

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ. ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА

Частотно-модуляционная спектроскопия когерентных темных резонансов многоуровневых атомов в магнитном полеЮ. В. Владимирова^{1,2,a}, В. Н. Задков^{1,2}¹ *Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра общей физики и волновых процессов. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.*² *Международный учебно-научный лазерный центр МГУ имени М. В. Ломоносова. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 62.*E-mail: ^avladimirova@phys.msu.ru

Статья поступила 05.09.2010, подписана в печать 21.09.2010

Проведено теоретическое исследование резонансов когерентного пленения населенности (КПН), возбуждаемых на зеемановских подуровнях на переходе $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1$ D_1 -линии поглощения атома ^{87}Rb частотно-модулированным (ЧМ) полем. Рассмотрено влияние нелинейного эффекта Зеемана на структуру наблюдаемых резонансов. Выполнены расчеты спектров резонансов КПН для различных значений индукции магнитного поля и проведено сравнение с экспериментальными данными.

Ключевые слова: когерентное пленение населенностей, когерентный темный резонанс, частотно-модулированная спектроскопия, нелинейный эффект Зеемана.

УДК: 535.34, 537.632.5. PACS: 42.50.Hz, 42.50.Gy, 32.70.Jz, 32.10.Dk.

Введение

Эффект когерентного пленения населенности (КПН) является одним из самых интригующих нелинейных явлений, проявляющихся в многоуровневых системах при взаимодействии с излучением. Благодаря малой ширине резонансы КПН нашли широкое применение в различных прецизионных спектроскопических приложениях, таких как метрология [1], магнитометрия [2], в высокочувствительных лазерных интерферометрах для регистрации гравитационных волн [3]. Явления квантовой когерентности и интерференции лежат в основе лазеров без инверсии [4]. Представляет интерес возможность использования эффекта КПН для охлаждения атомов и оптической бистабильности, а также при создании элементной базы квантовых компьютеров и квантовых систем связи (см., например, [5, 6]).

Отдельной интересной задачей является исследование спектров резонансов КПН в парах щелочных металлов и возможность создания чувствительных и высокоточных магнетометров с использованием эффекта КПН в кюветах, наполненных парами атомов щелочных металлов. Щелочные магнетометры широко используются для прецизионного определения магнитного поля в широком динамическом диапазоне (вплоть до мТл) и обладают чувствительностью на уровне долей нТл (см., например, [7]). Они находят применение для измерений магнитного поля Земли, лабораторных полей, в медицине для проведения магнитной кардиографии [8] и в ряде важных фундаментальных исследований (например, в экспериментах по поиску электрического дипольного момента нейтрона [9]).

Существует две экспериментальные методики для наблюдения спектров резонансов КПН. Первая использует два резонансных лазерных поля, взаимодействующих

с исследуемым веществом. Вторая, более простая, использует одно лазерное поле, модулированное по частоте. Оптическая частотно-модуляционная (ЧМ) спектроскопия, методы которой начали развиваться в начале 1980-х гг., в настоящее время продолжает играть ключевую роль в прецизионных измерениях в таких областях физики, как детектирование гравитационных волн, стандарты частоты, измерение слабых магнитных полей и др. (см. обзор [4]). В наших предыдущих работах [11–13] были разработаны теоретические методы расчета динамики формирования резонансов КПН и спектров поглощения в случае трехуровневой Λ -системы, взаимодействующей с ЧМ-полем. В работе [13] проведено сравнение теоретических расчетов с экспериментальными результатами по ЧМ спектроскопии темных резонансов в Rb в магнитных полях, полученными в Физическом институте им. П. Н. Лебедева РАН. Исследовался рабочий переход атома ^{87}Rb $5^2S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5^2P_{1/2}(F=1)$, уровни которого в магнитном поле расщеплялись на три и пять зеемановских подуровней соответственно, образуя три Λ -системы. Расчеты проводились в приближении трехуровневой модели, когда все три Λ -системы эквивалентны (расщепления нижних подуровней практически эквидистантны) и их можно аппроксимировать одной трехуровневой системой. На самом деле это верно только в случае слабых магнитных полей, не более 10 Гс (т.н. линейный эффект Зеемана). При увеличении напряженности магнитного поля расщепление нижних подуровней уже не является эквидистантным и каждая из трех Λ -систем дает свой вклад в резонанс КПН.

В настоящей работе проведен расчет спектров резонансов КПН для многоуровневых атомов при различных значениях напряженности магнитного поля.

1. Эффект когерентного пленения населенности

Эффект КПН наиболее ярко проявляется в трехуровневой системе с двумя близко расположенными долгоживущими уровнями $|1\rangle$ и $|2\rangle$ с частотным расщеплением ω_{12} и третьим удаленным от них уровнем $|3\rangle$ (Λ -система), возбужденной двумя непрерывными лазерными полями, так что удаленный уровень оптически связан с двумя другими уровнями электрическими дипольными переходами (рис. 1).

