

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

На правах рукописи

**Цыганков Евгений Александрович**

**Магнитооптические резонансы в атомах щелочных  
металлов и в полихроматических полях**

Специальность 1.3.19 —  
Лазерная физика

Автореферат  
диссертации на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Москва — 2023

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Физическом институте им. П. Н. Лебедева Российской академии наук.

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,  
профессор  
**Яковлев Валерий Петрович**

Официальные оппоненты: **Крайнов Владимир Павлович**,  
доктор физико-математических наук,  
профессор Федерального государственного  
автономного образовательного учреждения  
высшего образования «Московского физико-  
технического института (национального ис-  
следовательского университета)»

**Пазгалёв Анатолий Серафимович**,  
кандидат физико-математических наук,  
старший научный сотрудник Федерального  
государственного бюджетного образования  
науки «Физико-технического института  
им. А. Ф. Иоффе» Российской академии наук

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки «Институт спектроско-  
пии» Российской академии наук

Защита состоится 18 марта 2024 г. в 10 часов на заседании диссертационно-  
го совета 24.1.262.01 на базе Федерального государственного бюджетного  
учреждения науки Физического института им. П. Н. Лебедева по адресу:  
11999, Москва, Ленинский проспект, д. 53.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФИАН, а также на сайте  
института <http://www.lebedev.ru>.

Автореферат разослан «\_\_\_\_\_» \_\_\_\_\_ 2024 г.

Учёный секретарь  
диссертационного совета 24.1.262.01,  
доктор физико-математических наук

А. С. Золотько

## Общая характеристика работы

### Актуальность темы

Квантовые магнитометры с оптической накачкой используются в различных фундаментальных и прикладных исследованиях. К последним относятся задачи разведки полезных ископаемых, поиск боеприпасов в военном деле и артефактов в археологии, обнаружение предвестников землетрясений в сейсмологии. Поскольку в этих случаях измеряется магнитное поле земного диапазона (порядка 0.5 Гс), то неэквидистантность частотных интервалов между соседними магнитными подуровнями основного состояния атомов щелочных металлов, связанная с квадратичным эффектом Зеемана, оказывается существенной. При использовании атомов цезия это приводит к несимметричному магнитному резонансу, состоящему из суперпозиции нескольких неразрешённых линий. Его частота зависит от ориентации датчика магнитометра в пространстве, то есть подвержена так называемому ориентационному сдвигу, что ограничивает точность и чувствительность измерения магнитного поля. В атомах калия линии магнитного резонанса разрешаются в поле Земли в силу большой величины квадратичного зеемановского сдвига. Это позволяет использовать отдельную линию, частота которой испытывает малое влияние соседних и имеет меньший ориентационный сдвиг по сравнению с магнитным резонансом в цезии. Недостаток атомов калия — существенно бóльшая рабочая температура, чем у цезия, и, как следствие, высокое энергопотребление магнитометра. У атомов  $^{87}\text{Rb}$ , имеющих приемлемую рабочую температуру, в основном состоянии  $F_g = 1$  есть одиночный двухквантовый переход между крайними магнитными подуровнями. Такой переход потенциально способен обеспечить магнитный резонанс, состоящий из одной симметричной линии, то есть не подверженный ориентационному сдвигу. Указанные факторы обусловили необходимость теоретического описания двойного радиооптического резонанса на оптическом переходе  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 1$ .

Малогабаритные атомные часы (объём порядка  $10\text{ см}^3$ ) на эффекте когерентного пленения населённостей используются в задачах навигации, например для контроля траектории движения автономных беспилотных аппаратов. Их основной недостаток — ограниченная долговременная (на временах более  $10^4\text{ с}$ ) стабильность частоты. Одной из причин является асимметрия спектра излучения СВЧ-модулированных диодных лазеров с вертикальным резонатором, которым зондируют частоту метрологического перехода. В силу этого представляет интерес выявление механизмов асимметрии и дальнейший поиск методов, позволяющих контролировать спектр оптического поля. Основным фактором, снижающим долговременную стабильность частоты, считается световой сдвиг частоты метрологического микроволнового перехода используемого атома щелочного металла, величина которого зависит от интенсивности и спектра

оптического излучения. Эффективный метод подавления светового сдвига, основанный на модуляции интенсивности излучения лазера [1], не может быть применён в малогабаритных часах, поскольку требует использования громоздкого модулятора. В работе [2] был предложен подход, позволяющий подавить световой сдвиг частоты двойного радиооптического резонанса без применения этих устройств. Он работает следующим образом. Частота опорного генератора модулируется с частотой  $\omega_m$ , а затем из сигнала пропускания излучения атомной средой выделяют синфазный ( $\propto \cos \omega_m t$ ) и квадратурный ( $\propto \sin \omega_m t$ ) сигналы. Их амплитуды одновременно обращаются в ноль, когда световой сдвиг оказывается подавлен. Один из них (для определённости — синфазный) используется в системе стабилизации частоты опорного генератора, а с помощью второго подстраивают частоту лазерного излучения к значению, при котором световой сдвиг равен нулю. Возникает закономерный вопрос о возможности использования квадратурного сигнала для контроля светового сдвига частоты резонанса когерентного пленения населённостей. Во-первых, он изначально присутствует в сигнале пропускания, то есть техника не требует модификации физического модуля устройства и увеличения габаритов стандарта частоты. Во-вторых, как показано в работе [1], контроль светового сдвига почти на порядок улучшает долговременную стабильность частоты. Проверка указанной возможности требовала теоретического описания указанного метода спектроскопии резонансов когерентного пленения населённостей.

**Целью** данной работы был поиск возможностей улучшения метрологических характеристик переносных магнитометров на основе двойного радиооптического резонанса и малогабаритных атомных часов на эффекте когерентного пленения населённостей.

Для достижения поставленных целей необходимо было решить следующие **задачи**

1. Определить возможность формирования магнитного резонанса, состоящего из одной симметричной линии, за счёт использования двухквантового радиочастотного перехода  $|F_g = 1, m_{F_g} = -1\rangle \leftrightarrow |F_g = 1, m_{F_g} = 1\rangle$  в атомах  $^{87}\text{Rb}$  и его зондирования оптическим излучением линейной поляризации.
2. Установить возможность использования отличия частот нулей синфазного и квадратурного сигналов для контроля светового сдвига частоты резонанса когерентного пленения населённостей, вызываемого полихроматическим лазерным излучением, в приложении к малогабаритным атомным часам на атомах  $^{87}\text{Rb}$  или  $^{133}\text{Cs}$ .
3. Установить механизм возникновения асимметрии спектров диодных лазеров с вертикальным резонатором при СВЧ-модуляции тока инжекции и определить её влияние на характеристики резонанса когерентного пленения населённостей

в атомах  $^{87}\text{Rb}$  или  $^{133}\text{Cs}$ , регистрируемого излучением этих лазеров.

### Научная новизна:

1. Впервые теоретически исследован магнитный резонанс на оптическом переходе  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 1$  для случая линейной поляризации оптического излучения. Получены аналитические выражения, описывающие его структуру, связанную с квадратичным и динамическим эффектами Зеемана. Показано, что амплитуда двухквантового магнитного резонанса на переходе  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 1$  падает с ростом измеряемого поля пропорционально четвёртой степени его индукции. Сделано обобщение на случай оптического излучения эллиптической поляризации и модуляции амплитуды РЧ-поля последовательностью прямоугольных импульсов и получены аналитические выражения для ориентационного сдвига частоты резонанса.
2. Впервые теоретически рассмотрен эффект когерентного пленения населённостей в случае поля вида  $\mathcal{E}(t) = \mathcal{E}_0 \cos[\omega_0 t + a \sin(\Omega t + b \sin \omega_m t)]$ , первые боковые полосы которого настроены на оптические переходы  $\Lambda$ -схемы уровней. Получены аналитические выражения для амплитуд синфазного и квадратурного сигналов (осцилляции поглощения, пропорциональные  $\cos \omega_m t$  и  $\sin \omega_m t$  соответственно) и светового сдвига их частоты. Сделано обобщение на случай двойной  $\Lambda$ -схемы уровней и неравенства мощностей первых боковых компонент спектра излучения и получены аналитические выражения для сдвигов их частот, связанные с асимметрией резонанса. Показано, что частота как синфазного, так и квадратурного сигнала нелинейно зависит от интенсивности полихроматического излучения. Это объясняет экспериментально наблюдаемое отличие этой частоты при разных спектрах, обеспечивающих подавление линейного отклика на вариации мощности оптического излучения — в такой ситуации световой сдвиг частоты резонанса когерентного пленения населённостей оказывается не равен нулю и отличен по величине.
3. Впервые показано, что модель фазово-амплитудной модуляции монохроматического поля обеспечивает асимметрию спектра, для которой справедливо либо неравенство  $P_{|k|} > P_{-|k|}$ , либо противоположное, где  $P_{|k|}$  — мощность спектральной компоненты индекса  $k$ , в то время как для излучения диодных лазеров с вертикальным резонатором в режиме глубокой СВЧ-модуляции тока инжекции такое правило не выполняется. В подходе, учитывающем нелинейное взаимодействие спектральных компонент в активной области, получено аналитическое решение, корректно

описывающее экспериментально наблюдаемую асимметрию спектров излучения указанного типа лазеров, когда существенны амплитуда несущей и первых четырёх боковых полос.

