f_0/3$, при которой падение стабильности атомных часов относительно невелико (11%), а потребление энергии СВЧ синтезатора в 1,5 раза ниже.

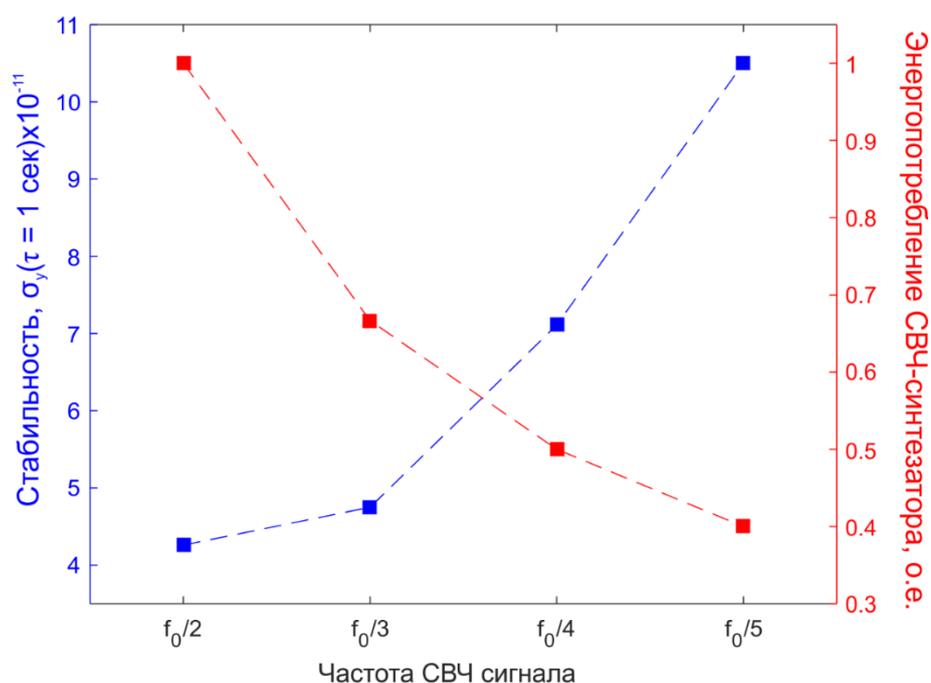


Рисунок 45. Экспериментальная зависимость стабильности рубидиевого атомного стандарта частоты на основе эффекта КПН при времени усреднения $\tau = 1$ секунда от частоты СВЧ модуляции тока инжекции диодного лазера накачки (синяя линия) и расчетная зависимость относительного уровня энергопотребления СВЧ синтезатора от частоты модулирующего сигнала (красная линия).

Основные результаты экспериментального исследования представлены в таблице 1.

Таблица 1. Параметры атомного стандарта частоты при использовании разных частот СВЧ модуляции тока диодного лазера.

Субгармоника	$f_0/2$	$f_0/3$	$f_0/4$	$f_0/5$
Частота (ГГц)	3,417	2,278	1,708	1,366
Спектральные компоненты	-1&+1	-1&+2	-2&+2	-2&+3
Контраст КПН (%)	1.3	0,9	0.6	0.3
Ширина резонанса (кГц)	1.64	1.59	1.44	1.40
Мощность СВЧ сигнала для подавления полевого сдвига	0,32	0,16	0,13	0,11
Нестабильность σ_y ($\tau = 1$ сек) $\times 10^{-11}$	4.3	4.8	7.1	10.5

3 ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной главе были представлены результаты исследования свойств резонанса КПН при его возбуждении в парах рубидия многочастотным излучением диодного лазера, ток инжекции которого модулируется на субгармониках частоты сверхтонкого расщепления основного состояния атомов ^{87}Rb .

Было теоретически обосновано и экспериментально показано, что для возбуждения резонанса КПН на D1 линии в ^{87}Rb можно использовать многочастотное излучение диодного лазера ток инжекции которого модулируется на субгармониках частоты сверхтонкого расщепления основного состояния в диапазоне частот $f_0/2$ до $f_0/5$. Было показано, что при постоянной мощности оптического излучения, уменьшение частоты модуляции вызывает снижение амплитуды резонанса КПН, ширина резонанса при этом практически не изменяется. Экспериментально было продемонстрирована возможность подавления полевого сдвига резонанса КПН при модуляции тока инжекции диода накачки на частотах в диапазоне от $f_0/2$ до $f_0/5$.

Была проведена оценка зависимости уровня энергопотребления СВЧ-тракта атомного стандарта частоты на основе эффекта КПН от используемой частоты

модуляции. Показано, что с точки зрения соотношения стабильности стандарта частоты и его энергопотребления оптимальной частотой модуляции является частота $f_0/3$, при которой, по сравнению с частотой модуляции $f_0/2$, нестабильность стандарта частоты увеличивается незначительно (на 11%), тогда как энергопотребление СВЧ синтезатора уменьшается в 1,5 раза.

Результаты представленного исследования открывают новую возможность для улучшения эффективности компактных атомных стандартов частоты на основе эффекта КПН. Предложенное и изученное решение может быть применено в компактных атомных стандартах частоты с различными типами ячеек как с антирелаксационным покрытием стенок, так и с буферным газом. Снижение частоты СВЧ модуляции также снижает требования к ширине полосы модуляции диодного лазера. Важно отметить, что практическая реализация выявленной возможности повышения эффективности компактных атомных стандартов частоты не влечет за собой существенной модификации их конструкции.

ГЛАВА 6. СТАБИЛИЗАЦИИ ДЛИНЫ ВОЛНЫ ИЗЛУЧЕНИЯ НАКАЧКИ ПО СИГНАЛУ РЕЗОНАНСА КПН ПРИ ЕГО НЕСТАЦИОНАРНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

Совершенствование системы управления современных компактных атомных стандартов частоты является актуальным в связи с их широким применением. Одним из наиболее интересных направлений улучшения системы управления является её упрощение без ухудшения параметров стандартов частоты.

Стабильность атомного стандарта частоты на основе эффекта КПН, помимо прочего, зависит от стабильности длины волны лазерного излучения накачки. При отстройке длины волны излучения от центра линии поглощения увеличивается амплитуда флуктуация в спектроскопическом сигнале вследствие преобразования фазовых шумов лазерного излучения в амплитудный шум сигнала фотодетектора. Поэтому наряду с основной петлей обратной связи, отвечающей за стабилизацию частоты выходного сигнала, в часах используется дополнительное кольцо автоподстройки для стабилизации длины волны излучения. К недостаткам традиционного подхода построения такой петли можно отнести необходимость модуляции длины волны, что может приводить к увеличению уровня шумов в сигнале основной петли обратной связи из-за интермодуляционных искажений и снижению кратковременной стабильности атомного стандарта частоты.

В данной главе представлены результаты разработки и исследования нового способа стабилизации длины волны излучения в атомном стандарте частоты на основе эффекта КПН. Стабилизация осуществляется с помощью составляющей спектроскопического сигнала, формируемой при синхронном детектировании резонанса КПН в нестационарном режиме возбуждения при фазе опорного сигнала синхронного детектора сдвинутого на 90° относительно фазы, используемой для стабилизации частоты по реперному резонансу. Приведены результаты измерения кратковременной и долговременной стабильности атомного стандарта частоты с использованием предложенного метода.

1 ОПИСАНИЕ МЕТОДА

Стабилизации длины волны лазерного излучения накачки в атомных стандартах частоты на основе эффекта КПН заключается в ее привязке к пику поглощения, наблюдаемого при сканировании длины волны излучения накачки. Традиционный подход такой привязки заключается в модуляции длины волны излучения и синхронном детектировании уровня мощности излучения прошедшего сквозь оптическую ячейку. Зависимость выходного сигнала синхронного детектора от длины волны излучения имеет вид дисперсионной кривой, которая пересекает ноль в центре провала пропускания. При использовании в качестве источника излучения накачки диодного лазера, модулировать длину волны излучения можно модулируя ток инжекции. При этом модуляция тока инжекции диода вызывает не только изменение длины волны генерации, но и модуляцию мощности оптического излучения. Такие интермодуляционные искажения в результате могут привести к снижению итоговой стабильности атомного стандарта частоты. Поэтому весьма актуальным является разработка метода стабилизации длины волны излучения накачки, которая бы не требовала дополнительной модуляции тока инжекции диода, а в идеальном случае любой другой модуляции.

Можно отметить, что параметры КПН резонанса в некоторой степени зависят от отстройки длины волны излучения накачки от пика поглощения. Во-первых, амплитуда резонанса убывает с увеличением отстройки из-за уменьшения поглощения излучения накачки, во-вторых, можно наблюдать увеличение амплитудных высокочастотных шумов в спектроскопическом сигнале, что связано с преобразованием фазового шума оптического излучения в амплитудный шум фотодетектора на склоне пика поглощения. При синхронном детектировании резонанса КПН дополнительную информацию об условиях возбуждения резонанса можно получить путем сдвига фазы опорного сигнала на 90° [83], относительно фазы используемой для генерации сигнала ошибки петли обратной связи привязки к пику резонанса. При этом фазы демодулирующих сигналов нужно выбирать с

учетом фазовой задержки формирования резонанса, о которой говорилось в главе 2.

На рисунке 46 представлены графики зависимости выходного сигнала синхронного детектора от частоты двухфотонной отстройки при разных фазах опорного сигнала. Как видно из графиков, когда фаза равна 0 сигнал ошибки имеет вид дисперсионной кривой с максимальным наклоном вблизи нулевой отстройки. При увеличении фазы с зависимости появляется перегиб, который увеличивается вместе с фазой и достигает максимума при фазе равной 90° .