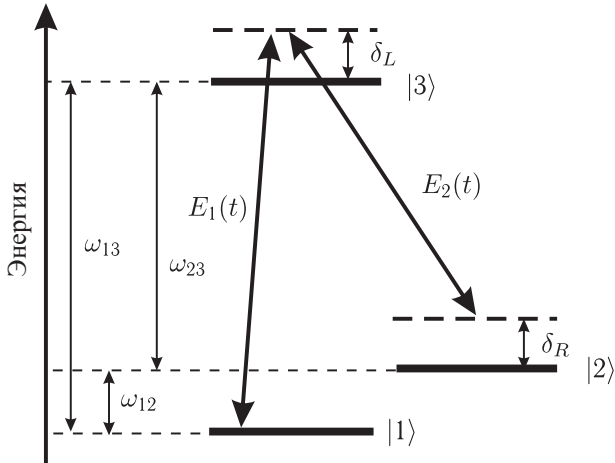


Рис. 1. Схема трехуровневой Λ -системы, взаимодействующей с двумя лазерными полями $E_1(t)$ и $E_2(t)$; δL — однофотонная лазерная расстройка на переходе $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$; δR — двухфотонная рамановская расстройка

Если переход $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ в дипольном приближении запрещен и два монохроматических поля $E_1 \exp(-i\omega_{L1}t - i\varphi_1)$, $E_2 \exp(-i\omega_{L2}t - i\varphi_2)$ находятся в резонансе с соответствующими переходами $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$, $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$, то в результате квантовой интерференции при нулевой отстройке $\delta_R = \omega_{L1} - \omega_{L2} - \omega_{12}$ формируется резонанс КПН. Он проявляется в спектре поглощения как узкий провал и может наблюдаться, например, при сканировании одного из действующих полей, например ω_{L1} . Таким образом, возникает индуцированное светом просветление среды, получившее также название электромагнитно-индуцированной прозрачности [14, 15]. Резонансы КПН имеют малую спектральную ширину, которая в экспериментах по спектроскопии насыщения/флуоресценции паров атомов Cs с буферными газами при комнатной температуре может составлять десятки герц [16, 17].

Теоретически, явление КПН было подробно изучено в рамках трехуровневой модели в классической работе Аримондо [18], позволяющей выполнить основные расчеты в аналитической форме. В работах [19, 20] детально рассмотрен частный случай щелочных атомов в приближении высокого давления буферного газа, позволяющего пренебречь вкладом эффекта Доплера. В общем случае N -уровневый атом в работе [21] нами предложена универсальная теория для расчета резонансов КПН в многоуровневых атомах, взаимодействующих с двумя полями, позволяющая рассчитывать возбуждение произвольных схем атомных уровней с учетом эффектов релаксации, индукции магнитно-

го поля и эффекта Доплера, а в работах [11, 12] предложена двухчастотная модель для расчета резонансов КПН в многоуровневых атомах, взаимодействующих с частотно-модулированным (ЧМ) полем. В настоящей работе мы распространим разработанные нами методы расчета на случай многоуровневой (восьмиуровневой) системы, описывающей переход $5S_{1/2}(F_g = 2) \rightarrow 5P_{1/2}(F_e = 1)$ D_1 -линии ^{87}Rb .

2. Модуляционная лазерная спектроскопия резонансов КПН в атоме Rb

Взаимодействие трехуровневой Λ -системы с модулированным полем существенно усложняет структуру спектров поглощения. В отличие от случая взаимодействия с двумя монохроматическими полями, когда наблюдается один резонанс КПН, при взаимодействии Λ -системы с ЧМ полем в спектре поглощения наблюдаются дополнительные резонансы [11]. Кроме того наличие зеемановской структуры усложняет картину формирования резонансов КПН и существенно влияет на наблюдаемые параметры резонансов [21].

Возможны два типа экспериментов по наблюдению резонансов КПН в постоянном магнитном поле, основанных на применении одного лазера, модулированного по частоте:

1. Низкочастотная модуляционная спектроскопия обеспечивает наблюдение резонансов КПН в случае, когда ЧМ поле возбуждает переходы только с одного сверхтонкого подуровня, например $F_g = 2$, где F — квантовое число полного момента атома.

2. Высокочастотная модуляционная спектроскопия обеспечивает наблюдение резонансов КПН при одновременном возбуждении двух сверхтонких подуровней $F = 1$ и $F = 2$.

Таким образом возможны две конфигурации для создания КПН (см., например, [7, 13, 22]): на зеемановских подуровнях основного состояния, и на уровнях сверхтонкой структуры разных основных состояний.