### **Практическая значимость:**

1. Развитые методы спектроскопии двухквантового магнитного резонанса на переходе  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 1$  могут быть использованы для увеличения диапазона измеряемых магнитных полей переносными магнитометрами на основе атомов щелочных металлов, в которых для оптической накачки используется излучение линейной поляризации.
2. Проведённые расчёты показали, что отличие частот нулей синфазного и квадратурного сигналов является следствием асимметрии резонанса когерентного пленения населённостей. Таким образом, оно не может быть использовано в малогабаритных атомных часах для подавления светового сдвига частоты магнитонезависимого в линейном приближении СВЧ-перехода атомов щелочных металлов за счёт вариации спектра полихроматического излучения.
3. Проведённый расчёт позволил установить допустимую область давления буферного газа, в которой одновременно можно обеспечить минимум ширины резонанса когерентного пленения населённостей и подавить световой сдвиг его частоты за счёт вариации спектра фазово-модулированного оптического поля. Этот диапазон может быть использован в малогабаритных атомных часах для улучшения их стабильности частоты.

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

1. Модуляция зондирующего радиочастотного поля периодической последовательностью импульсов позволяет более чем на порядок уменьшить ориентационный сдвиг частоты магнитного резонанса на оптическом переходе  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 1$ , обусловленный нелинейным эффектом Зеемана и эллиптичностью поляризации оптического излучения.
2. Световой сдвиг частоты резонанса когерентного пленения населённостей можно подавить за счёт вариации спектра излучения фазово-модулированного поля, первые боковые полосы которого настроены на оптические переходы  $\Lambda$ -схемы уровней, если их однородное уширение меньше 0.428 величины интервала между уровнями её основного состояния.
3. Асимметрия резонанса когерентного пленения населённостей, возникающая из-за отличия мощностей первых боковых полос спектра полихроматического излучения, настроенных на оптические переходы двойной  $\Lambda$ -схемы уровней, или их затухания в атомной среде, приводит к нелинейной зависимости частот нулей синфазного и квадратурного сигналов от его интенсивности.

4. Отношение мощностей вторых боковых полос спектра излучения диодного лазера с вертикальным резонатором, для которого выполняется неравенство  $P_{\mp 2} < P_{\mp 1} < P_0$ , где  $P_k$  — мощность спектральной компоненты индекса  $k$ , образует резонанс как функция тока инжекции. Его максимум достигается, когда удвоенная частота переменной составляющей тока близка к частоте релаксационных колебаний.

**Достоверность** представленных аналитических результатов обеспечивается их согласием с экспериментальными данными, полученными сотрудниками Лаборатории стандартов частоты Физического института академии наук им. П. Н. Лебедева.

**Апробация работы.** Основные результаты работы докладывались на научных сессиях НИЯУ «МИФИ» (2014 и 2015 год); школе молодых учёных ФИАН (2014 год); IX семинаре памяти Д. Н. Клышко (Москва, 2015 год); конференции «Физика ультрахолодных атомов» (Новосибирск, 2015 год); конференции «Проблемы математической и теоретической физики и математическое моделирование» (Москва, 2016 год); конференциях «Лазерные, плазменные исследования и технологии» (Москва, 2017, 2019 и 2021 год).

**Личный вклад.** Проведённые расчёты выполнены либо самим автором, либо при его непосредственном участии. Аналитические результаты работ [A1, A2, A5, A7] получены автором под руководством В. П. Яковлева, экспериментальные результаты — С. А. Зибровым. Расчёты, представленные в работах [A3, A4, A6, A8], проведены автором совместно с В. П. Яковлевым, численное моделирование сделано С. В. Петропавловским, экспериментальные результаты получены М. И. Васьковской. Аналитический расчёт работы [A9] выполнен автором по методологии А. П. Богатова, экспериментальные результаты получены С. А. Зибровым.

**Публикации.** Основные результаты по теме диссертации изложены в 16 печатных изданиях, 9 из которых изданы в журналах, индексируемых системой Web of Science, 7 — в тезисах докладов. Список публикаций приведён на страницах 21 – 23 автореферата.

**Объём и структура работы.** Диссертация состоит из введения, трёх глав и заключения. Полный объём диссертации составляет 130 страниц с 22 рисунками и 2 таблицами. Список литературы содержит 134 наименования.

## Основное содержание работы

Во **введении** представлен краткий исторический обзор работ, приведших к созданию квантовых магнитометров с лазерной накачкой и малогабаритных атомных часов. Указаны основные факторы, ухудшающие характеристики указанных приборов. Во введении каждой главы приведён

обзор техник, предложенных для их улучшения, и обоснована актуальность подходов, исследованных в диссертационной работе.

В первой главе представлена теория магнитного резонанса на оптическом переходе  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 1$ . Результаты главы опубликованы в [A1, A2, A5, A7].

Датчик квантового магнитометра с оптической накачкой представляет собой ячейку с атомами щелочного металла, находящуюся в постоянном внешнем магнитном поле  $\vec{B}$ . Информация о его величине содержится в частоте зеемановских переходов основного состояния атомов. Для её измерения применяют технику двойного радиооптического резонанса. Атомный ансамбль подвергается воздействию линейно-поляризованной монохроматической лазерной волны  $\vec{E} \sin(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega_L t)$ , нарушающей равновесное распределение населённостей по подуровням основного состояния, переходы между которыми вызывает РЧ-поле  $\vec{B}_{rf} \cos \omega_{rf} t$ . Поглощение излучения зависит от частоты  $\omega_{rf}$  и достигает максимума, когда она резонансна зеемановским переходом. Отличительной особенностью эффекта является наличие осцилляций на одинарной и удвоенной частоте РЧ-поля в поглощении лазерного излучения, называемых первой и второй гармоникой.

В работе было показано, что, несмотря на наличие в основном состоянии рассмотренного перехода  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 1$  одиночного двухквантового перехода между подуровнями  $m_{F_g} = -1$ ,  $m_{F_g} = 1$ , он не позволяет получить магнитный резонанс, состоящий из одной линии. Вторая гармоника коэффициента поглощения

$$\kappa_2(t) \propto F_2(\theta) \text{Re}(\mathcal{A}_2 \cdot e^{-2i\omega_{rf}t}), \quad (1)$$

где  $F_2(\theta) = \sin^2 \theta (1/3 - \cos^2 \theta)$  ( $\theta$  — угол между магнитным полем и вектором электрического поля лазерной волны, см. рис. 1), определяется комплексной амплитудой  $\mathcal{A}_2$ , которая в упрощающем случае слабого РЧ-поля  $V_{rf} \ll \Gamma_1$ ,  $\Gamma_2$  имеет вид

$$\mathcal{A}_2 = \frac{V_{rf}^2/2}{\delta_{rf} + i\Gamma_2/2} \cdot \left( \frac{1}{\delta_{rf} + \omega_{B2} + i\Gamma_1} + \frac{1}{\delta_{rf} - \omega_{B2} + i\Gamma_1} \right), \quad (2)$$

где  $V_{rf} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{g_F \mu_B \mathcal{B}_{rf}}{2\hbar}$  — частота Раби переменного магнитного поля,  $\delta_{rf} = \omega_{rf} - \omega_B$  — расстройка его частоты от величины линейного члена зеемановского сдвига. Константы  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_2$  описывают релаксацию когерентностей между соседними и крайними подуровнями основного состояния.