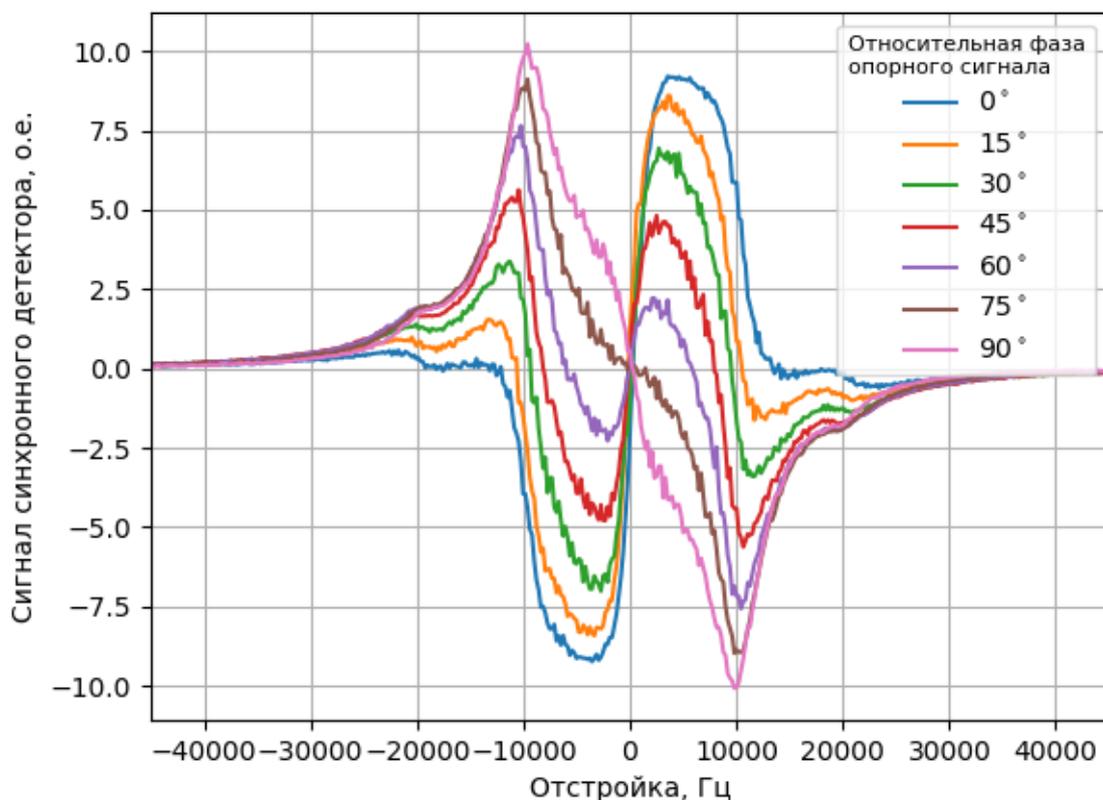


Рисунок 46. Экспериментальная зависимость выходного сигнала синхронного детектора от отстройки частоты СВЧ-модуляции от резонансного значения при разных фазах опорного сигнала.

Помимо изменения формы зависимости наблюдается также смещение точки, в которой сигнал обращается в ноль. Что хорошо видно на рисунке 47, где представлена зависимость сигнала ошибки от отстройки вблизи нулевой отстройки.

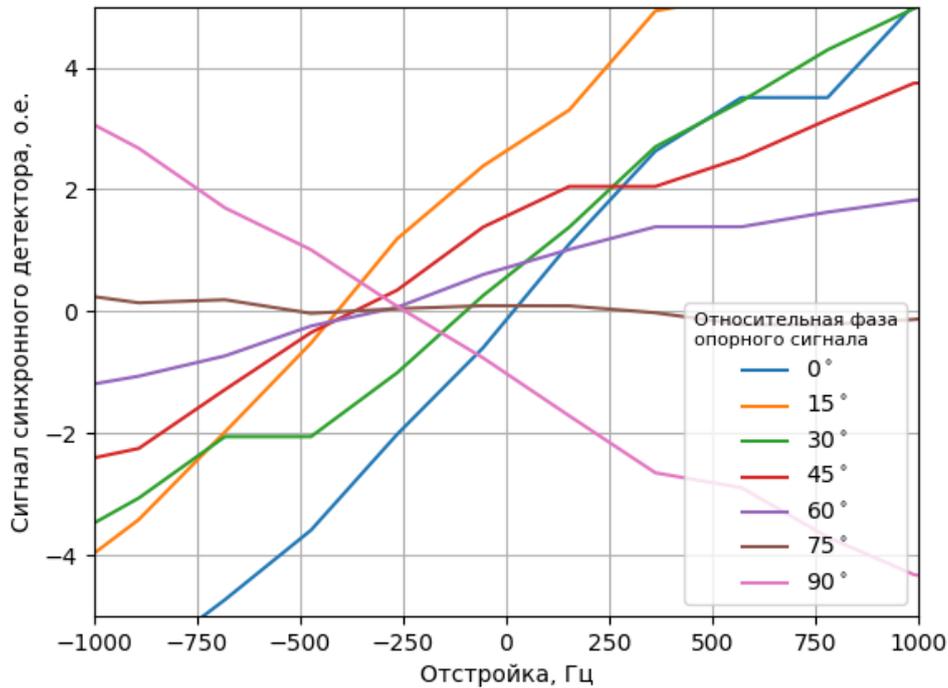


Рисунок 47. Экспериментальная зависимость выходного сигнала синхронного детектора от отстройки частоты СВЧ-модуляции от резонансного значения при разных фазах опорного сигнала вблизи нулевой отстройки.

Изменение положения точки пересечения в зависимости от фазы является следствием того, что резонанс КПН формируется в оптически плотной среде, при этом в каждом поперечном срезе среды реализуются разные условия его возбуждения (см. рисунок 48), что приводит к изменению формы резонанса и может приводить к появлению зависимости величины сигнала синхронного детектора от фазы опорного сигнала при нулевой центральной двухфотонной отстройке [83]. Отличие условий возбуждений заключается в том, что в каждом поперечном срезе на атомы рубидия воздействует излучение с разным спектром, т.к. при распространении в среде происходит поглощение только двух компонент спектра, остальные же компоненты проходят сквозь среду сохраняя свою амплитуду постоянной. Поэтому амплитуда сигнала, формируемого в каждом слое отлична, кроме того, резонанс КПН формируемый в каждом срезе испытывает

разный полевой сдвиг, хотя суммарный сдвиг может быть равен нулю. Все это приводит к деформации резонанса и появлению асимметрии его формы.

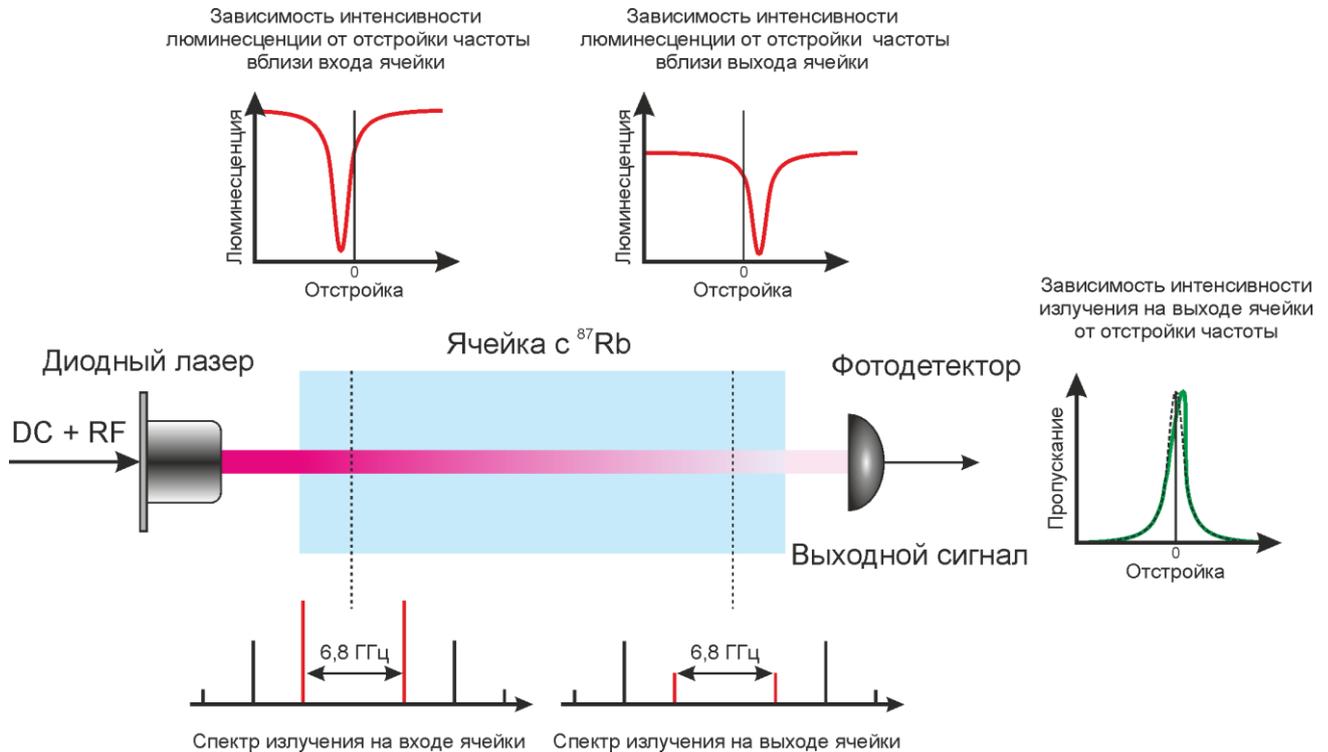


Рисунок 48. Особенности формирования резонанса КПН, связанные с изменением спектра излучения накачки при распространении в оптически плотной среде.

Идея предложенного метода стабилизации длины волны заключается в том, что оптическая плотность среды зависит от отстройки длины волны излучения от пика поглощения (достигает максимума при нулевой отстройке и убывает при увеличении однофотонной отстройки) и влияет на форму резонанса КПН. Таким образом, если обеспечить привязку центральной частоты двухфотонной отстройки к нулю, т.е. к пику резонанса КПН при его периодическом нестационарном возбуждении, то величина сигнала КПН получаемого путем синхронного детектирования с фазой опорного сигнала сдвинутого на 90° будет неким образом зависеть от однофотонной отстройки т.е. длины волны излучения. Стабилизировав значение данной составляющей КПН сигнала, путем управления длиной волны, можно обеспечить привязку длины волны излучения накачки к спектральному положению пика поглощения.