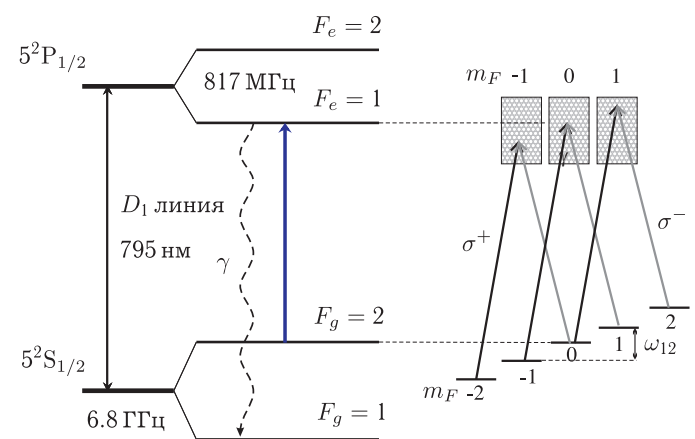


Рис. 2. Структура D_1 -линии атома ^{87}Rb . Рабочим является переход $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1$. В магнитном поле уровни $F_g = 2$ и $F_e = 1$ расщепляются на $2F + 1$ подуровня каждый. Пары зеемановских подуровней основного состояния $\Delta m_F = 2$ и зеемановские подуровни возбужденного состояния образуют цепочку из трех Λ -систем

В настоящей работе исследуется взаимодействие ЧМ-поля с системой зеемановских подуровней атома ^{87}Rb на переходе $5S_{1/2}(F_g = 2) \rightarrow 5P_{1/2}(F_e = 1)$ (рис. 2). Выбор данного перехода обусловлен тем, что сверхтонкие компоненты возбужденного уровня этого перехода разрешаются на фоне доплеровского уширения, что позволяет исследовать взаимодействие излучения выборочно с этим переходом в кювете, наполненной атомными парами при комнатной температуре. Кроме того, указанный переход обеспечивает наиболее высокий контраст резонансов КПН на зеемановских подуровнях [23, 24].

В эксперименте модуляция излучения осуществляется с помощью модуляции тока лазерного диода на частоте Ω_{mod} [13]. При этом происходит как амплитудная модуляция излучения (АМ), характеризующаяся индексом амплитудной модуляции R , так и частотная модуляция (ЧМ) с индексом частотной модуляции M . В случае гармонической модуляции лазерное поле записывается как

$$E(t) = E_0[1 + R \sin(\Omega_{\text{mod}}t + \Psi)] \times \exp[i(\omega_0 t + M \sin \Omega_{\text{mod}}t)] + \text{с. с.} = \frac{E_0}{2} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} a_n \exp(i(\omega_0 + n\Omega_{\text{mod}})t) + \text{с. с.}, \quad (1)$$

где Ψ описывает относительную фазу между частотной и амплитудной модуляцией, а коэффициенты a_n в разложении Фурье выражаются через функции Бесселя $J_n(M)$:

$$a_n = J_n(M) - i \frac{R}{2} J_{n-1}(M) e^{i\Psi} + i \frac{R}{2} J_{n+1}(M) e^{-i\Psi}. \quad (2)$$

Спектр поля меняется при изменении индекса M и частоты Ω_{mod} . Когда Ω_{mod} фиксирована, увеличение индекса модуляции ведет к увеличению числа полос в спектре, расстояние между которыми равно Ω_{mod} [11].

При взаимодействии Λ -системы с ЧМ-полем каждая пара частотных компонентов спектра дает вклад в резонанс КПН, который формируется, когда разность частот совпадает с зеемановским расщеплением ω_{12} основного состояния. Таким образом, в спектре возникают дополнительные резонансы КПН, называемые резонансами высших порядков. Условие их возникновения имеет вид: $\omega_{12} = k\Omega_{\text{mod}}$, где целое число k называется порядком резонанса. Экспериментально резонансы КПН наблюдаются либо при изменении Ω_{mod} при фиксированной величине внешнего магнитного поля, либо при фиксированной Ω_{mod} за счет изменения магнитного поля [11, 12].

Индекс амплитудной модуляции R в эксперименте, описанном в работе [13], не превосходит 0.025, поэтому учет амплитудной модуляции качественно не меняет структуру спектра резонансов КПН, а лишь незначительно влияет на амплитуды резонансов. Далее в работе, говоря о ЧМ поле мы будем подразумевать, что амплитудная модуляция также учитывается в расчетах.

В эксперименте [13] для повышения отношения сигнал/шум при регистрации резонансов КПН частота модуляции дополнительно изменялась с частотой $f = 10$ кГц в диапазоне $\text{dev} = (5 \div 500)$ кГц, после

чего использовался метод синхронного детектирования на частоте f . Дополнительная модуляция также учтена в расчетах как $\Omega_{\text{mod}}(t) = \text{dev} \sin(ft)$.

3. Зеемановское расщепление сверхтонкой структуры основного состояния атома ^{87}Rb

В магнитном поле уровни $F_g = 2$ и $F_e = 1$ атома ^{87}Rb расщепляются на $2F + 1$ подуровней каждый. Пары зеемановских подуровней основного состояния $F_g = 2$ с $\Delta m_F = 2$ (m_F — магнитное квантовое число) и зеемановские подуровни возбужденного состояния $F_e = 1$ образуют цепочку из трех Λ -систем. В слабом однородном магнитном поле (линейный эффект Зеемана) частоты расщепления одинаковы и три Λ -системы эквивалентны друг другу (рис. 3, а), поэтому в спектре поглощения наблюдается один резонанс КПН. При увеличении напряженности магнитного поля, за счет нелинейного эффекта Зеемана, расщепление нижних подуровней уже не является эквидистантным и каждая из трех Λ -систем дает вклад в резонанс КПН. Величины расщепления нижних уровней обозначим как ν_1, ν_2, ν_3 .