Нелинейный эффект Зеемана уменьшает частоту одного из одноквантовых РЧ-переходов на величину  $\omega_{B2}$ , и расстройка равна  $\delta_{rf} + \omega_{B2}$ ; но увеличивает частоту другого, что даёт расстройку  $\delta_{rf} - \omega_{B2}$ . Очевидно,



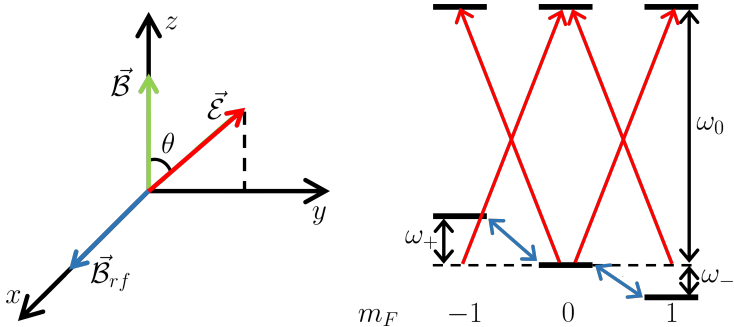


Рис. 1. Рассматриваемая геометрия полей и система уровней. Красные стрелки в схеме уровней показывают вынужденные электродипольные переходы для случая  $\theta = \pi/2$ , синие — магнитодипольные. Величины  $\omega_{\pm}$  учитывают линейный и квадратичный сдвиг частотных интервалов между подуровнями основного состояния;  $\omega_{\pm} = \omega_B \pm \omega_{B^2}$ .

что он может играть заметную роль, когда  $\omega_{B^2} \geq \Gamma_1, \Gamma_2$ . В такой ситуации функция  $|\mathcal{A}_2(\delta_{rf})|$  приобретает трёхпиковую структуру, см. кривую I на рис. 2. Формула (2) показывает, что амплитуда центрального пика быстро убывает с ростом магнитного поля ( $|\mathcal{A}_2| \sim \mathcal{B}^{-4}$ ).

В работе было выполнено исследование влияния эллиптичности поляризации (может возникать из-за двулучепреломления стекла при прохождении линейно-поляризованного излучения через стенку ячеек) на магнитный резонанс в случае  $\vec{\mathcal{E}} \perp \vec{\mathcal{B}}$ ,  $\vec{\mathcal{B}} \perp \vec{\mathcal{B}}_{rf}$ , то есть когда лазерная волна распространяется вдоль магнитного поля  $\vec{\mathcal{B}}$ , а вектор её поляризации вращается в ортогональной ему плоскости. Оптическое поле было представлено в виде суперпозиции двух циркулярно-поляризованных:  $\vec{\mathcal{E}}(t) = \frac{\mathcal{E}_+}{\sqrt{2}} (\vec{e}_x \cos \omega t + \vec{e}_y \sin \omega t) + \frac{\mathcal{E}_-}{\sqrt{2}} (\vec{e}_x \cos \omega t - \vec{e}_y \sin \omega t)$ . Эллиптичность поляризации приводит к асимметрии резонанса,  $|\mathcal{A}_2(|\delta_{rf}|)| \neq |\mathcal{A}_2(-|\delta_{rf}|)|$ , частота которого испытывает сдвиг  $\delta_{as}$ , который в случае линейаризации по  $\delta_{rf}$  и  $\omega_{B^2}$  выражается как

$$\delta_{as} = k_e \frac{\omega_{B^2}}{2\Gamma_1 + \Gamma_2} \cdot \frac{\Gamma_1 \Gamma_2 + 2V_{rf}^2(\Gamma + 3\Gamma_2)}{\Gamma_1 + 2V_{rf}^2}, \quad (3)$$

где  $k_e \equiv (\mathcal{E}_+^2 - \mathcal{E}_-^2) / (\mathcal{E}_+^2 + \mathcal{E}_-^2)$  — обратный коэффициент эллиптичности поляризации, определённый по мощности излучения. В случае  $V_{rf} \ll \Gamma_1, \Gamma_2$  выражение (3) имеет вид  $\delta_{as} = k_e \cdot \omega_{B^2} \frac{\Gamma_2}{2\Gamma_1 + \Gamma_2}$ . Взяв для оценки  $k_e = 10^{-2}$ , получим, что в такой ситуации для  $\mathcal{B} = 0.5$  Гс сдвиг частоты составляет около 50 мГц. Такое же по величине смещение в случае атомов  $^{87}\text{Rb}$  происходит при изменении магнитного поля на 5 пТл.

Как показывает формула (3), сдвиг  $\delta_{as}$  зависит от амплитуды переменного магнитного поля. В результате при её флуктуациях и дрейфах падает отношение сигнал/шум и точность измерений магнитного поля. Кроме того, частота резонанса становится подверженной ориентационному сдвигу, поскольку величина  $V_{rf}$  определяется проекцией вектора  $\vec{B}_{rf}$  на плоскость, ортогональную измеряемому магнитному полю. Он также возникает из-за того, что в случае волны эллиптической поляризации от угла между её волновым вектором и полем  $\vec{B}$  зависит отличие населённостей крайних подуровней основного состояния от равновесных значений.

В работе было показано, что использование РЧ-гребёнки частот, получаемой модуляцией амплитуды переменного магнитного поля последовательностью прямоугольных импульсов достаточно малой длительности  $\tau$  и большого периода  $T$ , позволяет устранить боковые пики и существенно уменьшить сдвиг частоты магнитного резонанса, связанный с эллиптичностью поляризации излучения и квадратичным эффектом Зеемана.

В такой ситуации огибающая Фурье-амплитуд  $\kappa_2(t)$  различного индекса  $k$  образует одиночный пик (без структуры, связанной с квадратичным эффектом Зеемана) в окрестности частоты  $2\omega_B$ , см. кривую II на рис. 2. Это показывает выражение для фурье-амплитуд  $C_k$  когерентности  $\rho_{-11} = \sum_k C_k e^{-ik(2\pi/T)t}$ , в случае слабого РЧ-поля и  $(2\pi/T) \ll \Gamma_1, \Gamma_2$  имеющее вид

$$C_k = -i \frac{\tau^2}{T} \cdot \frac{V_{rf}^2}{2\delta_{rf} + k(2\pi/T) + i\Gamma_2}, \quad (4)$$

то есть не зависящее от квадратичного зеемановского сдвига  $\omega_{B^2}$ . В частности, это позволяет избежать убыли амплитуды резонанса, которая имеет место для гармонического РЧ-поля с ростом  $\vec{B}$ , и использовать двухквантовый РЧ-переход для измерения магнитных полей в более широком диапазоне.

Во **второй главе** представлена теория модуляционной спектроскопии резонанса когерентного пленения населённостей (в этой части и далее — резонанс) и установлено, может ли квадратурный сигнал быть использован для контроля светового сдвига его частоты. Результаты главы опубликованы в [A3, A4, A6, A8].

На рис. 3 представлена схема уровней  $^{87}\text{Rb}$ , которые могут использоваться в малогабаритных атомных часах. Для получения резонанса большей амплитуды спектральные компоненты излучения настраивают на переходы  $D_1$ -линии, а не  $D_2$ -линии, поскольку произведения коэффициентов Клебша — Гордана для переходов в уровни возбуждённого состояния  $5P_{3/2}$  противоположны по знаку. При этом используют верхний уровень состояния  $5P_{1/2}$ , так как он обеспечивает меньшую оптическую накачку атомов на непоглощающий магнитный подуровень  $F_g = 2, m_{F_g} = 2$  (для излучения правой циркулярной поляризации), чем нижний уровень [3].

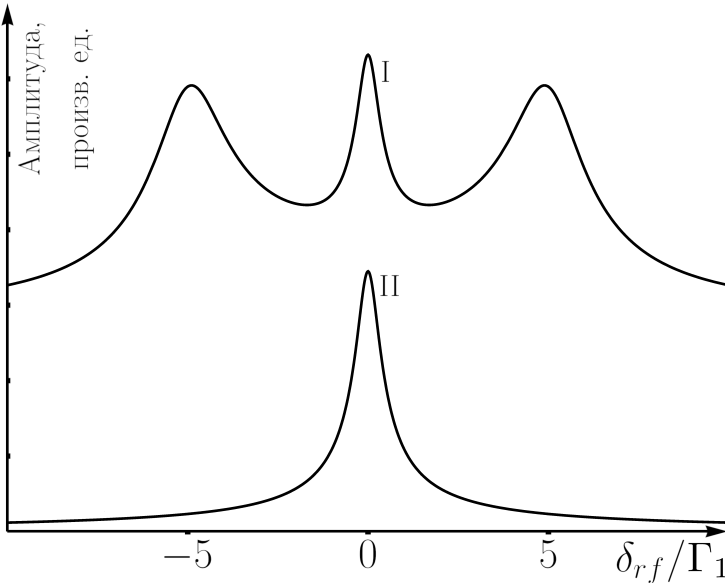


Рис. 2. Амплитуда второй гармоники магнитного резонанса для случая гармонического РЧ-поля ( $|A_2|$ , кривая I) и при использовании РЧ-гребёнки частот ( $|C_0|$ , кривая II). Зависимости построены по формулам (2) и (4) в единицах  $(1/2)V_{rf}^2/\Gamma^2$  и  $(\tau^2/T) \cdot (V_{rf}^2/\Gamma)$  соответственно. Соотношения между параметрами следующие:  $\Gamma_2 = 2\Gamma_1/3$ ,  $\omega_B^2 = 5\Gamma_1$ . Кривая I масштабирована в  $13/2$  раза и сдвинута в вертикальном направлении для удобства восприятия

В атомах  $^{87}\text{Rb}$  имеет место три  $\Lambda$ -схемы, поэтому ячейка с атомами щелочного металла находится в постоянном магнитном поле для разрешения метрологического резонанса на подуровнях  $m_{F_g} = 0$  и магнитозависимых на подуровнях  $m_{F_g} = \mp 1$ .