2 РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Для исследования методов стабилизации длины волны излучения накачки использовалась экспериментальная установка, основные элементы которой были описаны в предыдущих главах. Одно из отличий заключалась в замене оптической ячейки на ячейку с буферным газом. Внутренняя длина ячейки составляла 5,5 мм, в качественного буферного газа использовалась смесь Ar:N₂ (7:5) с давлением 80 Торр [84]. Было использовано две конфигурации установки. В первой конфигурации (см. рисунок 49), в которой для стабилизации центральной длины волны излучения накачки использовался стандартный подход на основе модуляции длины волны вблизи пика доплеровского контура поглощения и синхронном детектировании уровня мощности прошедшего излучения.

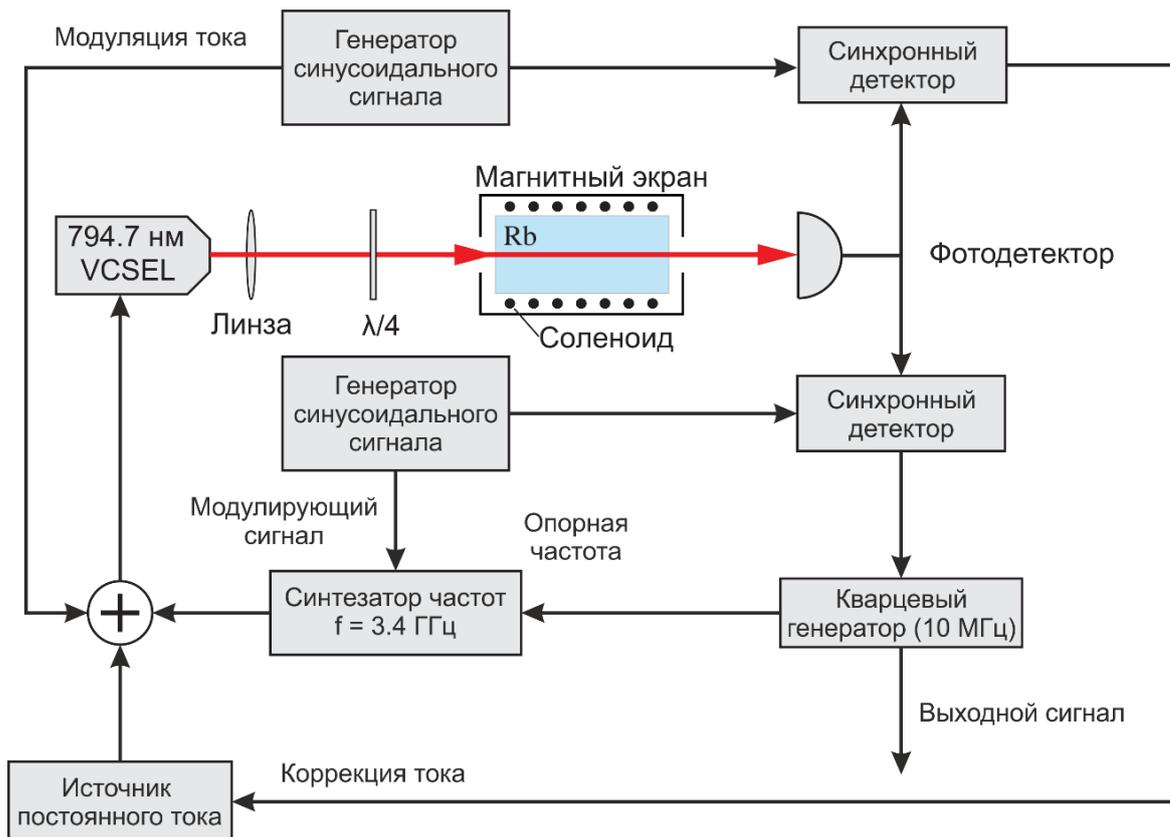


Рисунок 49. Схема экспериментальной установки, в которой реализована традиционная схема привязки длины волны излучения накачки к линии поглощения рубидия на основе низкочастотной модуляции тока инжекции диодного лазера.

Ток инжекции лазерного диода дополнительно модулировался на частоте 10 кГц, что вызывало периодическое отклонение длины волны излучения накачки от спектрального положения пика поглощения, что выражалось в модуляции мощности прошедшего излучения, которая регистрировалась фотодетектором сигнал, с которого поступал на синхронный детектор. Выходной сигнал детектора служил в качестве сигнала ошибки для петли обратной связи управляющей током диодного лазера.

Во второй конфигурации (см. рисунок 50), для управления током инжекции лазерного диода накачки и стабилизации длины волны излучения использовалась петля обратной связи, в качестве сигнала ошибки которой использовался сигнал синхронного детектора, который демодулировал сигнал КПН опорным сигналом сдвинутым на 90° , относительно канала использовавшегося для стабилизации частоты кварцевого генератора.

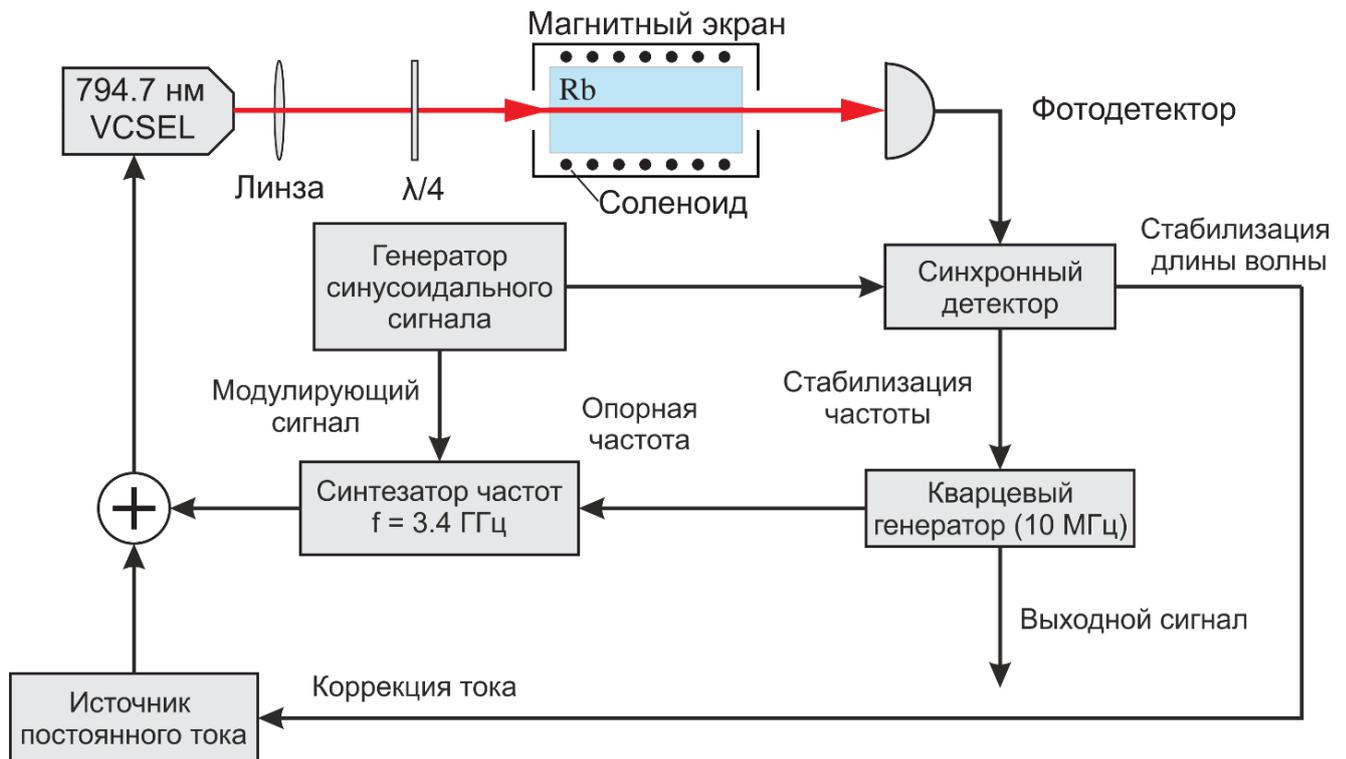


Рисунок 50. Схема экспериментальной установки, в которой реализована схема привязки длины волны излучения накачки к центру линии поглощения рубидия на основе использования компоненты сигнала КПН, формируемого при нестационарном возбуждении резонанса.

Работа петли обратной связи строится на занулении сигнала ошибки, величина которого должна зависеть от отстройки. На рисунке 51 представлены зависимости сигнала с фотодетектора, доплеровского сигнала ошибки синхронного детектора и сигнал ошибки на основе синхронного детектирования КПН сигнала от величины постоянной составляющей тока питания лазерного диода. Черной линией обозначен сигнал с фотодетектора провалы в котором соответствуют совпадению отдельных спектральных компонент лазерного поля с D_1 -линией рубидия. Самый глубокий провал вблизи тока инжекции диода 2.725 мА, где и происходит детектирование резонанса КПН с наилучшими характеристиками, соответствует совпадению частот «+1» и «-1» спектральных компонент с частотами перехода между подуровнями основного состояния рубидия $5S_{1/2}$ и верхнего уровня $5P_{1/2}$. В центре каждого из провалов сигнал ошибки петли стабилизации тока лазерного диода по доплеровскому контуру меняет свой знак (синяя линия). При этом видно, что сигнал ошибки получаемый при синхронном детектировании резонанса КПН ведет себя подобно сигналу ошибки вблизи центра наибольшего провала, что позволяет использовать его для стабилизации длины волны лазерного диода вблизи центра D_1 -линии поглощения рубидия. Такой характер зависимости используемой компоненты сигнала КПН от длины волны можно объяснить тем, что в центре линии поглощения оптическая плотность среды максимальна и соответственно данная компонента должна иметь некую особенность. В данном случае условия возбуждения были выбраны таким образом, чтобы суммарный полевой сдвиг при нулевой однофотонной отстройке был равен нулю, при этом форма резонанса наиболее симметрична, и соответственно используемая составляющая сигнала КПН обращается в ноль.