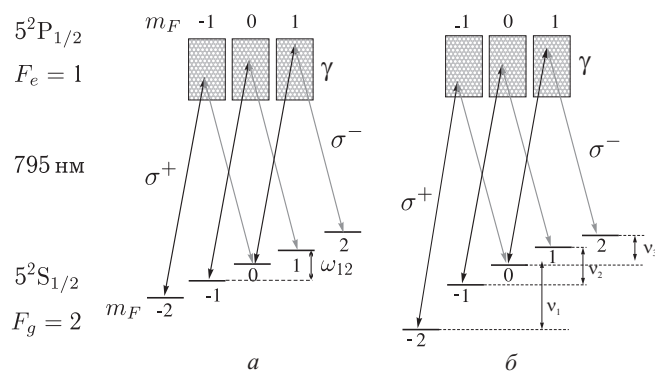


Рис. 3. Структура D_1 -линии атома ^{87}Rb в магнитном поле в случаях линейного эффекта Зеемана (а) и нелинейного эффекта Зеемана (б); ν_1, ν_2, ν_3 — расщепления нижних уровней с $\Delta m_F = 2$, ширина верхнего уровня γ

Величина зеемановского расщепления описывается формулой Брейта-Раби, которая дает более точное выражение, учитывая поправки второго приближения теории возмущений, по сравнению с учетом простого линейного эффекта Зеемана:

$$\nu_{m_F} = -\frac{\nu_{\text{hf}}}{2(2I + 1)} + m_F g_I B \frac{\mu_B}{h} \pm \frac{\nu_{\text{hf}}}{2} \sqrt{1 + \frac{4m_F}{2I + 1} x + x^2}, \quad (3)$$

где B — индукция магнитного поля, x задается выражением

$$x = (g_J - g_I) B \frac{\mu_B}{h\nu_{\text{hf}}},$$

I, J — квантовые числа ядерного момента и момента электронной оболочки, $F = I \pm J$, g_I, g_J — ядерный и электронный g -факторы, μ_B — магнетон Бора, μ_F — магнитное квантовое число, ν_{hf} — величина сверхтонкого расщепления. Значения этих величин для атома Rb приведены в таблице [28].

Константы для ^{87}Rb

Величина	Значение	Лит.
g -фактор g_I	$-0.000\,995\,141\,4(10)$	[29]
g -фактор g_I ($5^2S_{1/2}$)	$2.00233113(20)$	[29]
g -фактор g_I ($5^2P_{1/2}$)	0.666	[29]
ν_{hf} ($5^2S_{1/2}$)	$h \cdot 3.417\,341\,305\,452\,145(45)$ ГГц	[31]
ν_{hf} ($5^2P_{1/2}$)	$h \cdot 407.24(77)$ МГц	[29]
Магнетон Бора μ_B/h	$1.399624604(35)$ МГц/Гс	[30]

В случае малых магнитных полей ($x \ll 1$) величина расщепления магнитных подуровней, для которых $\Delta m_F = 2$, может быть записана в виде

$$\delta\nu = \delta\nu_{\text{lin}} + \delta\nu_{\text{nl}} \approx 2A'B - A''(m_{F,i-1} + m_{F,i+1})B^2,$$

$$A' = \frac{\mu_B}{h} g_F, \quad A'' = \frac{(\mu_B/h)^2 (g_I - g_I')^2}{8\nu_{\text{hf}}}, \quad (4)$$

где $g_F \approx g_I/(2I + 1)$, а значения коэффициентов A' , A'' и B приведены в [22]. Расщепление нижних уровней в слабом поле можно считать одинаковым, в результате чего в спектре поглощения наблюдается только один резонанс КПН. Это справедливо для величин магнитного поля меньше 10 Гс. При дальнейшем увеличении магнитного поля необходимо учитывать нелинейный эффект Зеемана, вследствие которого расщепление магнитных компонент становится неэквидистантным (рис. 3, б) и формируются три Λ -системы с различным расщеплением нижних уровней ν_1, ν_2, ν_3 . Чтобы найти величины этих расщеплений разложим формулу Брейта–Раби (3) по степеням x , и получим следующие выражения:

$$\begin{aligned} \nu_1 &= \nu_{m_F=0} - \nu_{m_F=-2} = (g_I + 3g_I') \frac{\mu_B}{2h} B + \Delta, \\ \nu_2 &= \nu_{m_F=1} - \nu_{m_F=-1} = (g_I + 3g_I') \frac{\mu_B}{2h} B, \\ \nu_3 &= \nu_{m_F=2} - \nu_{m_F=0} = (g_I + 3g_I') \frac{\mu_B}{2h} B - \Delta, \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$\Delta = \frac{1}{4\nu_{\text{hf}}} (g_I - g_I')^2 \left(\frac{\mu_B}{h} B \right)^2. \quad (6)$$

Таким образом, расщепление резонансов КПН определяется в первую очередь квадратичным по полю членом Δ .

