ЖЭТФ, 2003, том 123, вып. 4, стр. 1–16

СПЕКТРОСКОПИЯ КОГЕРЕНТНЫХ ТЕМНЫХ РЕЗОНАНСОВ В МНОГОУРОВНЕВЫХ АТОМАХ НА ПРИМЕРЕ ПАРОВ САМАРИЯ

Ю. В. Владимирова[a], *Б. А. Гришанин*[*a], *В. Н. Задков*[**a],
Н. Н. Колачевский[b], *А. В. Акимов*[b], *Н. А. Кисилев*[b], *С. И. Канорский*[b]

[a] *Международный лазерный центр Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова
119899, Москва, Россия*

[b] *Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
117924, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 30 августа 2002 г.

Предложена универсальная теория для расчета резонансов когерентного пленения населенности (КПН) в многоуровневых атомах, позволяющая рассчитывать произвольные схемы многоуровневых атомов и их возбуждения с учетом эффектов релаксации в них, приложенного магнитного поля и эффекта Доплера. Результаты экспериментов по высокопрецизионной диодной спектроскопии когерентных темных резонансов в парах самария систематически проанализированы с помощью данной теории. В отсутствие магнитного поля модель самария основана на рассмотрении вырожденной Λ-системы на активных переходах $4f^66s^2(^7F_0) \leftrightarrow 4f^6(^7F)6s6p(^3P^0)^9F_1^0 \leftrightarrow 4f^66s^2(^7F_1)$, которая с учетом четвертого уровня $4f^66s^2(^7F_2)$, играющего роль резервуара, становится открытой системой. Численное моделирование резонансов КПН показывает, что открытый характер системы уменьшает контраст резонансных кривых в спектрах поглощения, не меняя ширины самих резонансов. Анализ системы выполнен также для случаев наложения внешнего продольного и поперечного магнитного поля, для которых показана адекватность, соответственно, 7- и 12-уровневых моделей атомных переходов.

PACS: 42.50.Hz, 42.50.Gy, 32.50.+d

1. ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействие электромагнитного поля с атомом является одной из наиболее фундаментальных проблем квантовой оптики. Известно, что многоуровневые атомы проявляют здесь существенно более широкий спектр эффектов, чем двухуровневые атомы, за счет индуцированной полем когерентности между атомными состояниями и квантовой интерференции. Трехуровневые системы, реализуемые в Λ-, Ξ- и V-конфигурациях, играют важную роль для изучения этих эффектов, являясь промежуточной по сложности системой между двухуровневыми и многоуровневыми атомами. В них наблюдается целый ряд новых эффектов, из которых когерентное пленение населенности (КПН) является одним из самых интригующих явлений, интенсивно исследовавшихся экспериментально и теоретически (см. обзор [1] и ссылки в нем). Эффект КПН наиболее ярко проявляется в трехуровневой системе с двумя близкими долгоживущими уровнями и третьим удаленным от них уровнем (Λ- или V-система), возбужденной двумя непрерывными лазерными полями, так что удаленный уровень оптически «связан» с двумя другими уровнями. Настройка возбуждающих систему полей в резонанс с ее дипольными переходами приводит к пленению населенности системы в когерентной суперпозиции двух близкорасположенных уровней. В спектрах рамановского поглощения этот эффект проявляется в виде очень узкого провала на фоне линии поглощения, а в спектрах резонансной флуоресценции он наблюдается как отсутствие эмиссии, что и дало название «темный (или КПН-) резонанс».

Явление КПН в настоящее время широко исполь-

[*] E-mail: grishan@comsim1.phys.msu.su
[**] E-mail: zadkov@comsim1.phys.msu.su

зуется в различных приложениях, таких как магнетометрия, метрология и др. [2–6]. Со времени первого наблюдения резонанса КПН в парах натрия [2] большинство экспериментальных исследований резонансов КПН было выполнено со щелочными атомами [1, 7], у которых в качестве нижних уровней Λ-системы использовались сверхтонкие компоненты основного состояния с характерным расщеплением в несколько ГГц. Большое время жизни когерентной суперпозиции нижних состояний атомов щелочных металлов делает возможным регистрацию контрастных и высокодобротных резонансов КПН благодаря наличию прецизионных стабильных лазерных систем, перестраиваемых в области резонансного перехода и относительно простой фазовой привязки возбуждающих световых полей. Так, в чистых парах цезия зарегистрированы резонансы с шириной около 10 кГц [7]. Дальнейшее уменьшение ширины резонанса возможно при введении в ячейку инертного буферного газа (Ne, He, Ar) при давлении несколько кПа за счет увеличения времени нахождения атомов в световом пучке при сохранении когерентности суперпозиционного состояния нижних уровней, слабо дефазируемых столкновениями с атомами буферного газа. В частности, для комбинации цезий–неон достигнута рекордно узкая ширина резонанса порядка 50 Гц [7].

Для атомов редкоземельных элементов специфика КПН связана с тем, что характерное расстояние между компонентами тонкой структуры, используемыми в качестве нижних уровней Λ-системы, существенно превышает сверхтонкое расщепление основного состояния щелочных атомов и составляет 10–100 ТГц. При этом характерное время спонтанного распада этих уровней обусловлено магнитодипольными переходами и составляет несколько секунд, что не является препятствием для наблюдения сверхузких резонансов. Эти уровни также слабочувствительны к атомным столкновениям, поскольку они хорошо заэкранированы внешней замкнутой оболочкой. С учетом этого атомы редкоземельных элементов также являются перспективными для использования в метрологических приложениях, например, для создания вторичного стандарта частоты (см., например, [8]). Одним из наиболее перспективных для метрологических приложений является атом самария, схема уровней которого существенно проще, чем у атома цезия, особенно в приложенных магнитных полях. Именно поэтому он и был нами выбран в качестве «пробного камня» для проверки разработанной нами общей теории КПН в многоуровневых атомах.