Точность привязки определяется углом наклона зависимости сигнала ошибки от отстройки вблизи нуля, поэтому для понимания границ применимости метода было интересно понять, как амплитуда получаемого сигнала зависит от мощности излучения. На рисунке 52 представлена амплитуда изменения значения доплеровского и КПН сигналов ошибки вблизи центра D_1 -линии поглощения рубидия при токе инжекции диода 2.275 мА.

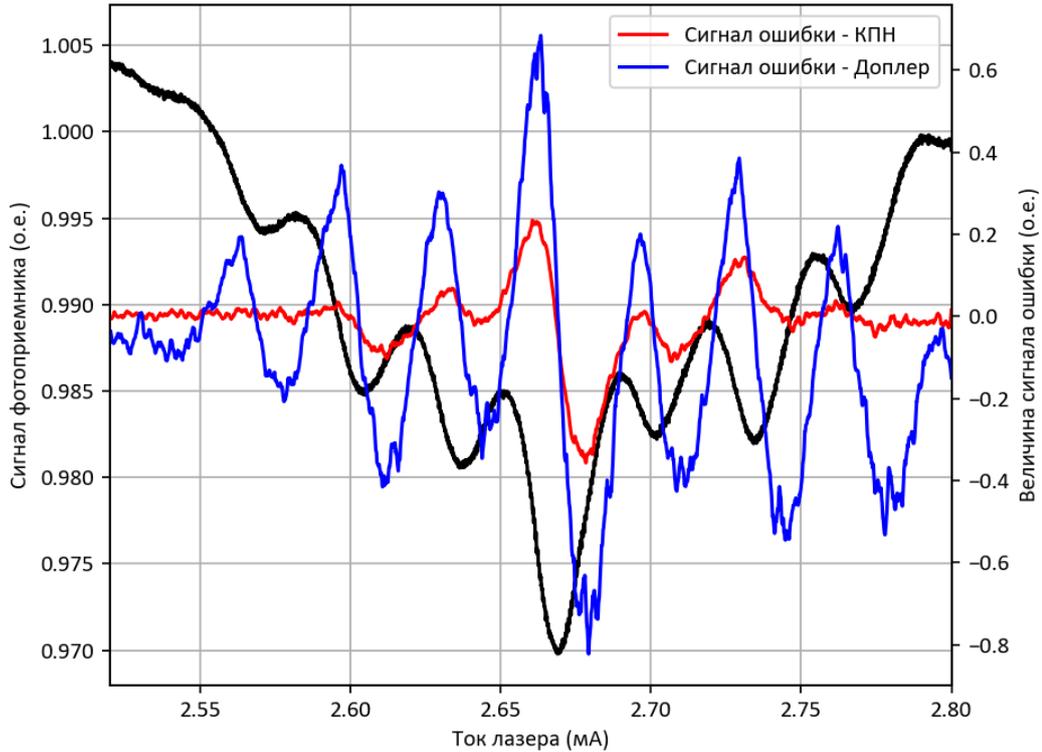


Рисунок 51. Зависимость сигнала фотодетектора (черная линия), сигнала ошибки генерируемого синхронным детектором доплеровского контура (синяя линия) и сигнал на выходе синхронного детектора КПН резонанса (красная линия) от величины тока питания лазерного диода.

Голубым цветом обозначен уровень шумов системы. Амплитуда КПН сигнала ошибки квадратично зависит от мощности излучения и сравнивается с амплитудой доплеровского сигнала, который линейно зависит от мощности при мощности излучения около 40 мкВт.

Поскольку амплитуда КПН сигнала ошибки меньше амплитуды доплеровского сигнала ошибки низкой мощности излучения, это ведет к меньшей точности стабилизации длины волны, что может отразиться на результирующей стабильности атомного стандарта частоты. Для оценки влияния метода стабилизации длины волны на стабильность атомного стандарта частоты была измерена девиация Аллана частоты его выходного сигнала. Для измерения использовался частотный компаратор со встроенным стандартом частоты с нестабильностью $1 \times 10^{-11}/\sqrt{\tau}$, для τ от 1 до 10000 сек.

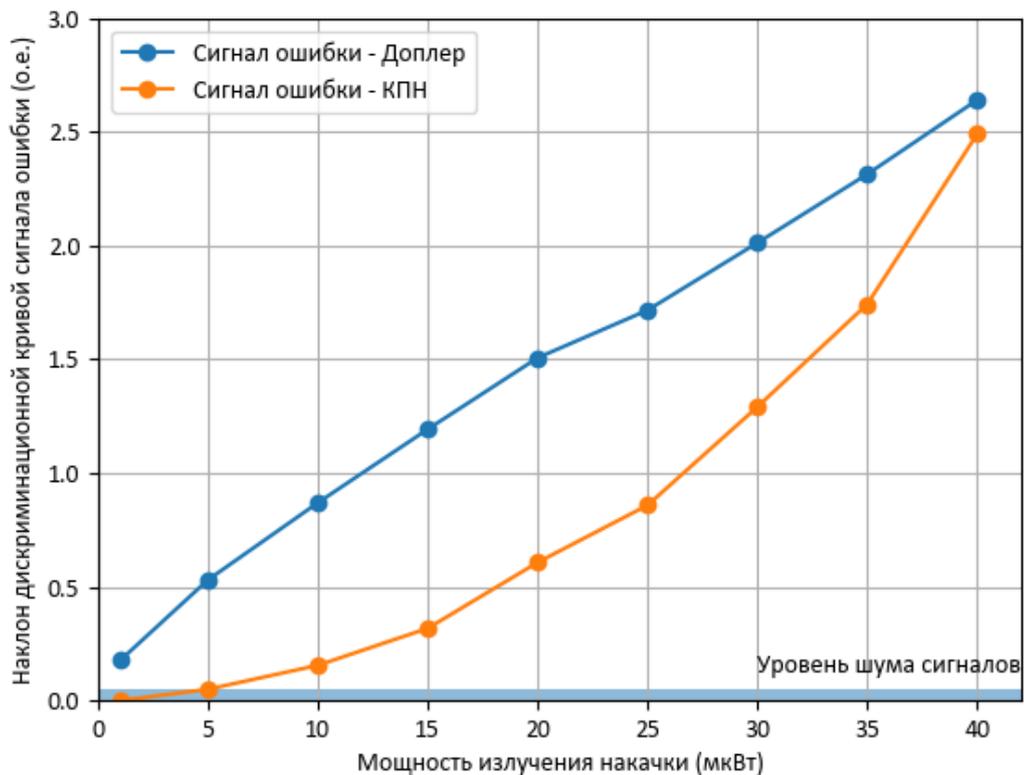


Рисунок 52. Размах доплеровского (синяя линия) и КПН (оранжевая линия) сигналов ошибки в зависимости от мощности лазерного излучения.

На рисунке 53 приведены значения девиации Аллана частоты выходного сигнала экспериментальной установки при разных режимах стабилизации длины волны. Без стабилизации длины волны лазера (синяя линия), девиация Аллана за 1 секунду составляет 4×10^{-11} и спадает с увеличением времени до 100 секунд, что является характерным временем ухода частоты излучения диодного лазера из D₁-линии рубидия, что вызывает ухудшение метрологических характеристик резонанса и ухудшения стабильности системы. Оранжевая и зеленая линии соответствуют стабильности системы при классической системе обратной связи стабилизации по доплеровскому контуру и использовании КПН сигнала для стабилизации длины волны лазерного диода соответственно.

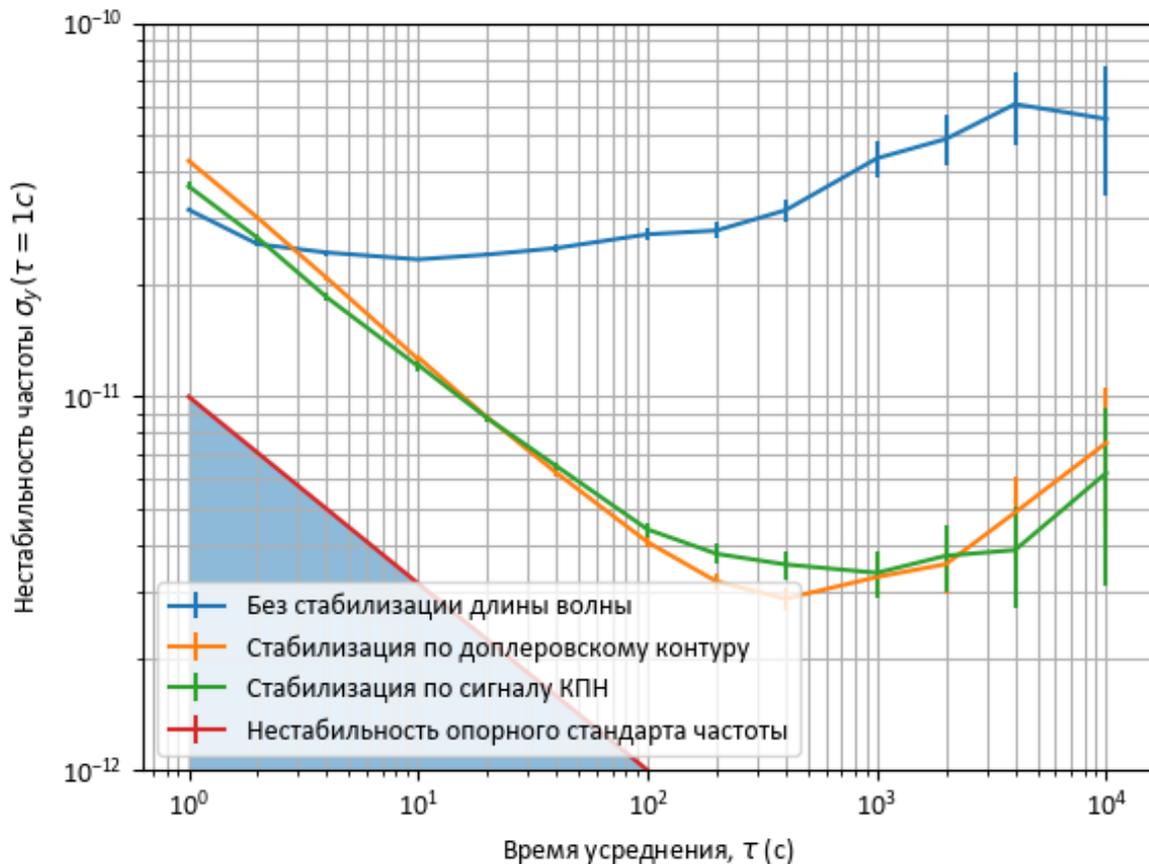


Рисунок 53. Нестабильность атомного стандарта частоты на основе ячейки с буферным газом длиной 5,5 мм без использования системы стабилизации длины волны лазерного диода (синяя линия), в случае использования системы стабилизации по доплеровскому контуру (оранжевая линия) и использовании КПН сигнала (зеленая линия), нестабильность опорного стандарта частоты, относительно которого производились измерения (красная линия).