В малогабаритных атомных часах используется излучение диодного лазера с вертикальным резонатором, ток инжекции которого модулируется на частоте  $\Omega$ ,  $J(t) = J + \frac{1}{2}\Delta J (e^{-i\Omega t} + \text{к. с.})$ , соответствующей половине сверхтонкого расщепления основного состояния. Модуляция формирует полихроматический спектр, первые боковые полосы (часто называемые резонансными) которого настраивают на оптические переходы.

Лазерное излучение было рассмотрено как фазово-модулированное поле, электрическая компонента которого имеет вид

$$\mathcal{E}(t) = \mathcal{E}_0 \cos[\omega_0 t + a \sin \Phi(t)] = \frac{\mathcal{E}_0}{2} \left\{ e^{-i[\omega_0 t + a \sin \Phi(t)]} + \text{к. с.} \right\}, \quad (5)$$

где частота несущей положена равной полусумме частот оптических переходов  $\omega_0$  в уровень  $|u\rangle$ ,  $\Phi(t) = \Omega t + b \sin \omega_m t$ ,  $\Omega = \omega_g/2 + \delta$  — частота

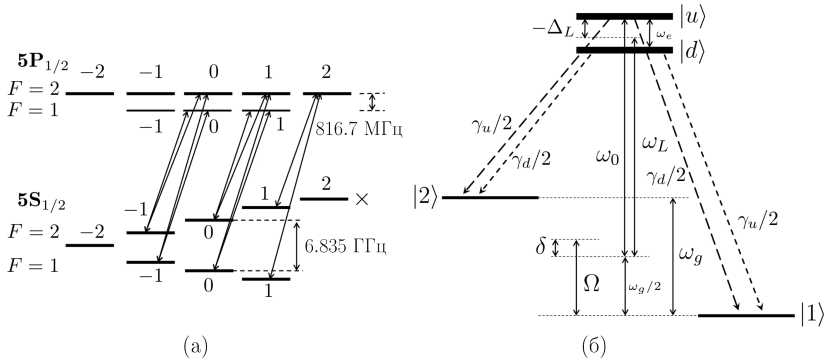


Рис. 3. (а) Структура уровней и оптические переходы, соответствующие  $D_1$ -линии рубидия  $^{87}\text{Rb}$  в случае излучения с правой циркулярной поляризацией для метрологического и магнитозависимых резонансов. (б) Рассматриваемая двойная  $\Lambda$ -схема уровней.  $\gamma_u$  и  $\gamma_d$  — скорости распада уровней  $|u\rangle$  и  $|d\rangle$  возбуждённого состояния соответственно. Скорости парциальных распадов в уровни основного состояния  $|2\rangle$ ,  $|1\rangle$  считаются одинаковыми и равными  $\gamma_u/2$  и  $\gamma_d/2$ .

Знаком « $\times$ » отмечен непоглощающий магнитный подуровень СВЧ-поля, имеющая малую двухфотонную расстройку  $\delta$  от величины  $\hbar\omega_g/2$ , где  $\hbar\omega_g$  — энергетический интервал между уровнями  $|2\rangle$  и  $|1\rangle$  основного состояния  $\Lambda$ -схемы уровней, см. рис. 3. Модуляция с малой частотой  $\omega_m$  обеспечивает наличие в коэффициенте поглощения синфазного ( $\propto \cos \omega_m t$ ) и квадратурного ( $\propto \sin \omega_m t$ ) сигналов; этот подход называют техникой модуляционной спектроскопии.

Для простоты выкладок сперва было сделано пренебрежение переходами в уровень  $|d\rangle$ . В такой ситуации амплитуды синфазного ( $M_S$ ) и квадратурного ( $M_Q$ ) сигналов определяются следующими выражениями:

$$\begin{aligned}
 M_S &= \sum_s J_s(2b) \frac{J_{s-1}(2b) + J_{s+1}(2b)}{(\bar{\delta} + s\bar{\omega}_m)^2 + 1} \\
 &\equiv \bar{\delta}\bar{\omega}_m \frac{4}{b} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{[sJ_s(2b)]^2}{\left[(\bar{\delta} - s\bar{\omega}_m)^2 + 1\right] \left[(\bar{\delta} + s\bar{\omega}_m)^2 + 1\right]}, \\
 M_Q &= \sum_s J_s(2b) [J_{s-1}(2b) - J_{s+1}(2b)] \frac{\bar{\delta} + s\bar{\omega}_m}{(\bar{\delta} + s\bar{\omega}_m)^2 + 1} \\
 &\equiv 2\bar{\delta} \left\{ \frac{d}{db} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{J_s^2(2b) [\bar{\delta}^2 + 1 - (s\bar{\omega}_m)^2]}{[(\bar{\delta} + s\bar{\omega}_m)^2 + 1] [(\bar{\delta} - s\bar{\omega}_m)^2 + 1]} - \frac{J_0(2b)J_1(2b)}{\bar{\delta}^2 + 1} \right\},
 \end{aligned} \tag{6}$$

где  $\bar{\delta} = \delta/\Gamma_0$ ,  $\bar{\omega}_m = \omega_m/2\Gamma_0$ , то есть двухфотонная расстройка и частота модуляции нормированы на скорость релаксации когерентности основного

состояния. Расстройка  $\tilde{\delta} = \delta - \delta_0$  учитывает световой сдвиг  $\delta_0$  частоты перехода «0 – 0» (далее для краткости — световой сдвиг). Выражения (6) записаны с точностью до общего множителя типа параметра насыщения по оптическому полю.

Световой сдвиг  $\delta_0$ , вызываемый полихроматическим излучением, определяется выражением

$$\delta_0 = - \sum_{k=-\infty}^{\infty} \frac{k\Omega V_{k+1}^2}{(k\Omega)^2 + \Gamma^2} = - \frac{1}{\Omega} \left( \frac{d\mathcal{E}_0}{2\hbar} \right)^2 \sum_{k=-\infty}^{\infty} \frac{kJ_{k+1}^2(a)}{k^2 + (\Gamma/\Omega)^2}, \quad (7)$$

которое показывает, что он определяется алгебраической суммой парциальных сдвигов, вызванных каждой из спектральных компонент поля (5) по отдельности. Параметр  $\Gamma$  отвечает за однородное уширение оптических переходов, возникающее из-за столкновений атомов  $^{87}\text{Rb}$  с частицами буферного газа. Последний используется в ячейке для уменьшения ширины резонанса.

На рис. 4 представлена функция  $\delta_0(a)$  для четырёх значений  $\Gamma/\Omega$ . Она качественно изменяется с ростом отношения  $\Gamma/\Omega$ . Когда оно достаточно мало, в области  $a < 4$  есть две точки (значения  $a$ ) в которых световой сдвиг равен нулю. При увеличении параметра  $\Gamma/\Omega$  значение  $a$ , соответствующее первой (второй) точке увеличивается (уменьшается), и при  $\Gamma/\Omega \simeq 0.427$  они объединяются, то есть имеет место только одна точка  $a \simeq 3.276$ , в которой световой сдвиг равен нулю. Наконец,  $\delta_0(a) > 0$  при бóльших значениях  $\Gamma/\Omega$ , то есть рост однородного уширения приводит к невозможности подавить световой сдвиг за счёт подбора спектра излучения. Эта особенность ставит вопрос выбора давления буферного газа. Давление  $P_{opt}$ , при котором скорость релаксации основного состояния атомов щелочного металла, вызванная их столкновениями с частицами буферного газа, минимальна, увеличивается при уменьшении размеров ячейки [4, 5]. Объём ячеек цилиндрической геометрии, при котором для  $P_{opt}$  световой сдвиг оказывается невозможно подавить, определяется неравенством

$$\sqrt{\left(\frac{2.405}{D}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{L}\right)^2} > 0.855 \frac{\Omega}{k_{\Gamma}} \sqrt{\frac{B}{A}}, \quad (8)$$

где  $\Gamma = k_{\Gamma} \cdot P$ ,  $P$  — давление,  $D$  и  $L$  — диаметр и длина ячейки, параметры  $A$  и  $B$  определяются тем, какой щелочной металл и какие химические элементы используются в качестве буферного газа.