Теоретически явление КПН подробно изучено в рамках трехуровневой модели [1], позволяющей выполнить расчеты в аналитической форме. Для случая многоуровневых систем эта простая модель, однако, значительно усложняется, в результате чего ее аналитическое исследование в большинстве случаев становится невозможным. В настоящей работе представлена общая теоретическая модель для численного анализа спектров КПН в атомах с произвольным числом уровней и выполнено ее сравнение с экспериментальными данными для самария [9].

В разд. 2 представлен эффект КПН в рамках трехуровневой модели Λ-системы, которая является простейшей моделью этого эффекта. Раздел 3 содержит описание общей математической техники расчета стационарных состояний активных атомов и соответствующих населенностей уровней, коэффициентов поглощения и дисперсии приложенных полей с точки зрения спектроскопии темных резонансов. В разд. 4 рассматривается методика учета эффекта Доплера при расчете поглощения среды. В разд. 6 приводится описание эксперимента по исследованию КПН в парах атомов самария. Для атомов самария полный учет зеемановской структуры уровней, задействованных в процессе формирования резонансов КПН, требует использования 12-уровневой модели, однако уже существенно более простая 4-уровневая система дает хорошее качественное соответствие с экспериментальными данными. В разд. 5 дается общее описание этой модели и параметров, необходимых для проведения расчетов и их сравнения с экспериментальными результатами. В разд. 7 излагаются результаты расчета поглощения для случаев отсутствия магнитного поля и наложения продольного и поперечного магнитных полей, а также выполняется сравнение полученных результатов с экспериментальными данными. В разд. 8 сформулированы основные выводы. В Приложении рассматриваются особенности резонансов КПН на фоне доплеровски уширенной линии в продольном и поперечном магнитных полях.

2. ЭФФЕКТ КПН В Λ-СИСТЕМЕ

В простейшей трехуровневой системе атомных переходов в Λ-конфигурации два нижних долгоживущих уровня $|1\rangle$ и $|2\rangle$ с частотным расщеплением Δ связаны с верхним возбужденным энергетическим уровнем $|3\rangle$ двумя световыми полями (рис. 1). Если переход $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ в дипольном приближении запрещен и два поля $E_1 \exp(-i\omega_{L1}t - i\varphi_1)$ и

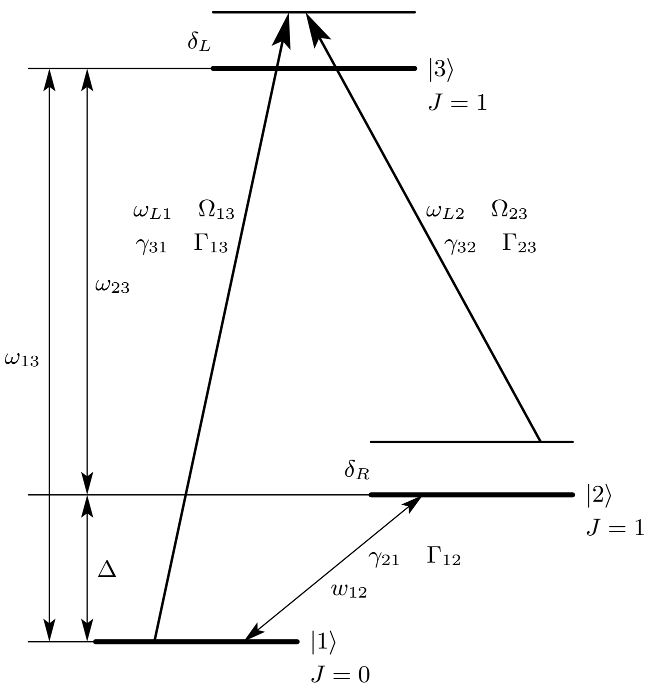


Рис. 1. Схема трехуровневого атома в Λ-конфигурации, возбуждаемого двумя лазерными полями с частотами ω_{L1} и ω_{L2}. Ω_{13} и Ω_{23} — частоты Раби, соответствующие полям накачки, δ_L — расстройка резонанса на переходе $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$, δ_R — рамановская расстройка, γ_{31}, γ_{32} — скорости радиационного распада возбужденного состояния на уровни $|1\rangle$, $|2\rangle$, γ_{21}, w_{12} — скорости распада и тепловой накачки уровня $|1\rangle$ через уровень $|2\rangle$, Γ_{13}, Γ_{23}, Γ_{12} — скорости дефазировки переходов $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$, $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$, $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$

$E_2 \exp(-i\omega_{L2}t - i\varphi_2)$ находятся в резонансе с соответствующими переходами $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$, $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$, то в результате квантовой интерференции формируется узкий резонанс КПН. Он проявляется в спектре поглощения как резкий минимум, когда одно из действующих полей, например ω_{L1}, сканируется, и рамановская расстройка $\delta_R = \omega_{L1} - \omega_{L2} - \Delta$ проходит через соответствующее точному резонансу нулевое значение.