Как видно из рисунка 53 применение предложенного метода стабилизации длины волны диодного лазера позволяет получать как кратковременную ($\tau < 1000$ с) так и долговременную ($\tau > 1000$ с) нестабильность атомных часов не хуже, чем при использовании стандартного метода.

3 ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной главе были представлены результаты исследований нового метода стабилизации длины волны излучения лазерного диода в атомном стандарте частоты на основе эффекта КПН. Метод основан на характеристике асимметрии резонанса КПН возбуждаемого в оптически плотной среде путем синхронного детектирования резонанса при использовании опорного сигнала сдвинутого на 90° относительно фазы используемой для стабилизации частоты локального осциллятора. Было показано, что зависимость сигнала синхронного детектора, получаемого при выбранной фазе опорного сигнала, вблизи нулевой однофотонной отстройки в ячейке с буферным газом имеет дисперсионную форму, что позволяет использовать данный сигнал для стабилизации длины волны лазерного диода вблизи центра D_1 -линии поглощения рубидия. Данный метод позволяет отказаться от необходимости организации дополнительной модуляции тока лазерного диода для привязки центральной длины волны излучения к пику поглощения.

Характерный вид зависимости компоненты сигнала КПН, получаемого при синхронном детектировании путем сдвига фазы опорного сигнала, объясняется тем, что вблизи пика поглощения плотность среды максимальна, при этом можно выбрать условия возбуждения таким образом, чтобы суммарный полевой сдвиг при нулевой однофотонной отстройке был равен нулю, при этом форма резонанса наиболее симметрична, и соответственно компонента сигнала КПН обращается в ноль. При таком рассмотрении можно сделать вывод о том, что данная компонента сигнала КПН, при стабилизированных нулевых однофотонной и двухфотонной отстройках, должна зависеть от индекса СВЧ модуляции тока диодного лазера и обращаться в ноль при выполнении условия подавления полевого сдвига. Ранее возможность стабилизации индекса модуляции по сигналу получаемого при синхронном детектировании резонанса КПН была продемонстрирована в работе [51], что подтверждает правильность данных рассуждений.

Также в данной главе было продемонстрировано, что используемая компонента сигнала КПН при ненулевой отстройке от пика поглощения имеет

нелинейную зависимость от мощности излучения накачки. Показано, что применение разработанного метода стабилизации длины волны обеспечивает нестабильность атомного стандарта частоты на временах от 1 до 10000 секунд не хуже, чем при использовании традиционных способов стабилизации длины волны диода. Применение данного подхода в миниатюрных атомных стандартах частоты позволит упростить систему стабилизации и увеличить надежность часов сохранив их параметры, однако следует иметь в виду, что существует ограничение на минимальную мощность оптического излучения.

Также следует отметить, что влияние оптической плотности среды на особенности формирования резонанса КПН еще слабо изучено и требует дополнительного исследования.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Выявлен характерный диапазон частот (10-20 Гц) модуляции разности частот бихроматического излучения накачки, при котором происходит переход к нестационарному режиму возбуждения, что проявляется в возникновении осцилляции интенсивности излучения на заднем фронте резонанса КПН. Эти осцилляции приводят к увеличению крутизны заднего фронта резонанса по сравнению с передним фронтом и к уменьшению амплитуды резонанса КПН, что подтверждается результатами как численного моделирования, так и экспериментальными данными.

2. Исследован эффект задержки формирования резонанса КПН при нестационарном возбуждении. Показано, что величина фазовой задержки формирования пика резонанса не зависит от наличия или отсутствия у оптической ячейки антирелаксационного покрытия и определяется только частотой возбуждения резонанса. Что говорит о том, что фазовая задержка характеризуется только динамикой возбуждения резонансного состояния и не зависит от скорости его релаксации.

3. Показано, что для ячеек с антирелаксационным покрытием и без него при нестационарном возбуждении резонанса КПН отношение частоты и амплитуды сканирования, при которых достигается наилучшая стабильность стандарта частоты на основе исследуемого резонанса КПН является постоянной величиной, которая близка к 1.

4. Исследованы методы активного увеличения контраста резонанса КПН, при его квазистационарном и нестационарном режимах возбуждения, с применением дополнительной петли обратной связи, которая управляла мощностью излучения накачки. Предложен и исследован новый метод контрастирования резонанса на основе параметрической стабилизации поглощенной мощности, который показал высокую эффективность контрастирования резонанса КПН при малых мощностях излучения накачки.

5. Теоретически обосновано и экспериментально показано, что для возбуждения резонанса КПН на D_1 линии в ^{87}Rb можно использовать многочастотное излучение диодного лазера ток инжекции которого модулируется на субгармониках частоты сверхтонкого расщепления основного состояния в диапазоне частот $f_0/2$ до $f_0/5$. Продемонстрирована возможность подавления полевого сдвига резонанса КПН, возбуждаемого в ячейках с антирелаксационным покрытием, при модуляции тока инжекции диода накачки на частотах в диапазоне от $f_0/2$ до $f_0/5$.

6. Разработан метод стабилизации длины волны излучения накачки на основе использования амплитудной демодуляции сигнала КПН резонанса, который позволяет отказаться от необходимости организации дополнительной модуляции длины волны излучения. Показано, что применение метода обеспечивает стабильность атомного стандарта частоты на временах от 1 до 10000 секунд не хуже, чем при использовании традиционных способов стабилизации длины волны диода.

СПИСОК РАБОТ, ОПУБЛИКОВАННЫХ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

1. Khripunov S.A., Radnatarov D.A., Kobtsev S.M., Yudin V.I., Taichenachev A.V., Basalaev M.Yu., Balabas M.V., Andryushkov V.A., Popkov I.D. Transient processes under dynamic excitation of a coherent population trapping resonance // *Quantum Electron.* – 2016. – Т. 46. – № 7. – С. 668.
2. Radnatarov D., Kobtsev S., Andryushkov V., Khripunov S., Baklanov E., Yakovlev A. Properties of Rb CPT atomic clock at subharmonic microwave modulation frequencies // *IEEE Photonics J.* – 2019. – Т. 11. – № 4. – С. 1-11.
3. Kobtsev S., Radnatarov D., Khripunov S., Popkov I., Andryushkov V., Steshchenko T. Stability properties of an Rb CPT atomic clock with buffer-gas-free cells under dynamic excitation // *JOSA B.* – 2019. – Т. 36. – № 10. – С. 2700-2704.
4. Kobtsev S., Radnatarov D., Khripunov S., Popkov I., Andryushkov V., Steshchenko T., Lunin V., Zarudnev Y. Feedback-controlled and digitally processed coherent population trapping resonance conversion in ^{87}Rb vapour to high-contrast resonant peak // *New J. Phys.* – 2017. – Т. 19. – №. 4 – С. 043016.
5. Kobtsev S., Radnatarov D., Khripunov, S., Andryushkov V., Zarudnev Y. New method of wavelength stabilisation in CPT atomic clocks // *Proc. SPIE.* – 2019. – Т. 11184. – С. 1118414.
6. Radnatarov D., Kobtsev S., Andryushkov V., Khripunov S. Features of a CPT-based atomic clock with pumping by different-order sidebands of a VCSEL's frequency // *Proc. SPIE.* – 2019. – Т. 11195. – С. 111950Y.
7. Kobtsev S., Radnatarov D., Khripunov S., Popkov I., Andryushkov V., Steschenko T. Atomic clock stability under dynamic excitation of coherent population trapping resonance in cells without buffer gas // *Proc. SPIE.* – 2018. – Т. 10548. – С. 1054820.
8. Khripunov S., Kobtsev S., Radnatarov D., Popkov I., Andryushkov V., Steschenko T., Lunin V., Zarudnev Y. New method for enhancement of contrast of coherent population trapping resonance in Rb vapour // *Proc. SPIE.* – 2017. – Т. 10119. – С. 1011905.

9. Radnatarov D., Khripunov S., Kobtsev S., Taichenachev A., Yudin V., Basalaev M., Popkov I., Andryushkov V., Steschenko T. Feedback enhancement of the amplitude of dynamically excited coherent population trapping resonance in Rb vapour // Proc. SPIE. – 2016. – T. 10029. – C. 100291K.

10. Radnatarov D., Khripunov S., Kobtsev S., Taichenachev A., Yudin V., Basalaev M., Popkov I., Andryushkov V. Effect of electromagnetically induced transparency delay generated by dynamic coherent population trapping in Rb vapour // Proc. SPIE. – 2016. – T. 9763. – C. 97630A.

11. Khripunov S., Radnatarov D., Kobtsev S. Atomic clock based on a coherent population trapping resonance in ^{87}Rb with improved high-frequency modulation parameters // Proc. SPIE. – 2015. – T. 9378. – C. 93780A.

12. Andryushkov V.A., Kobtsev S.M., Radnatarov D.A., Khripunov S.A. Atomic clock based on coherent population trapping and using fractional frequencies of UHF modulation // IX International symposium «Metrology of Time and Space» – Москва, 2018. – C. 43-47.

13. Popkov. I., Khripunov S., Radnatarov D., Kobtsev S., Andryushkov V., Basalaev M., Balabas M. Effect of temporal delay in formation of coherent population trapping resonance in ^{87}Rb under dynamic excitation // MPLP – 2016. – Новосибирск, 2016. – C. 226.