Выражения для амплитуд синфазного и квадратурного сигналов (6) показывают, что они одновременно обращаются в ноль при  $\tilde{\delta} = 0$  независимо от величины светового сдвига  $\delta_0$ .

В работе было продемонстрировано, что отличие частот сигналов — следствие асимметрии резонанса, источником которой является не только световой сдвиг. Теория была обобщена на двойную  $\Lambda$ -схему уровней,

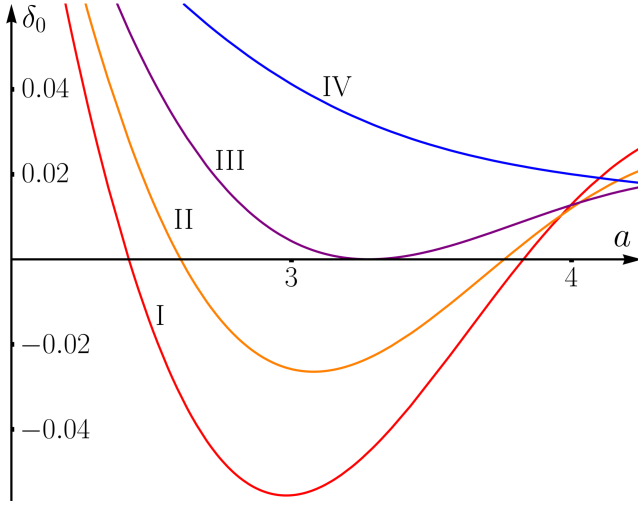


Рис. 4. Зависимость светового сдвига  $\delta_0$  от индекса модуляции  $a$ , построенная по формуле (7) в единицах  $-\frac{1}{\Omega} \left( \frac{d\mathcal{E}_0}{2\hbar} \right)^2$ . Параметр  $\Gamma/\Omega$  равен 0.146, 0.522, 0.855, 1.733 для кривых I–IV соответственно

то есть была учтена сверхтонкая структура уровня  $5P_{1/2}$  атома  $^{87}\text{Rb}$  и рассмотрен случай асимметрии спектра излучения, когда  $\mathcal{E}_{-|k|} \neq \mathcal{E}_{|k|}$ .

Решение уравнений обобщённой модели показало, что асимметрия излучения приводит к дополнительным отличным по величине смещениям частот синфазного и квадратурного сигналов.

В частности, выражение для сдвига частоты синфазного сигнала имеет вид

$$\delta_S = \mathcal{K} \frac{\mathcal{V}_{-1}^2 - \mathcal{V}_1^2}{\mathcal{V}_{-1}\mathcal{V}_1} \frac{\tilde{\Gamma}_g^2 + \omega_m^2}{\tilde{\Gamma}_g^2} \equiv \tilde{\mathcal{K}} \frac{\mathcal{V}_{-1}^2 - \mathcal{V}_1^2}{\Gamma} \frac{\tilde{\Gamma}_g^2 + \omega_m^2}{\tilde{\Gamma}_g^2}, \quad (9)$$

где  $\tilde{\mathcal{K}} = \Delta_L/(\Delta_L^2 + \Gamma^2) + (1/3)(\Delta_L + \omega_e)/[(\Delta_L + \omega_e)^2 + \Gamma^2]$ ,  $\mathcal{V}_{-1,1} = d\mathcal{E}_{-1,1}/2\hbar$ ,  $d$  — редуцированный матричный дипольный элемент,  $\tilde{\Gamma}_g = \Gamma_g + V_{-1} + V_1$ . Феноменологическая константа  $\Gamma_g$  описывает релаксацию населённостей и когерентности основного состояния, связанную со столкновениями атомов щелочного металла со стенками ячейки и частицами буферного газа.  $V_{-1,1}$  — полевое уширение резонанса, вызываемое первыми боковыми полосами излучения.

Сдвиг  $\delta_S$  более сложным образом зависит от интенсивности излучения, чем световой. Поэтому спектр излучения, при котором частота  $2\Omega$  оказывается равной невозмущённой оптической полем частоте  $\omega_g$ , определяется условием  $\delta_0 + \delta_S = 0$ , а точки нечувствительности (ситуации, когда

в частоте сигнала подавлен линейный отклик на малые вариации интенсивности излучения) имеют место при

$$\frac{\partial}{\partial \mathcal{E}^2} \left( \delta_0 + \delta_S \right) = 0, \quad (10)$$

где введены обозначения  $\mathcal{E}^2 = \sum_k \mathcal{E}_k^2$  и  $\mathcal{E}_k^2 = \sigma_k \mathcal{E}^2$ ,  $\sum_k \sigma_k = 1$ . При спектрах (наборах  $\sigma_k$ ), обеспечивающих выполнение условия (10), частота сигнала смещена от соответствующей переходу «0 – 0». Величина смещения зависит от параметров атомной среды и излучения, то есть может испытывать дрейф, что является негативным фактором для стандарта частоты.

В работе показано, что отличие частот синфазного и квадратурного сигналов возникает также при высокой оптической плотности среды и из-за поперечной неоднородности оптического поля. Излучение диодных лазеров с вертикальным резонатором имеет гауссово распределение в направлении, ортогональном направлению волнового вектора:  $e^{-(r/r_0)^2} \mathcal{E}^2$ , где  $r_0$  описывает характерную ширину пучка,  $\vec{r} \perp \vec{z}$ . В случае симметрии спектра излучения, не испытывающего поглощения, при  $\delta_0 = 0$  частоты синфазного и квадратурного сигналов совпадают, поскольку операция усреднения  $\frac{1}{r_0} \int_0^\infty dr$  амплитуд сигналов приводит только к изменению их крутизны. Это обеспечивается тем, что член, описывающий неоднородность, является общим множителем для  $\mathcal{E}_k^2$ . И наоборот, в случае  $\delta_0 \neq 0$  частоты, при которых сигналы обращаются в ноль, будут различны.

На основе проведённого анализа было сделано следующее обобщение. Для двух функций вида

$$f(\delta) = \frac{1}{q_2 - q_1} \int_{q_1}^{q_2} A_f(q) [\delta - \delta_0(q)] dq, \quad (11a)$$

$$g(\delta) = \frac{1}{q_2 - q_1} \int_{q_1}^{q_2} A_g(q) [\delta - \delta_0(q)] dq \quad (11b)$$

интегрирование по параметру  $q$  в случае подавленного светового сдвига не приводит к отличию величин  $\delta_f$  и  $\delta_g$ , при которых функции обращаются в ноль, если справедливо  $\delta_0(q) = p(q) \mathcal{E}^2 \sum_{k=-\infty}^{k=\infty} W_k \sigma_k$ , где  $W_k$  — вес вклада в сдвиг от спектральной компоненты индекса  $k$ . Параметр  $q$  соответствует координате  $z$  при учёте поглощения излучения и координате  $r$  при учёте его поперечной неоднородности. В выражениях выше предполагается, что функции  $A_{f,g}(q)$  различным образом зависят от  $q$ . Синфазный и квадратурный сигналы соответствуют виду (11) при линеаризации по  $\tilde{\delta}$ , так как полевое уширение резонанса неодинаково влияет на их амплитуды. Поскольку в случае двойного радиооптического резонанса используется монохроматическое лазерное излучение, то его затухание

вдоль ячейки описывает фактор  $p(z) = e^{-\beta z}$ , который входит в выражение для светового сдвига как общий множитель. Поэтому частоты нулей синфазного и квадратурного сигналов совпадают, если оптическое поле не вызывает светового сдвига частоты перехода «0 – 0», и наоборот. В случае резонансов когерентного пленения населённости факторы затухания спектральных компонент полихроматического излучения различны, то есть у светового сдвига нет общего фактора, зависящего от  $z$ . Отличие частот нулей сигналов может указывать на наличие светового сдвига частоты резонанса только в идеализированном случае бесконечно малого поглощения оптического поля с симметричным спектром излучения, имеющего поперечную неоднородность, поскольку в таком случае  $\delta_0(r) = e^{-(r/r_0)^2} \mathcal{E}^2 \sum_{k=-\infty}^{k=\infty} W_k \sigma_k$ . Поэтому квадратурный сигнал нельзя использовать для контроля светового сдвига частоты перехода «0 – 0».