Для более наглядного описания природы данного физического процесса атомную систему рассматривают в различных базисах. В частности, вместо основных состояний $|1\rangle$ и $|2\rangle$ удобно ввести их симметричную и антисимметричную линейные комбинации $|\pm\rangle$:

$$|+\rangle = \frac{\Omega^*_{R1}|1\rangle + \Omega^*_{R2}|2\rangle}{\Omega_{eff}}, \quad |-\rangle = \frac{\Omega_{R2}|1\rangle - \Omega_{R1}|2\rangle}{\Omega_{eff}},$$

где $\Omega_{Rk} = -d_{3k}E_k/\hbar\,(k = 1, 2)$ — частоты Раби, определяемые через соответствующие дипольные моменты $d_{3k} = -e\langle 3|r|k\rangle$;

$$\Omega_{eff} = \sqrt{|\Omega_{R1}|^2 + |\Omega_{R2}|^2}$$

— эффективная частота Раби, а фазы состояний $|1\rangle, |2\rangle$ совпадают с фазами лазерных полей.

Матричный элемент электродипольного оператора взаимодействия, связывающий основное и возбужденное состояния, для состояния $|-\rangle$ при нулевой рамановской расстройке обращается в нуль:

$$\langle 3|V_{dip}|-\rangle \propto \left(1 - e^{i\delta_R t}\right) \xrightarrow{\delta_R \to 0} 0.$$

В этом состоянии, называемым темным, за счет радиационного распада оказывается сосредоточенной подавляющая часть атомной населенности, вследствие чего интенсивность флуоресценции почти полностью подавляется. Данный процесс оптической накачки в когерентное темное состояние называется когерентным пленением населенностей. Когерентная природа КПН проявляется в зависимости темного состояния от фаз лазерных полей. Следовательно, фазовые флуктуации действующих полей могут уменьшать или даже разрушать КПН, и необходима стабилизация относительной фазы лазерных полей. Другие процессы декогерентности и доплеровское уширение могут также вносить деструктивный вклад в формирование КПН.

Экспериментально регистрируемая ширина линии определяется стабильностью отстройки δ_R и разности фаз $\Delta\varphi$, а также доплеровским уширением, время-пролетным уширением, штарковским уширением (уширением световым полем и внешними полями), уширением в неоднородных магнитных полях и ударным уширением. В экспериментах с щелочными атомами удается с высокой точностью стабилизировать $\Delta\varphi$, например, модулируя лазер с частотой, соответствующей Δ. В случае использования двух независимых диодных лазеров в режиме свободной генерации можно рассчитывать на наблюдение резонансов КПН с шириной порядка нескольких МГц.

3. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ТЕХНИКА РАСЧЕТА ЭФФЕКТА КПН В МНОГОУРОВНЕВЫХ СИСТЕМАХ

Описание динамики квантовых систем при наличии релаксационных процессов требует модификации динамических уравнений по сравнению с их обычной формой, излагаемой в традиционных учебниках по квантовой механике и применимой только к замкнутым системам без релаксации. Если динамика замкнутых систем задается оператором энергии, применяемым к волновым функциям, то в системах с релаксацией она может быть представлена лишь преобразованиями, применяемыми к операторам матрицы плотности, или преобразованиями динамических переменных, т. е. супероператорными преобразованиями. Простейшие преобразования этого типа возникают и в системах без релаксации при их описании в терминах матриц плотности, в частности, при рассмотрении квантового уравнения Лиувилля

$$\frac{\partial\hat{\rho}}{\partial t} = \mathcal{L}_0\hat{\rho} = -\frac{i}{\hbar}[\hat{H},\hat{\rho}].$$

Супероператорное преобразование представлено здесь лиувиллианом $\mathcal{L}_0$, который с точностью до мнимого сомножителя $-i/\hbar$ описывается коммутатором с гамильтонианом $\hat{H}$, примененным к матрице плотности $\hat{\rho}$.

Чтобы ввести соответствующие супероператоры безотносительно к преобразуемым операторам, достаточно ввести символ подстановки $\odot$, обозначающий место подстановки преобразуемого оператора, в качестве которого в представлении Шредингера выступает матрица плотности. Далее можно пользоваться правилами обращения с символическими выражениями, вытекающими из общих определений алгебры линейных операторов [10], которые вполне очевидны. Например,

$$\left[\hat{A}_2,[\hat{A}_1,\odot]\right] = \hat{A}_2(\hat{A}_1\odot-\odot\hat{A}_1)-(\hat{A}_1\odot-\odot\hat{A}_1)A_2 = \\ = \hat{A}_2\hat{A}_1\odot-\hat{A}_1\odot\hat{A}_2-\hat{A}_2\odot\hat{A}_1+\odot\hat{A}_1\hat{A}_2.$$

В символическом представлении лиувиллиан замкнутой системы имеет вид

$$\mathcal{L}_0 = -\frac{i}{\hbar}[\hat{H},\odot]. \tag{1}$$

Как и любые линейные операторы, после введения линейного базиса на линейном пространстве квантовых операторов супероператоры могут быть представлены в виде соответствующих им матриц. Использование данной техники символического представления супероператоров эффективно при расчете систем любой размерности, особенно для расчета многоуровневых систем. В частности, в силу большой размерности задач даже простое выписывание матриц, описывающих эволюционные супероператоры, становится технически сложной задачей. Однако при использовании символического представления супероператоров, благодаря физически прозрачной форме записи, они могут быть сначала записаны в символической форме, после чего их матричные элементы могут быть рассчитаны либо аналитически, либо численно (в случае матриц большой размерности) на компьютере. При этом технические трудности их воспроизведения полностью переносятся на автоматические компьютерные вычисления, так что результаты этих вычислений могут быть легко использованы для численного расчета рассматриваемых прикладных задач с использованием наиболее подходящего языка программирования. Нами для расчетов использовалась комбинация пакета компьютерной алгебры Mathematica (для аналитического задания супероператоров) и языка программирования Фортран (для последующих численных расчетов спектров с использованием рассчитанных матриц динамических супероператоров).