14. Khripunov S., Radnatarov D., Kobtsev S., Yudin V., Taichenachev A., Basalaev M., Andryushkov V., Popkov I. Transient processes in fast excitation of a coherent population trapping resonance // RCWLP&P – 2015: tech. digest. – Новосибирск, 2015. – C. 23-24.

СПИСОК ЦИТИРУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Агапьев Б.Д. et al. Когерентное пленение населенностей в квантовых системах // УФН. 1993. Vol. 163, № 9. P. 1–36.
2. Arimondo E. V Coherent Population Trapping in Laser Spectroscopy // Progress in Optics. 1996. Vol. 35. P. 257–354.
3. Yudin V.I. et al. Dynamic regime of coherent population trapping and optimization of frequency modulation parameters in atomic clocks // Opt. Express. IEEE, 2017. Vol. 25, № 3. P. 2742.
4. Zanon T. et al. Observation of Raman–Ramsey Fringes With Optical CPT Pulses // IEEE Trans. Instrum. Meas. 2005. Vol. 54, № 2. P. 776–779.
5. Knappe S. et al. A chip-scale atomic clock based on 87Rb with improved frequency stability // Opt. Express. 2005. Vol. 13, № 4. P. 1249.
6. Kitching J. Chip-scale atomic devices // Appl. Phys. Rev. 2018. Vol. 5, № 3.
7. Alcock C.B., Itkin V.P., Horrigan M.K. Vapour Pressure Equations for the Metallic Elements: 298–2500K // Can. Metall. Q. 1984. Vol. 23, № 3. P. 309–313.
8. Cyr N., Tetu M., Breton M. All-optical microwave frequency standard: a proposal // IEEE Trans. Instrum. Meas. 1993. Vol. 42, № 2. P. 640–649.
9. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика, том 3: Квантовая механика. Нерелятивистская теория. 4-ое издание. Москва: Наука, 1989. 768 p.
10. Vanier J., Audoin C. The Quantum Physics of Atomic Frequency Standards // The Quantum Physics of Atomic Frequency Standards. 1989.
11. Steck D.A. Rubidium 87 D line data. revision 2. 2019.
12. Bize S. et al. High-accuracy measurement of the 87 Rb ground-state hyperfine splitting in an atomic fountain // Europhys. Lett. 1999. Vol. 45, № 5. P. 558–564.
13. Bergman L., Schaefer C. Constituents of matter: Atoms, molecules, nuclei and particles / ed. Raith W. Berlin: Walter de Gruyter, 1997. 902 p.
14. Supplee J.M., Whittaker E.A., Lenth W. Theoretical description of frequency modulation and wavelength modulation spectroscopy // Appl. Opt. Oxford University Press, 1994. Vol. 33, № 27. P. 6294.

15. 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 // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* Elsevier, 2014. Vol. 140. P. 18–29.
16. Rotondaro M.D., Perram G.P. Collisional broadening and shift of the rubidium D1 and D2 lines by rare gases, H₂, D₂, N₂, CH₄ and CF₄ // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* 1997. Vol. 57, № 4. P. 497–507.
17. Сивухин Д.В. *Общий Курс Физики.* Москва, 1980. Vol. IV Оптика. 752 p.
18. Демтрёдер В. *Современная лазерная спектроскопия.* Долгопрудный: Издательский дом “Интеллект,” 2014. 1072 p.
19. Siddons P. et al. Absolute absorption on rubidium D lines: comparison between theory and experiment // *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* 2008. Vol. 41, № 15. P. 155004.
20. Vanier J. Atomic clocks based on coherent population trapping: a review // *Appl. Phys. B.* 2005. Vol. 81, № 4. P. 421–442.
21. Alzetta G. et al. An experimental method for the observation of r.f. transitions and laser beat resonances in oriented Na vapour // *Nuovo Cim. B.* 1976. Vol. 36, № 1. P. 5–20.
22. Knappe S. et al. A microfabricated atomic clock // *Appl. Phys. Lett.* 2004. Vol. 85, № 9. P. 1460–1462.
23. Stähler M. et al. Coherent population trapping resonances in thermal ⁸⁵Rb vapor: D1 versus D2 line excitation: errata // *Opt. Lett.* 2002. Vol. 27, № 23. P. 2130.
24. Тайченачев А.В. et al. Высококонтрастные темные резонансы на D1 линии щелочных металлов в поле встречных волн // *Письма в ЖЭТФ.* 2020. Vol. 80, № 4. P. 265–270.
25. Post A.B. et al. Amplitude- versus frequency-modulated pumping light for coherent population trapping resonances at high buffer-gas pressure // *Phys. Rev. A.* 2005. Vol. 72, № 3. P. 033417.
26. Vladimirova Y. V. et al. Frequency-modulation spectroscopy of coherent dark resonances in ⁸⁷Rb atoms // *Appl. Phys. B.* 2009. Vol. 97, № 1. P. 35–46.
27. Yun P. et al. Constructive polarization modulation for coherent population trapping

- clock // *Appl. Phys. Lett.* 2014. Vol. 105, № 23. P. 231106.
28. Guo T. et al. Atomic clock based on transient coherent population trapping // *Appl. Phys. Lett.* 2009. Vol. 94, № 15. P. 151108.
 29. Huang M., Camparo J.C. Coherent population trapping under periodic polarization modulation: Appearance of the CPT doublet // *Phys. Rev. A - At. Mol. Opt. Phys.* 2012. Vol. 85, № 1.
 30. Huang M., Coffey J.G., Camparo J.C. CPT transients induced by rapid changes in laser polarization: Validation of a semi-empirical model // *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* 2010. Vol. 43, № 13.
 31. Chuchelov D.S. et al. Modulation spectroscopy of coherent population trapping resonance and light shifts // *Phys. Scr. IOP Publishing*, 2018. Vol. 93, № 11.
 32. Shwa D., Katz N. Transient coherence of media under strong phase modulation exploiting electromagnetically induced transparency // *Phys. Rev. A.* 2014. Vol. 90, № 2. P. 023858.
 33. Chen H.X. et al. Observation of transient electromagnetically induced transparency in a rubidium Λ system // *Phys. Rev. A.* 1998. Vol. 58, № 2. P. 1545–1548.
 34. Yano Y. et al. Fast numerical analysis of the time response in coherent population trapping resonance based on Galerkin spectral method // *Jpn. J. Appl. Phys. IOP Publishing*, 2019. Vol. 58, № SG. P. SGGB05.
 35. Park S.J. et al. Transient coherence oscillation induced by a detuned Raman field in a rubidium Λ system // *Phys. Rev. A.* 2004. Vol. 69, № 2. P. 023806.
 36. Wang Z. et al. An atomic frequency micrometer based on the coherent population beating phenomenon // 2015 Joint Conference of the IEEE International Frequency Control Symposium & the European Frequency and Time Forum. IEEE, 2015. P. 465–470.
 37. Ben-Aroya I., Kahanov M., Eisenstein G. Optimization of FM spectroscopy parameters for a frequency locking loop in small scale CPT based atomic clocks // *Opt. Express.* 2007. Vol. 15, № 23. P. 15060.
 38. Kahanov M., Ben-Aroya I., Eisenstein G. Dependence of small-scale atomic clock performance on frequency modulation parameters used in the frequency control

- loop // *Opt. Lett.* 2008. Vol. 33, № 9. P. 944.
39. Yano Y. et al. Coherent population trapping atomic clock by phase modulation for wide locking range // *Appl. Phys. Lett.* 2017. Vol. 111, № 20. P. 201107.
 40. Bjorklund G.C. Frequency-modulation spectroscopy: a new method for measuring weak absorptions and dispersions // *Opt. Lett.* 1980. Vol. 5, № 1. P. 15.
 41. Supplee J.M., Whittaker E.A., Lenth W. Theoretical description of frequency modulation and wavelength modulation spectroscopy // *Appl. Opt.* 1994. Vol. 33, № 27. P. 6294.
 42. Black E.D. An introduction to Pound–Drever–Hall laser frequency stabilization // *Am. J. Phys.* 2001. Vol. 69, № 1. P. 79–87.
 43. Yudin V.I. et al. Feedback spectroscopy of atomic resonances // *Phys. Rev. A.* 2013. Vol. 87, № 6. P. 063806.
 44. Wang Z. Review of chip-scale atomic clocks based on coherent population trapping // *Chinese Phys. B.* 2014. Vol. 23, № 3. P. 030601.
 45. Kajita M. The fundamentals of an atomic clock // *Measuring time: frequency measurements and related developments in physics.* IOP Publishing Ltd., 2018.
 46. Ben-Aroya I., Kahanov M., Eisenstein G. Optimization of FM spectroscopy parameters for a frequency locking loop in small scale CPT based atomic clocks. // *Opt. Express.* 2007. Vol. 15, № 23. P. 15060–15065.
 47. Goka S., Yano Y. Higher-order sideband excitation method for pulsed CPT atomic clock // 2013 Joint European Frequency and Time Forum & International Frequency Control Symposium (EFTF/IFC). IEEE, 2013. P. 228–231.
 48. Zhu M., Cutler L.S. Theoretical and experimental study of light shift in a CPT-based Rb vapor cell frequency standard // 32nd Annual Precise Time and Time Interval (PTTI) Meeting. 2000. P. 311–323.
 49. Shah V. et al. Continuous light-shift correction in modulated coherent population. 2006. P. 2006–2008.
 50. McGuyer B.H., Jau Y.-Y., Happer W. Simple method of light-shift suppression in optical pumping systems // *Appl. Phys. Lett.* 2009. Vol. 94, № 25. P. 251110.
 51. Ignatovich S.M. et al. CPT atomic clock based on an antirelaxation-coated cell and