**Третья глава** посвящена исследованию механизмов, приводящих к асимметрии спектра диодных лазеров с вертикальным резонатором в режиме СВЧ-модуляции тока инжекции. Результаты главы опубликованы в [A9]. Указанную особенность (в том числе присущую и спектрам диодных лазеров другой конструкции) обычно объясняют как результат возникновения амплитудной модуляции, действующей на фазово-модулированное поле, то есть используют модель монохроматического поля, подверженно-го фазово-амплитудной модуляции, см., например, [6]. Такое поле чаще всего записывают в виде

$$\mathcal{E}(t) = \mathcal{E} \left[ 1 + M \sin(\Omega t + \varphi) \right] \cdot \cos(\omega t + a \sin \Omega t), \quad (12)$$

где  $M$  и  $a$  — индексы амплитудной и фазовой модуляций, параметр  $\varphi$  описывает фазовый сдвиг между модуляциями;  $\omega$ ,  $\Omega$  — частота несущей и модуляции. Поле вида (12) «выводят» следующим образом. Поскольку амплитуда монохроматического поля зависит от тока инжекции лазера, то к ней добавляют член, осциллирующий на частоте модуляции, что даёт амплитудную модуляцию. Затем находят временную динамику показателя преломления, от которого зависит частота генерации, что даёт фазовую модуляцию. Однако такой подход, когда в решение для случая одночастотной генерации (монохроматическое поле) подставляют динамическую зависимость восприимчивости, может быть справедлив только в случае мгновенного отклика среды на модуляцию, что в общем случае не имеет места.

Для анализа асимметрии поля (12) было получено выражение для  $P_k$ , мощности  $k$ -й компоненты спектра. Она следующим образом зависит от параметров модуляции:

$$P_k \propto \mathcal{F}_k = J_k^2(a) \left( 1 + \frac{kM \sin \varphi}{a} \right)^2 + \left( M \cos \varphi \frac{\partial J_k(a)}{\partial a} \right)^2. \quad (13)$$



Как следует из (13), спектр может иметь асимметрию «глобального» типа, то есть разность  $\mathcal{F}_{|k|}/\mathcal{F}_{-|k|}-1$  либо положительна для всех  $k \neq 0$  (при  $\sin \varphi > 0$ ), либо отрицательна ( $\sin \varphi < 0$ ). В случае  $\sin \varphi = \pm 1$  асимметрия максимальна, то есть при фиксированных значениях  $M$  и  $a$  отношение  $\mathcal{F}_{|k|}/\mathcal{F}_{-|k|}$  максимально или минимально. При  $\sin \varphi = 0$  спектр симметричен, то есть  $\mathcal{F}_{|k|} = \mathcal{F}_{-|k|}$ .

Для диодных лазеров с вертикальным резонатором типичен «неглобальный» тип асимметрии для случая, когда число боковых компонент больше четырёх (мощности которых различимы на фоне шумов). То есть для мощностей части компонент справедливо неравенство  $P_{|k|} > P_{-|k|}$ , а для остальных — противоположное. Имеет место качественное расхождение между спектрами лазеров и поля с фазово-амплитудной модуляцией, из чего можно сделать вывод, что подходы, приводящие к выражению (13) для амплитуд спектральных компонент, не вполне корректны.

Автором был рассмотрен подход для описания спектров СВЧ-модулированных диодных лазеров с вертикальным резонатором, предложенный в работе [7]. В нём используются уравнения Максвелла для поля  $\mathcal{E}(\vec{r}, t)$  и балансное для концентрации электронов  $N(\vec{r}, t)$  в активной области с учётом модуляции тока инжекции:  $J(t) = J(1 + m \cos \Omega t)$ . В работе [7] был рассмотрен случай малой глубины модуляции тока: члены, пропорциональные степеням  $m$ , считались много меньшими, чем 1, и было получено решение с учётом линейных членов по  $m$  (несущая и две первые боковые полосы). При этом спектр оказался симметричен. В третьей главе представлено минимальное расширение этой модели на члены  $\propto m^2$ , то есть рассмотрен спектр, где малы мощности компонент  $k = \pm 2$  по сравнению с  $k = 0, \pm 1$ , с целью нахождения асимметрии, отличной от «глобальной». В силу сказанного выше, решение для поля искалось в виде

$$E(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \left[ \vec{u}(\vec{r}) \sum_{k=-2}^2 \mathcal{E}_k e^{-i(\omega_0+k\Omega)t} + \text{к.с.} \right], \quad (14)$$

где  $\omega_0$  — несущая частота,  $\mathcal{E}_{\pm 1} \propto m$ ,  $\mathcal{E}_{\pm 2} \propto m^2$ , а комплексная вектор-функция  $\vec{u}(\vec{r})$  характеризует пространственное распределение амплитуд.

Уравнение для концентрации электронов в центре активной области использовалось с нормировкой  $|\vec{u}(0, 0, 0)|^2 = 1$ , то есть:

$$\frac{dN(t)}{dt} + \frac{N(t)}{\tau} + \frac{\zeta cn[N(t) - N_{tr}]}{8\pi \hbar \omega} \left| \sum_{k=-2}^2 \mathcal{E}_k e^{-i(\omega_0+k\Omega)t} \right|^2 = \frac{J(t)}{eV_{act}}, \quad (15)$$

где  $\tau$  — время жизни электрона в возбуждённом состоянии,  $N_{tr}$  — концентрация электронов на уровне прозрачности,  $V_{act} = \int_V f(\vec{r}) dV$  — эффективный объём активной области,  $e$  — заряд электрона. Третий член в левой части уравнения описывает передачу энергии от активной

среды электромагнитному полю ( $\hbar\omega$  — энергия кванта) и пропорционален сечению взаимодействия  $\zeta$ . При решении задачи были учтены члены, осциллирующие на удвоенной частоте модуляции, которые возникают в результате нелинейного взаимодействия компонент поля в активной среде лазера:  $N(t) = N_{th} + (\delta N' e^{-i\Omega t} + \delta N'' e^{-2i\Omega t} + \text{к.с.})$ , поскольку  $\delta N' \propto m$  и  $\delta N'' \propto m^2$ .

Амплитуды боковых компонент были представлены как  $\mathcal{E}_{\mp 2, \mp 1} = \sigma_{\mp 2, \mp 1} \mathcal{A}_0$ , где величина  $\mathcal{A}_0$  определяется уравнением

$$\frac{N_{th}}{\tau} + \zeta(N_{th} - N_{tr})\mathcal{A}_0^2 = \frac{J}{eV_{act}}, \quad (16)$$

в котором параметр  $\tilde{\zeta} = \zeta cn / (8\pi\hbar\omega)$  определяет скорость вынужденных переходов. Для осцилляций концентрации электронов сделан переход  $\overline{\delta N'} = \delta N' / N_{th}$ ,  $\overline{\delta N''} = \delta N'' / N_{th}$ . Это позволило, разделив члены, осциллирующие на различных частотах, получить следующую самосогласованную систему уравнений (при пренебрежении членами более высокого порядка малости, чем  $\propto m^2$ ):

$$4\Omega(1 + \xi)\sigma_{-2} + \Omega_0(R + i) [\sigma_{-1}(\overline{\delta N'})^* + (\overline{\delta N''})^*] / \theta = 0, \quad (17a)$$

$$2\Omega(1 + \xi)\sigma_{-1} + \Omega_0(R + i)(\overline{\delta N'})^* / \theta = 0, \quad (17b)$$

$$2\Omega(1 + \xi)\sigma_1 - \Omega_0(R + i)\overline{\delta N'} / \theta = 0, \quad (17c)$$

$$4\Omega(1 + \xi)\sigma_2 - \Omega_0(R + i) [\sigma_1\overline{\delta N'} + \overline{\delta N''}] / \theta = 0, \quad (17d)$$

$$\overline{\delta N'} = \frac{M - \theta\tilde{\zeta}\mathcal{A}_0^2(\sigma_{-1}^* + \sigma_1)}{1/\tilde{\tau} - i\Omega}, \quad (17e)$$

$$\overline{\delta N''} = -\tilde{\zeta}\mathcal{A}_0^2 \frac{\overline{\delta N'}(\sigma_{-1}^* + \sigma_1) + \theta(\sigma_{-2}^* + \sigma_{-1}^*\sigma_1 + \sigma_2)}{1/\tilde{\tau} - 2i\Omega}, \quad (17f)$$

где  $\Omega_0 = \zeta cn \Gamma(N_{th} - N_{tr})$ ,  $\theta = (N_{th} - N_{tr})/N_{th}$ ,  $M = mJ/(eN_{th}V_{act})$ ,  $1/\tilde{\tau} = 1/\tau + \tilde{\zeta}\mathcal{A}_0^2$ ,  $R$  — фактор амплитудно-фазовой связи,  $\Gamma = (1/2V_0) \int_V |\vec{u}^2(\vec{r})| f(\vec{r}) dV$  — фактор оптического ограничения,  $\xi = (\omega_0/2V_0) \int_V \vec{u}^2(\vec{r}) (\partial\varepsilon/\partial\omega)|_{\omega=\omega_0} dV$  — вклад дисперсии в энергию и её диссипацию в резонаторе,  $V_0 = \int_V \varepsilon_0 |\vec{u}^2(\vec{r})| dV$ .