3.1. Расчет лиувиллиана N-уровневого атома с использованием символического представления

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

$$\mathcal{L}_t = \mathcal{L}_r + \mathcal{L}_e + \mathcal{L}_\delta + \mathcal{L}_i, \tag{2}$$

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

Радиационное затухание представляется лиувиллианом, скомбинированным из супероператора перехода населенностей, представленного проектором $\hat{P}_{lk}\odot\hat{P}_{kl}$, и супероператора затухания поляризации, представленного антикоммутатором $\left[\hat{P}_{kk},\odot\right]_+$:

$$\mathcal{L}_r = \sum_{kl}\gamma_{kl}\left(\hat{P}_{lk}\odot\hat{P}_{kl} - \frac{1}{2}\left[\hat{P}_{kk},\odot\right]_+\right), \tag{3}$$

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

Упругая дефазировка представлена супероператором $\mathcal{L}_e$, выражающимся через квадраты коммутаторов и определяемым конкретной моделью дефазировки. Для его конкретизации целесообразно выделить два различных типа дефазировки. В первом случае рассматривается только внутренняя дефазировка в системе двух электронных состояний k и $l > k$. Тогда в соответствии с микроскопической природой упругой дефазировки, обусловленной слабыми столкновениями [11, 12] как случайной модуляцией частоты перехода, она описывается соответствующим случайным супероператором частотного сдвига $-(i/2)\xi(t)\left[\left(\hat{P}_{kk}-\hat{P}_{ll}\right),\odot\right]$, где $\xi(t)$ — флуктуационное смещение частоты перехода. Результирующий усредненный по флуктуациям случайной фазы релаксационный супероператор имеет вид

$$\mathcal{L}=-\frac{\Gamma_{in}^{kl}}{4}\left[\hat{n}_{kl},\odot\right]^2,$$

где $\hat{n}_{kl}=\hat{P}_{ll}-\hat{P}_{kk}$ — оператор инверсии населенностей kl-подсистемы, Γ_{in}^{kl} — соответствующая скорость дефазировки. Этот тип чистой дефазировки связан не только с дефазировкой самого kl-перехода, но и вносит вклад в дефазировку всех переходов, смежных с рассматриваемым. Тем не менее удобно выделить дефазировку только выделенного kl-перехода, используя разложение

$$\left[\hat{n}_{kl},\odot\right]^2=4(\hat{P}_{kk}\odot\hat{P}_{ll}+\hat{P}_{ll}\odot\hat{P}_{kk})+[\hat{I}_{kl},\odot]^2,$$

где $\hat{I}_{kl}=\hat{P}_{ll}+\hat{P}_{kk}$ — оператор суммарной населенности kl-подсистемы. Соответствующий вклад первого члена,

$$\mathcal{L}_{in}^{kl}=-\Gamma_{in}^{kl}(\hat{P}_{kk}\odot\hat{P}_{ll}+\hat{P}_{ll}\odot\hat{P}_{kk}), \tag{4}$$

описывает чисто внутреннюю дефазировку без влияния на смежные переходы. Если использовать все независимые параметры Γ_{in}^{kl}, возможно представить дефазировку всех переходов, используя только соотношение (4). Однако для простоты отображения физической природы дефазировки удобно ввести другой вклад, связанный с одинаковой дефазировкой через k-й и l-й уровень любого другого уровня в отсутствие воздействия на сам kl-переход, т. е. «внешнюю» дефазировку:

$$\mathcal{L}_{ex}^{kl}=-\Gamma_{ex}^{kl}\left[\hat{I}_{kl},\odot\right]^2, \tag{5}$$

где Γ_{ex}^{kl} — соответствующая скорость дефазировки. Соответственно, полный супероператор упругой дефазировки описывается суммой

$$\mathcal{L}_e=\sum_{k<l}\left(\mathcal{L}_{in}^{kl}+\mathcal{L}_{ex}^{kl}\right). \tag{6}$$

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

$$\mathcal{L}_\delta=i\sum_k\delta_k\left(\hat{P}_{kk}\odot-\odot\hat{P}_{kk}\right), \tag{7}$$

где δ_k — массив частотных расстроек.

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

$$\mathcal{L}_i=-\frac{i}{2}\sum_{k<l}\Omega_{kl}\left[(\hat{P}_{kl}+\hat{P}_{lk}),\odot\right], \tag{8}$$

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

После введения символического представления полного эволюционного супероператора (2) и его составляющих (3), (6)–(8) могут быть рассчитаны $N^2\times N^2$-матричные представления величин L_t, L_r, L_e, L_δ, L_i с использованием формулы

$$L_{mn}=(\hat{e}_m,\mathcal{L}\hat{e}_n).$$

Здесь $\{\hat{e}_k\}$ — ортонормированный базис, а скобки обозначают скалярное произведение двух операторов вида $\mathrm{Tr}(\hat{A}^+\hat{B})$, антилинейное по первому сомножителю и линейное по второму.