- quadrature-signal method of the light shift cancellation // 2018 European Frequency and Time Forum (EFTF). IEEE, 2018. № 17. P. 83–86.
52. Riehle F. Frequency standards: basics and applications. Weinheim: WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2004. 540 p.
 53. Yudin V.I. et al. Dynamic regime of coherent population trapping and optimization of frequency modulation parameters in atomic clocks // Opt. Express. 2017. Vol. 25, № 3. P. 57–63.
 54. Yudin V.I., Taichenachev A. V., Basalaev M.Y. Dynamic steady state of periodically driven quantum systems // Phys. Rev. A. 2016. Vol. 93, № 1. P. 013820.
 55. Knappe S., Hollberg L., Kitching J. Dark-line atomic resonances in submillimeter structures // Opt. Lett. 2004. Vol. 29, № 4. P. 388.
 56. Stern A. et al. The NAC - A miniature CPT rubidium clock // 2016 European Frequency and Time Forum, EFTF 2016. IEEE, 2016. P. 1–4.
 57. Lutwak R. The Chip-Scale Atomic Clock - Recent developments // 2009 IEEE International Frequency Control Symposium Joint with the 22nd European Frequency and Time forum. Ieee, 2009. P. 573–577.
 58. Vig J.R. Military applications of high accuracy frequency standards and clocks // IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control. 1993. Vol. 40, № 5. P. 522–527.
 59. Fruehauf H. Fast direct-P (Y) GPS signal acquisition using a special portable clock // 33rd Annual Precise Time and Time Interval (PTTI) Meeting. 2002. P. 359–368.
 60. Warren Z. et al. A Versatile Testbed for CubeSat Atomic Clock Development: EOM vs Laser Current Modulation // IFCS/EFTF 2019 - Jt. Conf. IEEE Int. Freq. Control Symp. Eur. Freq. Time Forum, Proc. IEEE, 2019. P. 1–5.
 61. Gateva S. et al. Narrow structure in the coherent population trapping resonances in rubidium and Rayleigh scattering // J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys. 2011. Vol. 44, № 3. P. 035401.
 62. Lee H.-J., Moon H.S. Ramsey effect of coherent population trapping in anti-relaxation-coated Rb vapor cells // J. Korean Phys. Soc. 2013. Vol. 63, № 4. P. 890–895.

63. Jau Y.-Y. et al. Push-Pull Optical Pumping of Pure Superposition States // *Phys. Rev. Lett.* 2004. Vol. 93, № 16. P. 160802.
64. Vanier J. et al. Contrast and linewidth of the coherent population trapping transmission hyperfine resonance line in ^{87}Rb : Effect of optical pumping // *Phys. Rev. A.* 2003. Vol. 67, № 6. P. 065801.
65. Zhu M. High contrast signal in a coherent population trapping based atomic frequency standard application // *Proc. Annu. IEEE Int. Freq. Control Symp. IEEE*, 2003. № 2. P. 16–21.
66. Taichenachev A. V. et al. On the unique possibility of significantly increasing the contrast of dark resonances on the D1 line of ^{87}Rb // *J. Exp. Theor. Phys. Lett.* 2005. Vol. 82, № 7. P. 398–403.
67. Mikhailov E.E. et al. Performance of a prototype atomic clock based on lin||lin coherent population trapping resonances in Rb atomic vapor // *J. Opt. Soc. Am. B.* 2010. Vol. 27, № 3. P. 417.
68. Zibrov S.A. et al. Coherent-population-trapping resonances with linearly polarized light for all-optical miniature atomic clocks // *Phys. Rev. A.* 2010. Vol. 81, № 1. P. 013833.
69. Artieda A., Muralt P. 3.4 GHz composite thin film bulk acoustic wave resonator for miniaturized atomic clocks // *Appl. Phys. Lett.* 2011. Vol. 98, № 26. P. 262902.
70. Hara M. et al. Microwave oscillator using piezoelectric thin-film resonator aiming for ultraminiaturization of atomic clock // *Rev. Sci. Instrum.* 2018. Vol. 89, № 10. P. 105002.
71. Daugey T. et al. A high-overtone bulk acoustic wave resonator-oscillator-based 4.596 GHz frequency source: Application to a coherent population trapping Cs vapor cell atomic clock // *Rev. Sci. Instrum.* 2015. Vol. 86, № 11.
72. Hongyu Yu et al. HBAR-Based 3.6 GHz oscillator with low power consumption and low phase noise // *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control.* 2009. Vol. 56, № 2. P. 400–403.
73. Sedra A.S., Smith K.C. *Microelectronic Circuits*. Oxford University Press, 2014.
74. Kumar M. A Low Power Voltage Controlled Oscillator Design // *ISRN Electron.*

2013. Vol. 2013. P. 1–6.
75. Zhao Y. et al. A 15 mW, 4.6 GHz frequency synthesizer ASIC with -85 dBc/Hz at 2 kHz for miniature atomic clocks // 2013 Joint European Frequency and Time Forum & International Frequency Control Symposium (EFTF/IFC). IEEE, 2013. Vol. 224132, № 224132. P. 715–717.
76. Pellerano S. et al. A 13.5-mW 5-GHz frequency synthesizer with dynamic-logic frequency divider // IEEE J. Solid-State Circuits. 2004. Vol. 39, № 2. P. 378–383.
77. Aleksandrov E.B. et al. Frequency Shift of Optical Transition in the Field of a Light Wave // JETP Letters. 1966. Vol. 3, № 2. P. 53.
78. Bonch-Bruevich A.M. et al. Changes in the atomic absorption spectrum in the field of a light wave I // Sov. Phys. JETP. 1969. Vol. 29, № 1. P. 82–85.
79. Nagel A. et al. Light shift of coherent population trapping resonances // Europhys. Lett. 1999. Vol. 48, № 4. P. 385–389.
80. Delone N.B., Krainov V.P. AC Stark shift of atomic energy levels // Physics-Usp. 1999. Vol. 42, № 7. P. 669–689.
81. Levi F., Godone A., Vanier J. The light shift effect in the coherent population trapping cesium maser // IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control. 2000. Vol. 47, № 2. P. 466–470.
82. Lutwak R. et al. The MAC - A miniature atomic clock // Proceedings of the 2005 IEEE International Frequency Control Symposium and Exposition, 2005. IEEE, 2005. P. 752–757.
83. Chuchelov D.S. et al. Modulation spectroscopy of coherent population trapping resonance and light shifts // Phys. Scr. IOP Publishing, 2018. Vol. 93, № 11.
84. Kobtsev S. et al. CPT atomic clock with cold-technology-based vapour cell // Opt. Laser Technol. Elsevier Ltd, 2019. Vol. 119, № May. P. 105634.

СПИСОК ТАБЛИЦ И ИЛЛЮСТРАЦИЙ

Таблица 1. Параметры атомного стандарта частоты при использовании разных частот СВЧ модуляции тока диодного лазера.....	92
Рисунок 1. Трехуровневая квантовая система (Λ -схема), рассматриваемая для объяснения эффекта когерентного пленения населенностей. Ω_1 – частота Раби перехода $1 \rightarrow 3$, Ω_2 – частота Раби перехода $ 2\rangle \rightarrow 3\rangle$	11
Рисунок 2. Структура уровней D-линии ^{87}Rb в отсутствии внешнего магнитного поля.	16
Рисунок 3. Трехуровневая Λ -система в бихроматическом поле γsr - скорость спонтанного распада верхнего уровня; ω_1 и ω_2 - частоты оптических переходов $1 \rightarrow 3$ и $2 \rightarrow 3$, соответственно; Γ_0 - скорость релаксации на нижних энергетических уровнях 1 и 2 к равновесному изотропному состоянию; Δ – разность частот ω_1 и ω_2	29
Рисунок 4. Расчетные временные зависимости интенсивности излучения, прошедшего через ячейку с парами Rb, при ступенчатом (а, б, в) и гармоническом (г, д, е) возбуждении резонанса КПН.....	30
Рисунок 5. Расчетные зависимости интенсивности излучения, прошедшего через ячейку, от фазы сигнала модуляции при разных частотах возбуждения.....	31
Рисунок 6. Схема экспериментальной установки.....	32
Рисунок 7. Спектр пропускания ячейки с парами ^{87}Rb	33
Рисунок 8. Спектр излучения лазерного диода при модуляции тока питания на частоте 3,417 ГГц	34
Рисунок 9. Зависимость мощности излучения прошедшего через ячейку с парами ^{87}Rb от отстройки частоты излучения, при модуляции тока инжекции диода на частоте 3,417 ГГц.	34
Рисунок 10. Резонанс КПН при возбуждении на частоте 1 Гц.	35
Рисунок 11. Экспериментальные зависимости интенсивности излучения, прошедшего через ячейку с парами рубидия, от фазы сигнала модуляции при разных частотах возбуждения.....	35

- Рисунок 12. Сравнение экспериментальной и расчетной зависимости интенсивности излучения, прошедшего через ячейку, от фазы сигнала модуляции при разных частотах модуляции, амплитуда модуляции равна 1 кГц. 36
- Рисунок 13. Экспериментальная и теоретическая зависимость фазовой задержки пика пропускания ячейки от частоты модуляции разности частот бихроматического поля, амплитуда модуляции равна 1 кГц. 38
- Рисунок 14. Экспериментальная зависимость фазовой задержки формирования пика пропускания в ячейке с покрытием (синяя линия) и в ячейке без покрытия (черная линия) от частоты возбуждения резонанса..... 38
- Рисунок 15. Зависимость частоты колебаний от времени для осцилляторов: а) стабильного и точного; б) точного, но не стабильного; в) стабильного, но не точного; г) не точного и не стабильного..... 43
- Рисунок 16. Общая схема пассивного атомного стандарта частоты. 45
- Рисунок 17. Схема экспериментальной установки для исследования влияния параметров нестационарного возбуждения резонанса КПН на стабильность атомного стандарта частоты. 46
- Рисунок 18. Характерный вид дискриминационной кривой, генерируемого синхронным детектором при сканировании резонанса КПН. 47
- Рисунок 19. Характерный вид резонансов КПН при стационарном возбуждении в ячейках а) без покрытия, б) с антирелаксационным покрытием длиной 10 мм.. 48
- Рисунок 20. Схема измерения наклона дискриминационной кривой вблизи нулевой отстройки..... 49
- Рисунок 21. Зависимость наклона дискриминационной кривой от параметров нестационарного возбуждения резонанса КПН в ячейках двух типов: а) ячейка с антирелаксационным покрытием; б) ячейка без покрытия длиной 10 мм..... 50
- Рисунок 22. Зависимость наклона кривой сигнала ошибки системы обратной связи атомного стандарта частоты от амплитуды сканирования резонанса при использовании ячейки с покрытием и без него при разных частотах модуляции. 50
- Рисунок 23. Зависимость амплитуды флуктуаций сигнала ошибки от частоты модуляции. Точками отмечены значения среднеквадратичного отклонения