4. Математическая техника расчетов

Динамика квантовой системы описывается матрицей плотности, а эволюция во времени определяется кинетическим уравнением вида

$$\frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} = \mathcal{L}_I \hat{\rho}. \quad (7)$$

Используя супероператорную технику (подробное описание см. в [21]) лиувиллиан N -уровневого атома в лазерном поле в приближении вращающегося поля, так же как и в двухуровневом случае, может быть представлен в виде суммы вкладов:

$$\mathcal{L}_I = \mathcal{L}_r + \mathcal{L}_e + \mathcal{L}_\delta + \mathcal{L}_i, \quad (8)$$

где \mathcal{L}_r — супероператор радиационного затухания, \mathcal{L}_e — супероператор упругой дефазировки, \mathcal{L}_i — супероператор взаимодействия с лазерным полем и \mathcal{L}_δ —

супероператор лазерной расстройки, дополняющий выбранный супероператор невозмущенной эволюции до супероператора свободной динамики атома в нулевом лазерном поле. Последний включает соответствующие расстройки всех действующих лазерных полей с учетом того, что свободная прецессия с частотами этих полей включена в супероператор невозмущенной динамики.

Супероператор радиационного затухания имеет вид

$$\mathcal{L}_r = \sum_{kl} \gamma_{kl} \left(\hat{P}_{lk} \odot \hat{P}_{kl} - \frac{1}{2} [\hat{P}_{kk}, \odot]_+ \right), \quad (9)$$

где двумерный массив γ_{kl} описывает скорости спонтанного распада для $k > l$ и скорости накачки для $k < l$. Супероператор упругой дефазировки описывается суммой

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_e &= \sum_{k < l} \left(\mathcal{L}_{\text{in}}^{kl} + \mathcal{L}_{\text{ex}}^{kl} \right) = \\ &= -\Gamma_{\text{in}}^{kl} (\hat{P}_{kk} \odot \hat{P}_{ll} + \hat{P}_{ll} \odot \hat{P}_{kk}) - \Gamma_{\text{ex}}^{kl} [\hat{I}_{kl}, \odot]^2, \end{aligned} \quad (10)$$

где Γ_{in}^{kl} , Γ_{ex}^{kl} — скорости дефазировки.

Супероператор лазерной расстройки зависит от типа рассматриваемого резонанса и обычно может быть записан в форме антисимметрического супероператора, представленного в виде коммутатора с операторами населенностей:

$$\mathcal{L}_\delta = i \sum_k \delta_k \left(\hat{P}_{kk} \odot - \odot \hat{P}_{kk} \right), \quad (11)$$

где δ_k — массив частотных расстроек.

Взаимодействие с лазерным полем может быть представлено в форме антисимметрического коммутатора с операторами поляризации

$$\mathcal{L}_i = -\frac{i}{2} \sum_{k < l} \Omega_{kl} \left[(\hat{P}_{kl} + \hat{P}_{lk}), \odot \right], \quad (12)$$

где Ω_{kl} — двумерный массив частот Раби kl -переходов.

Изложенная техника эффективна для аналитических и численных расчетов, связанных с решением как проблемы стационарного состояния, так и полной спектральной задачи для эволюционного супероператора \mathcal{L}_I [25, 26].

Решая систему уравнений (7) для конкретной задачи можно рассчитать, в частности, спектр поглощения Λ -системы. Для рассматриваемой восьмиуровневой системы число решаемых уравнений равно 64.

5. Расчет ЧМ-спектров поглощения линии D_1 атомов ^{87}Rb в магнитном поле

Для сравнения теоретических расчетов с экспериментальными данными нами был выбран соответствующий набор параметров исходя из экспериментальных данных для конкретных экспериментов с буферной и вакуумной кюветами [13]. Дипольные моменты d переходов взяты из работы [27], частоты Раби g и скорости распадов γ рассчитывались по формулам

$$g = \frac{dE(t)}{\hbar}, \quad \gamma = \frac{4d^2\omega^3}{3\hbar c^3},$$

где m и e — масса и заряд электрона соответственно, c — скорость света, ω — частота данного

перехода. Поле $E(t)$ представлено в виде (1) с учетом дополнительной модуляции. При этом зеемановское расщепление рассчитывалось по формуле (4) в случае линейного эффекта Зеемана и по формуле (5) в случае нелинейного эффекта Зеемана.

На основе математической техники, описанной в разд. 4, были рассчитаны спектры поглощения линии D_1 атомов ^{87}Rb в рамках восьмиуровневой модели, соответствующие параметрам эксперимента как в кюветах с чистым рубидием, так и в кюветах с буферным газом Кг [13].

Рассмотрим случай, когда магнитное поле фиксировано, т.е. величина зеемановского расщепления не изменяется, а меняется частота модуляции Ω_{mod} . На рис. 4,а приведены экспериментальный и теоретический спектры резонансов КПН (рассчитанные в восьмиуровневой модели) в вакуумной кювете. На отдельной шкале на экспериментальном графике для отдельных частот указаны значения индекса M частотной модуля-

ции [13]. Видно, что экспериментальный и теоретические графики хорошо согласуются между собой.