Базис $\{\hat{e}_k\}$ удобно взять эрмитовым и выразить через операторы $\hat{P}_{kl}$-переходов, представленные $N\times N$-матрицами с единственным ненулевым kl-элементом $P_{kl}(k,l)=1$. Удобно также предположить, что нумерация уровней выбрана в соответствии с возрастанием их энергий, $E_1\le E_2\le\ldots\le$ $\le E_N$. Тогда соответствующий базис строится следующим образом:

$$\hat{e}_{j(k,l)}=\begin{cases}\hat{P}_{kk}, & k=l,\\ \dfrac{\hat{P}_{kl}+\hat{P}_{lk}}{\sqrt{2}}, & k<l,\\ -i\dfrac{\hat{P}_{kl}-\hat{P}_{lk}}{\sqrt{2}}, & k>l,\end{cases} \tag{9}$$

где $j(k,l)$ — нумерующий индекс, т. е. взаимно-однозначное отображение двумерного множества чисел kl $(k,l=1,N)$ в одномерный индекс $j=1,N^2$. Он, в частности, может быть конкретизирован следующим, универсальным для любых N, образом:

$$j=\begin{cases}k, & k=l,\\ (2k-1)N-(k+1)^2+k+2l, & k<l,\\ (2l-1)N-(l+1)^2+l+2k+1, & k>l,\end{cases}$$

что для $N = 2, 3, 4$ соответствует следующим матрицам $j_N = (j_N(k,l))$:

$$j_2 = \begin{pmatrix} 1 & 3 \\ 4 & 2 \end{pmatrix}, \quad j_3 = \begin{pmatrix} 1 & 4 & 6 \\ 5 & 2 & 8 \\ 7 & 9 & 3 \end{pmatrix},$$

$$j_4 = \begin{pmatrix} 1 & 5 & 7 & 9 \\ 6 & 2 & 11 & 13 \\ 8 & 12 & 3 & 15 \\ 10 & 14 & 16 & 4 \end{pmatrix}.$$

Базис (9) является эрмитовым и ортонормирован по отношению к описанному выше скалярному произведению $(\hat{A}, \hat{B})$, так что $(\hat{e}_m, \hat{e}_n) = \delta_{mn}$ для всех $m, n = 1, N^2$.

3.2. Расчет эффекта КПН в N-уровневом атоме

Изложенная техника эффективна для аналитических расчетов, связанных с решением как проблемы стационарного состояния, так и полной спектральной задачи для эволюционного супероператора $\mathcal{L}_t$ [13, 14].

Основные свойства эффекта КПН определяются величиной поглощения приложенного поля, которое для случая Λ-резонанса описывается выражением

$$W_L = \hbar \,\mathrm{Im} \left(\omega_L g \left\langle \hat{\sigma}_{13}^{+} \right\rangle + \omega_L' g' \left\langle \hat{\sigma}_{23}^{+} \right\rangle \right) \approx \\ \approx \hbar \left(\omega_L \gamma + \omega_L' \gamma' \right) n_3. \quad (10)$$

Здесь $\langle \hat{\sigma}_{13}^{+} \rangle$, $\langle \hat{\sigma}_{23}^{+} \rangle$ описывают усредненные положительно-частотные операторы комплексных амплитуд переходов, соответственно, 1–3 и 2–3, ω_L и ω_L' — частоты полей бигармонической накачки, g и g' — соответствующие частоты Раби, γ и γ' — соответствующие скорости радиационного затухания. Для расчета стационарных средних значений $\langle \hat{\sigma}_{13}^{+} \rangle$, $\langle \hat{\sigma}_{23}^{+} \rangle$ или n_3 требуется рассчитать соответствующее векторное представление $\langle 0|$ стационарной матрицы плотности $\hat{\rho}_{st}$, разрешив уравнение $\langle 0| L_t = 0$.

В рассматриваемом базисе с $\hat{e}_1 = \hat{P}_{11}$, $\hat{e}_2 = \hat{P}_{22}$, $\hat{e}_3 = \hat{P}_{33}$ первые три элемента вектора $\langle 0|$ описывают населенности и должны быть соответственно нормированы, так что бра-вектор стационарной матрицы плотности $\langle 0|$ следует использовать в нормированной форме

$$\langle 0| \to \frac{\langle 0|}{\langle 0|_1 + \langle 0|_2 + \langle 0|_3},$$

автоматически обеспечивающим и правильный знак рассчитываемых величин. Средние значения населенностей при этом совпадают с соответствующими компонентами: $\langle \hat{n}_k \rangle = \langle 0|_k$, $k = 1, 3$, а комплексные амплитуды переходов выражаются через соответствующие компоненты с $k > 3$:

$$\left\langle \hat{\sigma}_{13}^{+} \right\rangle = \frac{\langle 0|_6 + i \langle 0|_7}{\sqrt{2}}, \quad \left\langle \hat{\sigma}_{23}^{+} \right\rangle = \frac{\langle 0|_8 + i \langle 0|_9}{\sqrt{2}},$$

$$\left\langle \hat{\sigma}_{12}^{+} \right\rangle = \frac{\langle 0|_4 + i \langle 0|_5}{\sqrt{2}}.$$

Приведенные соотношения позволяют выразить поглощение в аналитическом виде, удобном как для численных расчетов, так и для качественного анализа.