Анализ выражения  $\mathcal{E}_2/\mathcal{E}_{-2}$  в пренебрежении параметром  $\xi$  (его реальная и мнимая часть по модулю меньше единицы) показал, что отношение  $P_2/P_{-2}$  как функция  $\mathcal{A}_0^2$  сначала возрастает, затем достигает максимума, а далее убывает. При этом выполняется неравенство  $P_2 > P_{-2}$ . В приближении  $\tilde{\Omega} = \Omega/\Omega_0 \ll 1$  экстремум достигается при

$$(2\tilde{\Omega})^2 = \tilde{\zeta}\mathcal{A}_0^2\Omega_0 \equiv \frac{J - J_{th}}{eV_{act}} \zeta cn \Gamma, \quad (18)$$

где в правой части выражения стоит квадрат частоты релаксационных колебаний [8]; максимум достигается, когда удвоенная частота модуляции близка к ней. Как показывает система (17), источником боковых компонент спектра является рассеяние поля на осцилляциях концентрации электронов. Первые боковые полосы возникают за счёт одного источника — рассеяния несущей на осцилляциях электронов с частотой  $\Omega$ . Фазы этих вкладов различны, но не имеют значения для мощностей компонент, что даёт их равенство:  $P_1 = P_{-1}$ .

В свою очередь, рассеяние несущей на осцилляциях электронов с частотой  $2\Omega$  даёт вклад в амплитуды компонент  $k = \mp 2$ , причём эти вклады конкурируют с вносимыми рассеянием первых боковых компонент на амплитуде  $\delta N'$ . В результате имеет место неравенство  $P_2 \neq P_{-2}$ , а также резонансный характер отношения мощностей как функции тока инжекции (величина  $\mathcal{A}_0^2$  определяется амплитудой  $J$ ), так как фазы зависят от амплитуды постоянной составляющей тока.

На рис. 5 представлено сравнение теоретического отношения  $P_2/P_{-2}$  с экспериментальными значениями для одномодового диодного лазера с вертикальным резонатором фирмы ULM Photonics, излучавшего

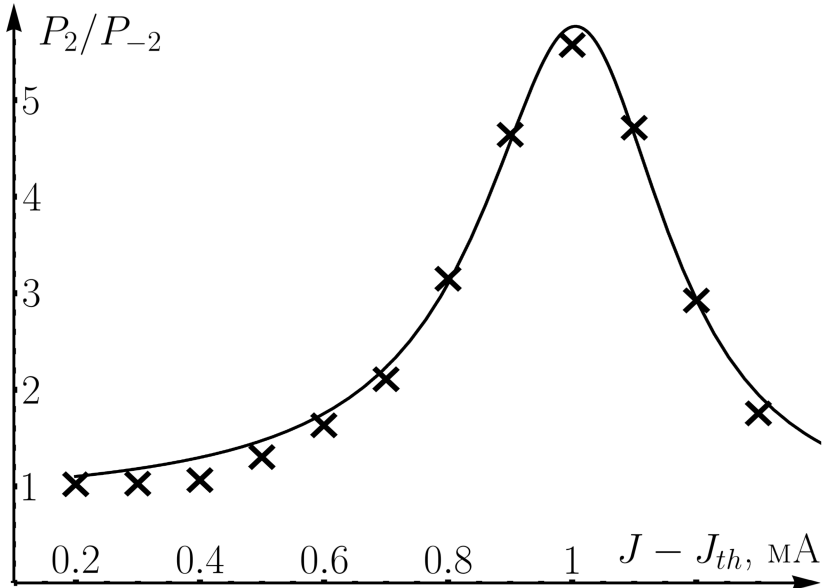


Рис. 5. Зависимость отношения мощностей вторых боковых компонент спектра от превышения тока инжекции над пороговым. Сплошная кривая построена по решению уравнений (17). Кресты — экспериментальные данные, полученные С. А. Зибровым в работе [A9]

на длине волны 795 нм ( $D_1$ -линия  $^{87}\text{Rb}$ ). Пороговый ток лазера составлял 0.6 мА. Частота модуляции была равна 3 ГГц.

Таким образом, проведённый анализ показал, что спектры диодных лазеров с вертикальным резонатором в режиме СВЧ-модуляции тока инжекции могут иметь асимметрию, отличную от «глобальной». Кроме того, решение продемонстрировало новую резонансную зависимость для отношения  $P_2/P_{-2}$  как функции тока инжекции, которое затем было экспериментально подтверждено.

В **заключении** приведены основные результаты работы, которые обобщаются следующим образом.

1. Выполнено теоретическое исследование магнитного резонанса на оптическом переходе  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 1$ . Показано, что его частота испытывает ориентационный сдвиг, если поляризация излучения имеет остаточную эллиптичность. Полученная оценка показывает, что величина сдвига эквивалентна изменению магнитного поля с индукцией 0.5 Гс на  $\sim 10$  пТ при ширине резонанса  $\sim 50$  Гц в атомах  $^{87}\text{Rb}$  при коэффициенте эллиптичности 1/100. Указанный ориентационный сдвиг можно уменьшить за счёт модуляции амплитуды РЧ-поля периодическим пугом импульсов. Тем самым обоснована возможность использования магнитного резонанса на одиночном переходе между подуровнями  $m_{F_g} = \mp 1$  основного состояния атомов  $^{87}\text{Rb}$  в переносных магнитометрах.
2. Решена задача описания резонанса когерентного пленения населённостей в случае  $\Lambda$ -схемы уровней и поля вида  $\mathcal{E}(t) = \mathcal{E}_0 \cos[\omega_0 t + a \sin \Omega t + b \sin \omega_m t]$ , где  $\omega_m \gg \Omega$ . Обобщение модели на случай двойной  $\Lambda$ -схемы уровней и неравенства мощностей компонент спектра излучения показало, что отличие частот синфазного и квадратурного сигналов является следствием асимметрии резонанса когерентного пленения населённостей. Таким образом установлено, что его нельзя использовать для подавления светового сдвига частоты перехода «0 – 0» атомов  $^{87}\text{Rb}$  или  $^{133}\text{Cs}$  за счёт вариации спектра полихроматического лазерного излучения.
3. Показано, что модель фазово-амплитудной модуляции монохроматического поля не позволяет описать тип асимметрии спектров излучения диодных лазеров с вертикальным резонатором в режиме глубокой СВЧ-модуляции тока инжекции. Рассмотрен подход А. П. Богатова для описания спектров таких лазеров с учётом нелинейного взаимодействия компонент спектра в случае, когда существенны амплитуда несущей и первых четырёх боковых полос. Полученное решение корректно описывает асимметрию соответствующих экспериментальных спектров.