График зависимости ширины резонансов от их порядка k (рис. 4,б) показывает, что для малых k наблюдается заметное уменьшение ширины с ростом k , которое в дальнейшем насыщается. Наличие насыщения, по всей видимости, связано с модуляционной методикой регистрации, так как при частотной модуляции ширина наблюдаемого резонанса не может быть меньше амплитуды модуляции dev .

На рис. 5 представлен фундаментальный ($k=1$) резонанс КПН, зарегистрированный в буферной кювете в постоянном магнитном поле $B \approx 14$ Гс и сравнение с теоретическим расчетом. Вследствие квадратичного эффекта Зеемана резонанс на частоте $\nu \approx 19.55$ МГц расщеплен на три компонента [32]. Разности частот между компонентами равны $\nu_3 - \nu_2 = \nu_2 - \nu_1 = \Delta \approx 50$ кГц. Ширина резонансов КПН в кювете с буфером определяется в основном неоднородностью магнитного поля в кювете и вкла-

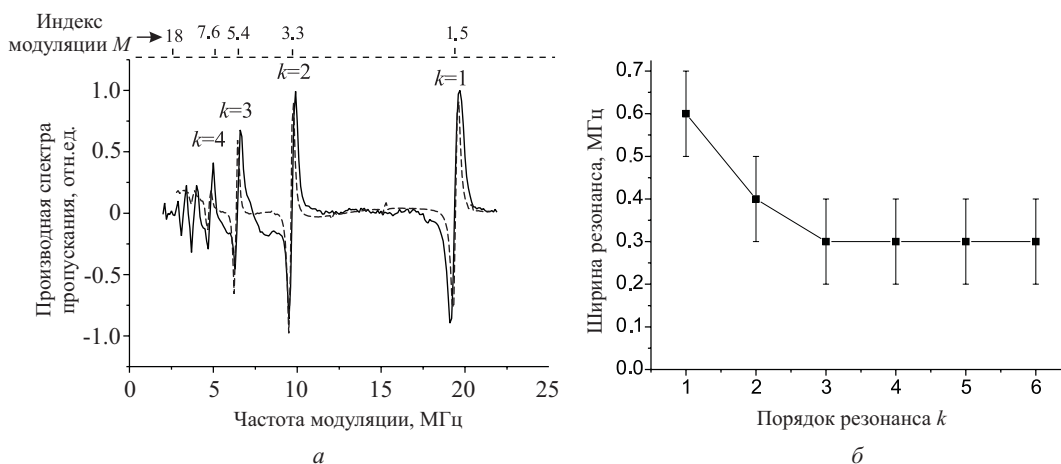


Рис. 4. а — Экспериментально зарегистрированный спектр резонансов КПН (сплошная линия) в кювете с парами ^{87}Rb при фиксированном магнитном поле $B = 14$ Гс, $\text{dev} = 200$ кГц, мощности возбуждающего ЧМ-света $P \approx 500$ мкВт, постоянной времени синхронного детектора $\tau = 3$ мс. На верхней шкале для отдельных резонансных частот указаны индексы M частотной модуляции. Результат теоретического расчета производной спектра пропускания кюветы для указанных параметров эксперимента (штриховая линия). Над резонансами подписаны значения их порядков k . При указанных параметрах эксперимента $k_{\text{max}} = 4$. б — Зависимость ширины резонансов от их порядка k

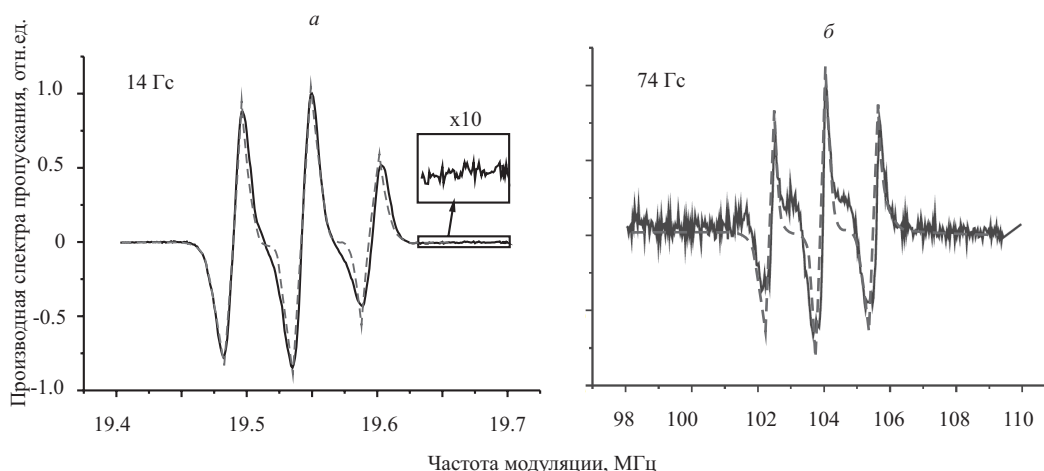


Рис. 5. Экспериментальные спектры резонансов КПН (сплошная линия), полученные в буферной кювете, и теоретический расчет (штриховая линия) при $B \approx 14$ Гс (а) и $B \approx 74$ Гс (б)