Для расчета населенностей уровней, коэффициентов поглощения и дисперсии в произвольной N-уровневой системе была написана универсальная программа на языке Фортран, пригодная для использования и при больших значениях $N > 10$. Ее важной особенностью является использование минимально необходимого числа входных параметров, которое существенно меньше числа $N^2 \times N^2$ матричных элементов лиувиллиана в рассматриваемом обобщении лиувиллиана (1) за счет отсутствия необходимости выписывания вручную всех элементов динамической матрицы L_t, которая в соответствии с формулами (2)–(8) фактически содержит огромное число нулевых вкладов.

4. УЧЕТ ЭФФЕКТА ДОПЛЕРА

Техника расчета, описанная в разд. 3, позволяет получить зависимости коэффициента поглощения лазерного излучения для покоящегося атома в зависимости от расстройки первого поля δ_L и рамановской расстройки δ_R. В эксперименте с полем взаимодействуют движущиеся атомы, поэтому на коэффициент поглощения среды оказывает влияние эффект Доплера, приводящий в отсутствие упрощений к необходимости выполнения расчетов сразу для континуума расстроек. Его учет в настоящей работе проводился следующим упрощенным образом, качественно соответствующим рассмотрению из работы [15], но без использования приближенной замены максвелловского распределения по скоростям лоренцевским.

Частота лазерного поля, с которым взаимодействует атом, движущийся в произвольном направлении, в соответствии с учетом эффекта Доплера первого порядка дается формулой $\omega_{1,2} = \omega_{Lj} + \delta_{Lj}$, где

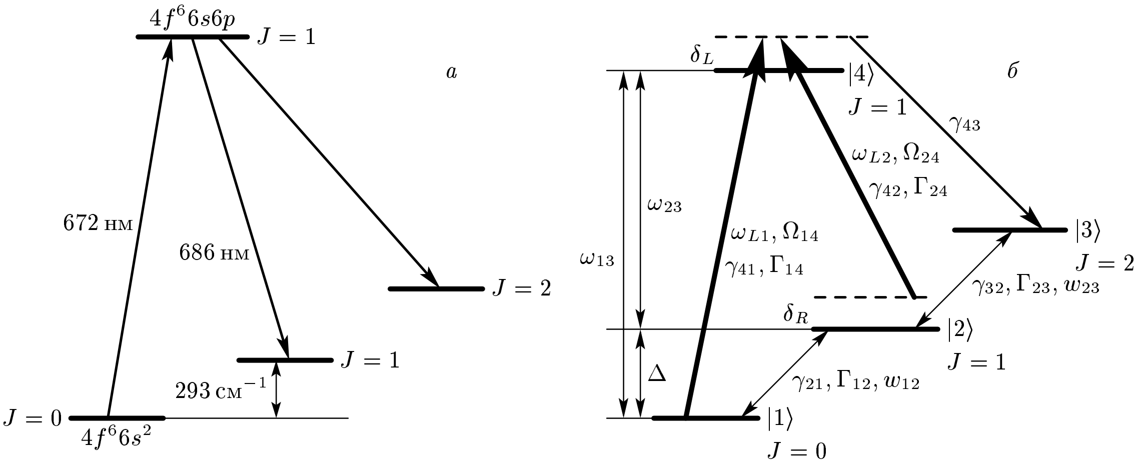


Рис. 2. Диаграмма энергетических уровней атома самария (*а*) и параметры, используемые в расчетах (*б*). Параметры такие же, как на рис. 1

$\delta_{Lj} = \omega_{Lj} v_n/c$, $j = 1, 2$ — расстройки компонент бигармонического лазерного поля, v_n — проекция скорости движущегося атома на вектор $\mathbf{n}$ распространения пучков лазерного поля.

Число частиц газа при температуре T, движущихся со скоростью v_k, определяется максвелловским распределением по частотам [11]:

$$\frac{dN}{d\delta_L} = \frac{N}{\sqrt{\pi}} \exp\left[-\left(\frac{\delta_L}{\Delta\omega_D}\right)^2\right] \frac{d\delta_L}{\Delta\omega_D}, \quad \Delta\omega_D = \frac{\omega_{L1} v_0}{c}.$$

где

$$\delta_L = \omega - \omega_{L1}, \quad v_0 = \sqrt{\frac{2kT}{m}}.$$

При этом рамановская расстройка $\delta_R = \omega_{L2} - \omega_{L1} - \Delta$ при сонаправленном распространении лазерных пучков приближенно считается постоянной для частиц, движущихся с разными скоростями. Поэтому зависимость коэффициента поглощения поля ω_{L1} от рамановской расстройки при сканировании поля ω_{L2} имеет вид

$$K_D(\delta_R) = \int K(\delta_L, \delta_R) \frac{dN}{d\delta_L} d\delta_L, \tag{11}$$

где $K(\delta_L, \delta_R)$ — коэффициент поглощения покоящегося атома.

5. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ РЕГИСТРАЦИЯ РЕЗОНАНСОВ КПН В ПАРАХ САМАРИЯ

Как уже отмечалось в разд. 1, самарий является перспективным кандидатом для изучения возможностей метрологических применений резонансов КПН в парах редкоземельных атомов методами нелинейной спектроскопии высокого разрешения. Диаграмма энергетических уровней атома самария приведена на рис. 2. В эксперименте проводилось изучение поглощения паров самария в области линий переходов

$$4f^66s^2(^7F_0) \leftrightarrow 4f^6(^7F)6s6p(^3P^0)^9F_1^0 \leftrightarrow \leftrightarrow 4f^66s^2(^7F_1), \tag{12}$$

образующих Λ-систему.