## Список публикаций по теме диссертации

### Публикации в рецензируемых научных изданиях, индексируемых в международных базах данных Web of Science и Scopus

- A1. Solitary Line of Double Radio-Optical Magnetic Resonance in Atoms of  $^{87}\text{Rb}$  / E. A. Tsygankov, S. A. Zibrov, V. P. Yakovlev, V. L. Velichansky, A. N. Kozlov // *Physics Procedia*. — 2015. — Т. 71. — С. 237—241. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1875389215011219>.
- A2. Структура магнитного резонанса в атомах  $^{87}\text{Rb}$  / А. Н. Козлов, С. А. Зибров, А. А. Зибров, В. И. Юдин, А. В. Тайченачев, В. П. Яковлев, Е. А. Цыганков, А. С. Зибров, В. В. Васильев, В. Л. Величанский // *Журнал Экспериментальной и Теоретической физики*. — 2016. — Май. — Т. 149, № 5. — С. 955—964. — URL: <http://jetp.ras.ru/cgi-bin/r/index/r/149/5?a=list>.
- A3. Controlling the light shift of the CPT resonance by modulation technique / E. A. Tsygankov, S. V. Petropavlovsky, M. I. Vaskovskaya, S. A. Zibrov, V. L. Velichansky, V. P. Yakovlev // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2017. — Дек. — Т. 941. — С. 012055. — URL: <https://doi.org/10.1088/1742-6596/941/1/012055>.
- A4. Modulation spectroscopy of coherent population trapping resonance and light shifts / D. S. Chuchelov, V. V. Vassiliev, M. I. Vaskovskaya, V. L. Velichansky, E. A. Tsygankov, S. A. Zibrov, S. V. Petropavlovsky, V. P. Yakovlev // *Physica Scripta*. — 2018. — Т. 93, № 11. — С. 114002. — URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1402-4896/aae1a0>.
- A5. Single magneto-optical resonance in a modulated RF field / E. A. Tsygankov, S. A. Zibrov, A. S. Zibrov, M. I. Vaskovskaya, D. S. Chuchelov, V. V. Vassiliev, V. L. Velichansky, S. V. Petropavlovsky, V. P. Yakovlev // *Phys. Rev. A*. — 2019. — Июнь. — Т. 99, вып. 6. — С. 063835. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.99.063835>.
- A6. Effect of the buffer gases on the light shift suppression possibility / M. I. Vaskovskaya, E. A. Tsygankov, D. S. Chuchelov, S. A. Zibrov, V. V. Vassiliev, V. L. Velichansky // *Opt. Express*. — 2019. — Ноябрь. — Т. 27, № 24. — С. 35856—35864. — URL: <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-27-24-35856>.
- A7. Two-quantum magnetic resonance driven by a comb-like rf field / E. A. Tsygankov, S. A. Zibrov, A. S. Zibrov, V. V. Vassiliev, D. S. Chuchelov, M. I. Vaskovskaya, S. V. Petropavlovsky, V. P. Yakovlev // *Opt. Lett.* — 2020. — Сент. — Т. 45, № 18. — С. 5205—5208. — URL: <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-45-18-5205>.
- A8. Study of factors affecting the light shift of the CPT resonance / D. S. Chuchelov, E. A. Tsygankov, M. I. Vaskovskaya, S. A. Zibrov, V. L.

Velichansky, S. V. Petropavlovsky, V. P. Yakovlev // Journal of Physics: Conference Series. — 2020. — Дек. — Т. 1686. — С. 012029. — URL: <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1686/1/012029>.

- A9. Specific features of the VCSEL spectra under microwave current modulation / E. A. Tsygankov, S. A. Zibrov, M. I. Vaskovskaya, D. S. Chuchelov, V. V. Vassiliev, V. L. Velichansky, A. E. Drakin, A. P. Bogatov // Opt. Express. — 2022. — Янв. — Т. 30, № 2. — С. 2748–2758. — URL: <http://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?URI=oe-30-2-2748>.

## Публикации в материалах научных конференций

- B1. Двойной радиооптический резонанс в магнитном поле: модуляция коэффициента поглощения / Е. А. Цыганков, В. П. Яковлев, В. Л. Величанский, С. А. Зибров, А. А. Зибров // Научная сессия НИЯУ МИФИ—2014. Аннотации докладов: в 3-х томах. — 2014. — Т. 2. — С. 136. — URL: <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=25659943>.
- B2. Уединённая линия двойного радиооптического магнитного резонанса в атомах  $^{87}\text{Rb}$  / Е. А. Цыганков, С. А. Зибров, А. А. Зибров, В. П. Яковлев, В. В. Васильев, В. Л. Величанский, В. И. Юдин, А. Е. Тайченачев, А. Н. Козлов // XV школа молодых ученых ФИАН. Труды конференции. — 2014. — С. 249–250. — URL: <https://sites.lebedev.ru/ru/u-nk/3379.html>.
- B3. Уединённая линия двойного радиооптического магнитного резонанса в атомах  $^{87}\text{Rb}$  / Е. А. Цыганков, С. А. Зибров, В. П. Яковлев, В. Л. Величанский, А. Н. Козлов // Научная сессия НИЯУ МИФИ—2015. Аннотации докладов: в 3-х томах. — 2015. — Т. 2. — С. 183а. — URL: <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=25145847>.
- B4. Осциллирующая структура радиооптического резонанса в магнитном поле на переходе  $1 \rightarrow 1$  / Е. А. Цыганков, С. А. Зибров, А. С. Зибров, А. А. Зибров, В. В. Васильев, В. Л. Величанский, В. И. Юдин, А. Е. Тайченачев // Проблемы математической и теоретической физики и математическое моделирование. Сборник докладов V Международной конференции. — 2016. — Т. 2. — С. 163–165. — URL: <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=26749391>.
- B5. Контроль светового сдвига частоты КРН-резонанса модуляционным методом / Е. А. Цыганков, С. В. Петропавловский, М. И. Васьковская, С. А. Зибров, В. Л. Величанский, В. П. Яковлев // Лазерные, плазменные исследования и технологии ЛАПЛАЗ—2017. Сборник научных трудов III Международной конференции. — 2017. — С. 221. — URL: <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=29380575>.
- B6. Усиление уединённого магнитооптического резонанса в модулированном радиочастотном поле / Е. А. Цыганков, С. А. Зибров, М. И. Васьковская, С. В. Петропавловский, А. С. Поляков, В. П. Яковлев // Лазерные,

- плазменные исследования и технологии ЛАПЛАЗ—2019. Сборник научных трудов V Международной конференции. — 2019. — С. 45. — URL: <https://elibrary.ru/item.asp?id=40875301>.
- В7. Метрологические свойства магнитооптического резонанса в радиочастотной гребенке частот / Е. А. Цыганков, С. А. Зибров, В. В. Васильев, Д. С. Чучелов, М. И. Васьковская, В. П. Яковлев // Лазерные, плазменные исследования и технологии ЛАПЛАЗ—2021. Сборник научных трудов VII Международной конференции. — 2021. — С. 65–66. — URL: <https://elibrary.ru/item.asp?id=45698249>.

## Список литературы

1. Active light shift stabilization in modulated CPT clocks / V. Shah [и др.] // 2006 IEEE International Frequency Control Symposium and Exposition. — 2006. — Июнь. — С. 699–701.
2. *McGuyer, B. H.* Simple method of light-shift suppression in optical pumping systems / B. H. McGuyer, Y.-Y. Jau, W. Happer // Applied Physics Letters. — 2009. — Т. 94, № 25. — С. 251110. — eprint: <http://dx.doi.org/10.1063/1.3158961>. — URL: <http://dx.doi.org/10.1063/1.3158961>.
3. Experimental and theoretical comparison of different optical excitation schemes for a compact coherent population trapping Rb vapor clock / Z. Warren [и др.] // Metrologia. — 2017. — Авг. — Т. 54. — С. 418.
4. *Vanier, J.* The quantum physics of atomic frequency standards / J. Vanier, C. Audoin. — 1989. — URL: <https://books.google.ru/books?id=DVFLAQAAIAAJ>.
5. *Kitching, J.* Miniature vapor-cell atomic-frequency references / J. Kitching, S. Knappe, L. Hollberg // Applied Physics Letters. — 2002. — Т. 81, № 3. — С. 553–555. — eprint: <https://doi.org/10.1063/1.1494115>. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.1494115>.
6. Metrological characterization of custom-designed 894.6 nm VCSELs for miniature atomic clocks / F. Gruet [и др.] // Opt. Express. — 2013. — Март. — Т. 21, № 5. — С. 5781–5792. — URL: <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-21-5-5781>.
7. Amplitude/phase modulation and spectrum of the vertical-cavity surface-emitting laser output / M. I. Vaskovskaya [и др.] // Quantum Electron. — 2017. — Сент. — Т. 47, № 9. — С. 835–841. — URL: <https://doi.org/10.1070/qel16374>.
8. *Eisenstein, G.* Green Photonics and Electronics / G. Eisenstein, D. Bimberg. — Springer, 2017.

Подписано в печать: 12.01.2024  
Заказ №19783. Тираж 70 экз.  
Бумага офсетная. Формат 60х90/16.  
Типография «1 1-й ФОРМАТ»  
ИНН 7726330900  
115230, Москва, Варшавское ш., 36  
(977) 518-13-77 (499) 788-78-56  
[www.avtoreferat.ru](http://www.avtoreferat.ru)    [riso@mail.ru](mailto:riso@mail.ru)