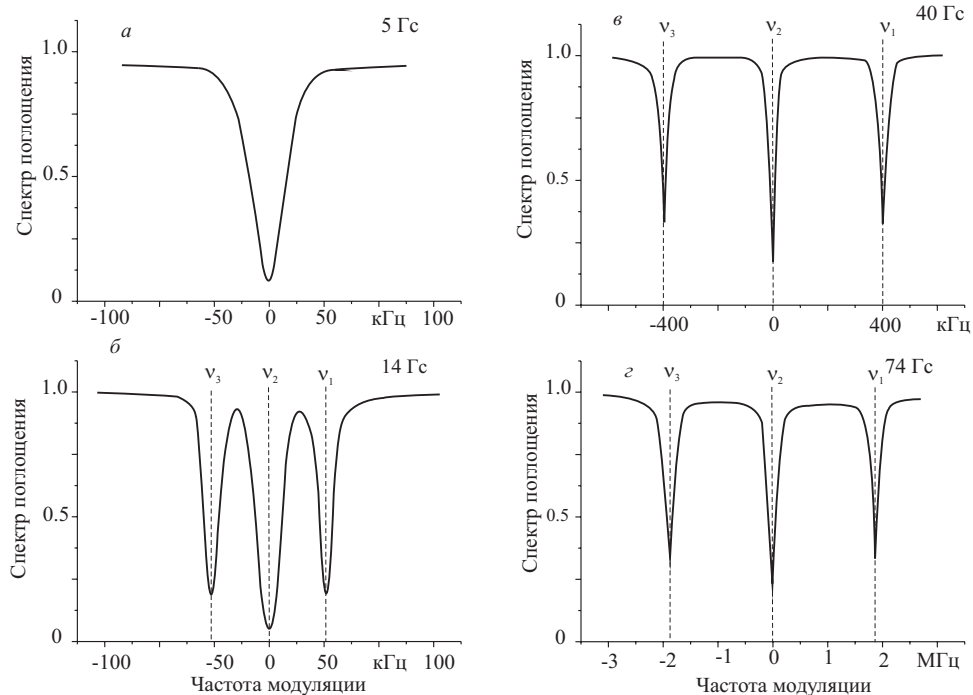


Рис. 6. Рассчитанные спектры резонансов КПН при четырех значениях индукции магнитного поля $B = 5, 14, 40$ и 74 Гс для кюветы с чистым рубидием. За нулевую отметку принято положение резонанса на частоте ν_2

дом квадратичного эффекта Зеемана. При индукции магнитного поля больше 10 Гс компоненты резонанса удастся разрешить, их ширина для $B = 14$ Гс составляет примерно 15 кГц. Для кюветы без буферного газа типичное значение ширины 200 кГц.

На рис. 6 представлены рассчитанные спектры резонансов КПН в чистом рубидии для четырех значений индукции магнитного поля. При $B = 5$ Гс (рис. 6, а) наблюдается один резонанс на частоте ν_2 , поскольку вклад квадратичного эффекта Зеемана в расщепление магнитных подуровней основного состояния меньше ширины резонанса. В трех остальных случаях (рис. 6, б–г) резонанс расщепляется на три компоненты на частотах ν_1, ν_2, ν_3 , и чем больше разность частот расщепления, тем меньше искажается форма резонанса и меньше его ширина. Ширины резонансов на рис. 6, а–г равны ~ 17 кГц (а), ~ 20 кГц (б), ~ 50 кГц (в) и ~ 0.25 МГц (г) соответственно.

Заключение

В настоящей работе исследовано влияние магнитного поля на ЧМ-спектры когерентных темных резонансов на D_1 -линии ^{87}Rb с учетом всех уровней перехода (восьмиуровневая модель). В магнитном поле верхний и нижний подуровни расщепляются на три и пять зеемановских подуровней, соответственно, образуя три Λ -системы. На основе методов теоретического расчета динамики формирования резонансов КПН, разработанных ранее в работах [11, 13, 21], проведены расчеты для случая слабых магнитных полей < 10 Гс (режим линейного эффекта Зеемана), и магнитных полей с индукцией в диапазоне от 14 до 74 Гс (режим нелинейного эффекта Зеемана). Проведено сравнение экспериментальных и теоретических результатов для двух значений индукции магнитного поля 14 Гс

и 74 Гс и показано, что результаты численных расчетов полностью воспроизводят экспериментальные данные как в отношении положения и ширины резонансов, так и в отношении формы спектров.

Работа выполнена при финансовой поддержке Федерального агентства по науке и инновациям (Роснаука) (госконтракт 02.740.11.0223).