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 3. В качестве источников излучения использовались два полупроводниковых лазера (*1*, *2*) с внешними резонаторами, настроенные на резонансные длины волн 672 и 686 нм. Лазеры собраны по схеме Литтрова с коллимирующим асферическим объективом и голографической дифракционной решеткой 1800 линий/мм. Диапазон свободной перестройки лазеров составляет около 5 ГГц. В одночастотном режиме лазер на частоте 672 нм излучает 2.5 мВт, а лазер на частоте 686 нм — около 12 мВт.

Спектры интересующих нас переходов в самарии подробно исследованы в работе [16] методами субдоплеровской спектроскопии насыщенного поглощения. В указанной работе определены относительные изотопические сдвиги и сверхтонкое расщепление уровней с точностью 1–2 МГц. Установлено, что линии изотопа ^{154}Sm (22.75 %) смещены относительно спектральных линий остальных изотопов (^{144}Sm — 3.07 %, ^{147}Sm — 14.99 %, ^{148}Sm — 11.24 %, ^{149}Sm — 13.82 %, ^{150}Sm — 7.38 %, ^{152}Sm — 26.75 %) на 1 ГГц в красную область спектра, что позволяет осуществлять надежную привязку к переходам в этом изотопе. Однако присутствие других изотопов слегка изменяет крылья линии рабочего перехода.

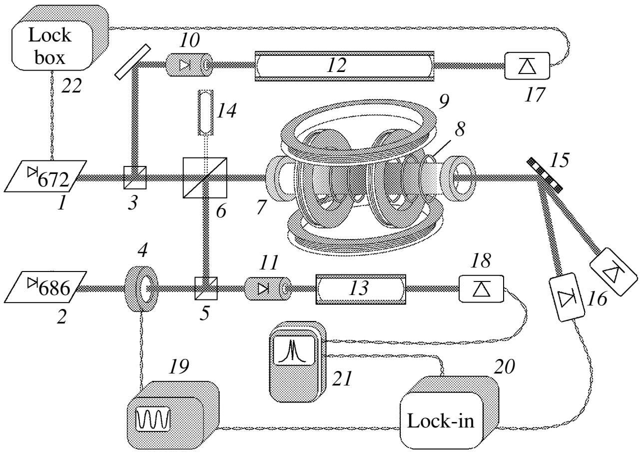


Рис. 3. Экспериментальная установка для спектроскопии темных резонансов в парах самария. *1* и *2* — полупроводниковые лазеры с частотой 672 и 686 нм соответственно, *3* и *5* — светоделительные кубики, *4* — модулятор на частоте 600 Гц, *6* — поляризационный кубик, *7* — кювета с парами самария, *8* — коаксиальный нагреватель, *9* — кольца Гемгольца, *10, 11* — оптические изоляторы, *12* — конфокальный интерферометр с областью свободной дисперсии 74.35 ± 0.01 МГц, *13* — конфокальный интерферометр с областью свободной дисперсии 149.8 ± 0.1 МГц, *14* — спектроанализатор, *15* — решетка с 2400 штрихов/мм, *16–18* — фотодиоды, *19* — генератор, *20* — синхронный детектор, *21* — запоминающий осциллограф, *22* — электронный блок привязки лазера на частоте 672 нм к пику пропускания интерферометра (*12*)

Пары Sm создаются в кювете из нержавеющей стали (*7*) длиной 50 см со стеклянными окошками на торцах. Кювета снабжена системой откачки и системой напуска буферного газа. Несколько грамм Sm помещается в центр кюветы. Нагрев кюветы проводится в центральной части размером 15 см с помощью коаксиального нагревателя (*8*) (~ 500 Вт), питаемого постоянным током. Остаточное магнитное поле в кювете составляет доли эрстеда. Кювета помещена внутрь двух пар колец Гельмгольца (*9*) диаметром 30 см, позволяющих создавать в центральной части кюветы продольное и поперечное магнитные поля до 40 Э. Для получения заметного поглощения кювета нагревалась до температуры около 1000 К [9]. Концентрация паров при этой температуре составляла около 10^{11}–10^{12} см$^{-3}$.

Лазер на частоте 672 нм настроен на центр перехода $4f^6 6s^2(^7F_0) \leftrightarrow 4f^6 6s6p(^9F_1^0)$ в ^{154}Sm и привязан к пику пропускания стабилизированного метрового конфокального интерферометра (*12*) с высокой долговременной стабильностью (около 5 МГц/час). При этом ширина спектра генерации лазера составляет менее 0.5 МГц. Лазер на 686 нм медленно перестраивается в области перехода $4f^6 6s^2(^7F_1) \leftrightarrow 4f^6 6s6p(^9F_1^0)$ так, чтобы пройти точку $\delta_R = 0$. Изменение частоты генерации лазера контролируется с помощью 0.5-метрового конфокального интерферометра (*13*) с добротностью около 20 и областью свободной дисперсии $149.8 + 0.1$ МГц. Модовый состав излучения лазеров контролируется с помощью спектроанализатора (*14*) с добротностью 50 и областью свободной дисперсии 8 ГГц. Все интерферометры оптически изолированы от лазеров для предотвращения возникновения обратной связи. Линейно поляризованное излучение лазеров сводится на поляризационном кубике (*6*) в один пучок (с точностью 10^{-3} рад) и направляется в кювету с парами самария. При этом плоскости поляризации пучков ортогональны. На входе в кювету плотность мощности излучения лазера на 672 нм составляет 0.1 мВт/мм^2, а для лазера на 686 нм — 0.2 мВт/мм^2. После выхода из кюветы пучки разделяются с помощью голографической дифракционной решетки 2400 линий/мм (*15*) и поступают в систему регистрации (*16, 20, 21*).