величины сигнала ошибки. Красная линия – аппроксимирующая кривая, соответствующая функции $\sim 1/f^{1/2}$ 51

Рисунок 24. Зависимость нестабильности атомного стандарта частоты на основе эффекта КПН от параметров возбуждения реперного резонанса для ячеек длиной 10 мм двух типов: а) ячейка с антирелаксационным покрытием, б) ячейка без покрытия..... 52

Рисунок 25.. Зависимость нестабильности атомного стандарта частоты на основе эффекта КПН от параметров возбуждения реперного резонанса при использовании ячейки с покрытием (красные кривые) и ячейки без покрытия (черные кривые). 53

Рисунок 26. Зависимость нестабильности атомного стандарта частоты от времени усреднения при использовании ячеек длиной 10 мм двух типов. Красная кривая - ячейка с антирелаксационным покрытием, синяя кривая - ячейка без покрытия..... 54

Рисунок 27. Иллюстрация метода контрастирования резонанса КПН путем стабилизации уровня люминесценции атомов. а) зависимость интенсивности излучения прошедшего сквозь оптическую ячейку от величины двухфотонной отстройки; б) зависимость интенсивности излучения люминесценции атомов от величины двухфотонной отстройки; в) зависимость интенсивности излучения накачки от величины двухфотонной отстройки. Синие линии – зависимости интенсивностей от отстройки без контрастирования при постоянных уровнях мощности накачки, красные линии – зависимости интенсивностей в режиме контрастирования..... 59

Рисунок 28. Схема оптической части экспериментальной установки для исследования метода контрастирования резонанса путем стабилизации уровня люминесценции. ЕОМ – амплитудный электрооптический модулятор, PD₁ – фотодетектор, регистрирующий прошедшее через оптическую ячейку излучение, PD₂ – фотодетектор, регистрирующий излучение люминесценции атомов рубидия. 60

Рисунок 29. Экспериментальные зависимости интенсивности излучения, прошедшего через оптическую ячейку с парами рубидия от величины

двухфотонной отстройки бихроматического поля от частоты сверхтонкого расщепления основного состояния ^{87}Rb при квазистационарном режиме возбуждения резонанса КПН без стабилизации уровня люминесценции (синяя линия) и при включенной системе стабилизации уровня люминесценции (красная линия). 62

Рисунок 30. Экспериментальные зависимости интенсивности излучения, прошедшего через оптическую ячейку с парами рубидия от величины двухфотонной отстройки бихроматического поля от частоты сверхтонкого расщепления основного состояния ^{87}Rb при нестационарном возбуждении резонанса КПН без стабилизации уровня люминесценции (синяя линия) и при включенной системе стабилизации уровня люминесценции (красная линия)..... 63

Рисунок 31. Зависимость интенсивности поглощенного (а) и прошедшего через ячейку (б) излучения от величины двухфотонной отстройки при разных методах контрастирования резонанса КПН: синие линии – без контрастирования, зеленые линии – контрастирование методом стабилизации поглощения, красные линии – контрастирование методом параметрического управления поглощенной мощностью..... 66

Рисунок 32. Расчетная зависимость контраста резонанса КПН от значения параметра S при $KDop = 0,5$, $KCPT = 0.01$ 68

Рисунок 33. Расчетные зависимости интенсивности прошедшего через ячейку излучения от величины двухфотонной отстройки при постоянной мощности излучения накачки $P_{pump} = P_{max}$ (синяя линия), и при выполнении условия параметрической стабилизации (49), когда $P_{pump} = P_{pump}\delta$ (красная линия). При расчетах использовались следующие параметры физической модели $KDop = 0,5$, $KCPT = 0.01$, $S = S_{opt}$ 69

Рисунок 34. Схема оптической части экспериментальной установки для исследования метода контрастирования резонанса КПН путем параметрической стабилизации поглощенной мощности. ЕОМ – амплитудный электрооптический модулятор, PD_1 – фотодетектор, регистрирующий прошедшее через оптическую

ячейку излучение, PD₂ – фотодетектор, регистрирующий излучение до оптической ячейки, $\lambda/4$ – четвертьволновая фазовая пластина, BS – светоделительная пластина 50:50, EOM – электрооптический модулятор, DSP – приемно-передающий модуль цифровой обработки сигналов. 70

Рисунок 35. Экспериментальная зависимость контраста резонанса КПН от параметра S при использовании параметрического контрастирования в квазистационарном режиме возбуждения. 72

Рисунок 36. Экспериментальные зависимости интенсивности излучения, прошедшего через оптическую ячейку с парами рубидия от величины двухфотонной отстройки бихроматического поля от частоты сверхтонкого расщепления основного состояния ^{87}Rb в квазистационарном режиме возбуждения резонанса КПН при постоянном уровне мощности накачки (синяя линия) и при включенной системе параметрической стабилизации поглощенной мощности (красная линия). (а) - необработанные сигналы, (б) – нормализованные сигналы. 73

Рисунок 37. Экспериментальные зависимости интенсивности излучения, прошедшего через оптическую ячейку с парами рубидия от величины двухфотонной отстройки бихроматического поля от частоты сверхтонкого расщепления основного состояния ^{87}Rb в нестационарном режиме возбуждении резонанса КПН при постоянном уровне мощности накачки (синяя линия) и при включенной системе параметрической стабилизации поглощенной мощности (красная линия). (а) - необработанные сигналы, (б) – нормализованные сигналы. 74

Рисунок 38. Схема возбуждение резонанса КПН в парах ^{87}Rb многочастотным излучением диодного лазера, ток инжекции которого модулируется на субгармониках частоты сверхтонкого расщепления: а) схема энергетических уровней D_1 линии ^{87}Rb ; б) Схематическое изображение спектра лазерного излучения при модуляции тока инжекции диода на частотах равных f_0/n , где $n = 1 \dots 6$ 79

Рисунок 39. Расчетная зависимость максимальной амплитуды резонанса КПН от частоты модуляции тока инжекции диодного лазера накачки при возбуждении резонанса частотными компонентами разного порядка. 81

Рисунок 40. Схема взаимодействия многочастотного излучения образованного при модуляции тока инжекции диодного лазера накачки на примере субгармоник 6-го (а) и 12-го (б) порядков частоты сверхтонкого расщепления на D_1 линии ^{87}Rb .

..... 84

Рисунок 41. Схема экспериментальной установки для исследования свойств резонанса КПН при нестационарном возбуждении в парах рубидия многочастотным излучением диодного лазера, ток инжекции которого модулируется на субгармониках частоты сверхтонкого расщепления основного состояния атомов ^{87}Rb .

..... 85

Рисунок 42. Зависимость мощности прошедшего через ячейку с парами ^{87}Rb от тока инжекции лазерного диода накачки: а) без СВЧ модуляции – спектр поглощения ячейки; при частоте СВЧ модуляции б) $f_0/2$, в) $f_0/3$, г) $f_0/4$, д) $f_0/5$, е) $f_0/6$. Красной стрелкой отмечен провал, в котором происходило возбуждение резонанса КПН.

..... 87

Рисунок 43. Резонансы КПН возбуждаемые в парах ^{87}Rb многочастотным полем в ячейке с антирелаксационным покрытием длиной 10 мм, образованным при СВЧ модуляции тока инжекции диодного лазера накачки на частотах а) $f_0/2$, б) $f_0/3$, в) $f_0/4$, г) $f_0/5$, д) $f_0/6$.

..... 89

Рисунок 44. Экспериментальные зависимости полевого сдвига резонанса КПН при нестационарном возбуждении в парах ^{87}Rb от мощности СВЧ сигнала, модулирующего ток инжекции лазерного диода накачки, при мощности оптического излучения накачки 55 мкВт (синие линии) и 25 мкВт (красные линии) для частот модуляции тока: а) $f_0/2$, б) $f_0/3$, в) $f_0/4$, г) $f_0/5$.

..... 90

Рисунок 45. Экспериментальная зависимость стабильности рубидиевого атомного стандарта частоты на основе эффекта КПН при времени усреднения $\tau = 1$ секунда от частоты СВЧ модуляции тока инжекции диодного лазера накачки (синяя линия) и расчетная зависимость относительного уровня энергопотребления СВЧ синтезатора от частоты модулирующего сигнала (красная линия).

..... 91

Рисунок 46. Экспериментальная зависимость выходного сигнала синхронного детектора от отстройки частоты СВЧ-модуляции от резонансного значения при разных фазах опорного сигнала..... 96

Рисунок 47. Экспериментальная зависимость выходного сигнала синхронного детектора от отстройки частоты СВЧ-модуляции от резонансного значения при разных фазах опорного сигнала вблизи нулевой отстройки. 97

Рисунок 48. Особенности формирования резонанса КПН, связанные с изменением спектра излучения накачки при распространении в оптически плотной среде..... 98

Рисунок 49. Схема экспериментальной установки, в которой реализована традиционная схема привязки длины волны излучения накачки к линии поглощения рубидия на основе низкочастотной модуляции тока инжекции диодного лазера. 99

Рисунок 50. Схема экспериментальной установки, в которой реализована схема привязки длины волны излучения накачки к центру линии поглощения рубидия на основе использования компоненты сигнала КПН, формируемого при нестационарном возбуждении резонанса. 100

Рисунок 51. Зависимость сигнала фотодетектора (черная линия), сигнала ошибки генерируемого синхронным детектором доплеровского контура (синяя линия) и сигнал на выходе синхронного детектора КПН резонанса (красная линия) от величины тока питания лазерного диода..... 102

Рисунок 52. Размах доплеровского (синяя линия) и КПН (оранжевая линия) сигналов ошибки в зависимости от мощности лазерного излучения..... 103

Рисунок 53. Нестабильность атомного стандарта частоты без использования системы стабилизации длины волны лазерного диода (синяя линия), в случае использования системы стабилизации по доплеровскому контуру (оранжевая линия) и использовании КПН сигнала (зеленая линия), нестабильность опорного стандарта частоты, относительно которого производились измерения (красная линия). 104