Список литературы

1. Knappe S., Velichansky V., Robinson H.G. et al. // Rev. Sci. Instrum. 2003. **74**(6). P. 3142.
2. Fleischhauer M., Scully M.O. // Phys. Rev. A. 1994. **49**. P. 1973.
3. Caves C.M. // Phys. Rev. D. 1981. **23**. P. 1693.
4. Коcharовская О.А., Ханин Я.И. // Письма в ЖЭТФ. 1988. **48**. С. 581 (Kocharovskaya O.A., Khanin Ya.I. // JETP Lett. 1988. **48**. P. 630).
5. Julsgaard B., Sherson J., Cirac J.I. et al. // Nature. 2004. **432**. P. 482.
6. Wal C.H. van der, Eisaman M.D., Andrer A. et al. // Science. 2003. **301**. P. ??.
7. Schwindt P.D.D., Knappe S., Shah V. et al. // Appl. Phys. Lett. 2004. **85**. P. 6409.
8. Bison G., Wynands R., Weis A. // Appl. Phys. B. 2003. **76**, N 3. P. 325.
9. Kuzniak M., Bodek K., Brys T. et al. // J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol. 2005. **110**, N 4. P. 461.
10. Hall G.E., North S.W. // Ann. Rev. Phys. Chem. 2000. **51**. P. 243.
11. Владимирова Ю.В., Гришанин Б.А., Задков В.Н. и др. // ЖЭТФ. 2006. **130**, № 4(10). С. 609.
12. Vladimirova Yu., Grishanin B., Zadkov V. et al. // Laser Physics Lett. 2006. **3**, N 9. P. 427.
13. Vladimirova Yu.V., Zadkov V.N., Akimov A.V., Samokotina A.Yu. et al. // Applied Physics B. 2009. **97**. P. 35.
14. Harris S.E., Field J.E., Imamoglu A. // Phys. Rev. Lett. 1990. **64**. P. 1107.

15. Lukin M.D., Fleischhauer M., Scully M.O., Velichansky V.L. // Opt. Lett. 1998. **23**(4). P. 295.
16. Brandt S., Nagel A., Wynands R., Meschede D. // Phys. Rev. A. 1997. **56**. P. 1063.
17. Erhard M., Helm H. // Phys. Rev. A. 2001. **63**. P. 043813.
18. Arimondo E. // Progress in Optics. 1999. **35**. P. 257.
19. Tachenachev A.V., Tumaikin A.M., Yudin V.I. et al. // Phys. Rev. A. 2003. **67**. P. 033810.
20. Tachenachev A.V., Tumaikin A.M., Yudin V.I. et al. // Phys. Rev. A. 2004. **69**. P. 024501.
21. Vladimirova Yu., Grishanin B., Zadkov V. et al. // ЖЭТФ. 2003. **123**, № 4. С. 710 (JETP. 2003. **96**. С. 629).
22. Andreeva Ch., Bevilacqua G., Biancalana V. et al. // Appl. Phys. B. 2003. **76**. P. 667.
23. Tachenachev A.V., Tumaikin A.M., Yudin V.I., Nienhuis G. // Phys. Rev. A. 2004. **69**. P. 033410.
24. Зибров С.А., Величанский В.Л., Зибров А.С. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2005. **82**, № 8. P. 534.
25. Grishanin B.A., Zadkov V.N., Meschede D. // Phys. Rev. A. 1998. **58**. P. 4235.
26. Bargatin I.V., Grishanin B.A., Zadkov V.N. // Proc. SPIE. 1998. **3736**. P. 246.
27. Steck D.A. // <http://steck.us/alkalidata/index.html>. 2009.
28. White C.W., Hughes W.M., Hayne G.S., Robinson H.G. // Phys. Rev. A. 1973. **7**. P. 1178.
29. Arimondo E., Inguscio M., Violino P. // Rev. Mod. Phys. 1977. **49**. P. 31.
30. Mohr P.J., Taylor B. // Rev. Mod. Phys. 2000. **72**. P. 351.
31. Bize S., Sortais Y., Santos M.S. et al. // Europhysics Letters. 1999. **45**. P. 558.
32. Тайченачев А.В., Юдин В.И., Самокотин А.Ю. и др. // Письма в ЖЭТФ, **88**, № 6. С. 409.

Frequency-modulation spectroscopy of coherent dark resonances of multilevel atoms in magnetic field

Yu. V. Vladimirova^{1,2,a}, V. N. Zadkov^{1,2}

¹Department of General Physics and Wave Processes, Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.

²International Laser Center of M. V. Lomonosov Moscow State University, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.

E-mail: ^avladimirova@phys.msu.ru.

The results of theoretical study of the coherent dark resonances excited by frequency-modulated (FM) field at Zeeman sublevels of the transition $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1$ of D_1 -line (^{87}Rb) are presented and discussed. The influence of the nonlinear Zeeman effect on the structure of the coherent dark resonances are observed. The spectra of the coherent dark resonances, which is calculated for different values of the magnetic field are in a good agreement with the experimental data.

Keywords: coherent population trapping, coherent dark resonance, frequency-modulation spectroscopy, nonlinear Zeeman effect.

PACS: 42.50.Hz, 42.50.Gy, 32.70.Jz, 32.10.Dk.

Received 5 September 2010.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 6(2010).

Сведения об авторах

1. Владимировна Юлия Викторовна — канд. физ.-мат. наук, науч. сотр.; тел.: (495) 939-51-73, e-mail: vladimirova@phys.msu.ru.
2. Задков Виктор Николаевич — докт. физ.-мат. наук, профессор; тел.: (495) 939-23-71, e-mail: zadkov@phys.msu.ru.