Поскольку КПН связано с взаимодействием атомной системы с бихроматичеким световым полем, в эксперименте регистрировалась только добавка к поглощению лазерного излучения на длине волны 672 нм, связанная с наличием второго лазерного поля. Для этого перед входом в кювету пучок лазера на 686 нм модулировался с помощью жидкокристаллического модулятора (4) с частотой $f_m = 600$ Гц, а регистрировался сигнал на той же частоте модуляции в канале лазера на 672 нм. Наличие широких крыльев избыточного поглощения обусловлено влиянием столкновений с буферным газом [17]. Спектры наведенного поглощения регистрировались как при нулевом магнитном поле, так и при наложении продольного или поперечного магнитного поля. В экспериментах во внешнем поперечном магнитном поле его направление выбиралось вдоль направления поляризации лазера на длине волны 672 нм.

6. КПН В РАМКАХ ЧЕТЫРЕХУРОВНЕВОЙ МОДЕЛИ

В обсуждаемом эксперименте в парах самария помимо активных уровней, образующих Λ-систему, в процесс формирования резонансов КПН вовлечен уровень $4f^6 6s^2$ ($J = 2$), хотя и не участвующий напрямую в возбуждении верхнего уровня, но поглощающий часть населенности за счет радиационного распада (рис. 2*а*). Кроме того, заселение уровня $J = 2$ идет через процессы некогерентной накачки со стороны нижних уровней, образующих Λ-систему. Уровень $J = 2$, таким образом, для процессов формирования КПН в выделенной Λ-системе играет роль резервуара, и его наличие превращает Λ-систему в открытую. В отсутствие магнитного поля данная четырехуровневая модель учитывает все основные механизмы, определяющие эффекты КПН.

Характеристики атома самария и параметры эксперимента, необходимые для сравнения с экспериментальными данными, суммированы в табл. 1, 2, 3. В табл. 1 приведены силы осцилляторов интересующих нас переходов, в табл. 2 — энергии и g-факторы нижних метастабильных уровней с $J = 0, 1, 2$ и верхнего уровня Λ-системы. Для метастабильных уровней также приведены их относительные населенности при $T = 600\,^\circ$C (см. [16]).

Дипольный момент d, частоты Раби Ω и скорости распадов γ рассчитываются по формулам

$$|d_{JJ'}|^2 = \frac{3\hbar e^2}{2m} \frac{(2J+1)|f_{JJ'}|}{\omega_{JJ'}},$$

$$\Omega_{JJ'} = \frac{d_{JJ'} E}{\hbar}, \quad \gamma_{JJ'} = \frac{4 d_{JJ'}^2 \omega^3}{3\hbar c^3},$$

где m и e — масса и заряд электрона, c — скорость света, $\omega_{JJ'}$ — частота перехода, $|f_{JJ'}|$ — сила осциллятора перехода $J \to J'$. Напряженности электрического поля рассчитываются по формуле $E = \sqrt{2W/c\varepsilon_0}$ и принимают значения $E_{L1} \approx 270$ В/м и $E_{L2} \approx 390$ В/м при плотностях мощности излучения лазеров на входе в кювету, соответственно, $W_{L1} = 0.1$ мВт/мм^2 и $W_{L2} = 0.2$ мВт/мм^2 [9]. Данные расчета представлены в табл. 3.

Напряженность магнитного поля составляла 15 Э в случае продольного магнитного поля и 29 Э — в случае поперечного. При этом для продольного магнитного поля зеемановское расщепление, рассчитанное по формуле $\Delta = egH/2mc$, составляло $\Delta' = 1.98 \cdot 10^8$ с$^{-1}$ для уровня $6s6p$ и $\Delta'' = 4.09 \cdot 10^8$ с$^{-1}$ для уровня $6s^2$. Для поперечного магнитного поля $\Delta' = 2.50 \cdot 10^8$ с$^{-1}$ для уровня $6s6p$ и $\Delta'' = 5.17 \cdot 10^8$ с$^{-1}$ для уровня $6s^2$.

7. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ СПЕКТРОВ КПН В ПАРАХ САМАРИЯ

В результате расчета, основанного на описанной в разд. 3 технике, нами получены коэффициенты поглощения покоящегося атома самария в рамках трех- и четырехуровневой моделей (соответственно, рис. 4*а* и 4*б*). Анализ приведенных зависимостей показывает, что введение четвертого уровня $J = 2$ в трехуровневую модель практически не меняет ширину резонанса, в то время как полное поглощение четырехуровневой системы по величине значительно меньше, чем в случае трехуровневой. Это происходит за счет захвата населенности на уровне $J = 2$ через соответствующий канал радиационного распада.

7.1. Модификация спектров в магнитном поле

При наложении магнитного поля рассмотренная выше трехуровневая система атома самария превращается в семиуровневую за счет расщепления уровней с $J = 1$. Уровень $|3\rangle$ расщепляется на три компоненты (рис. 5), в связи с чем существуют три перехода на уровень $|1\rangle$, разрешенные правилами отбора для радиационных переходов, и вероятность каждого из них составляет $1/3$ полной вероятности перехода $|3\rangle \leftrightarrow |1\rangle$. Аналогично, уровень $|2\rangle$ также расщепляется на три компоненты, и на переходе $|3\rangle \leftrightarrow |2\rangle$, согласно правилам отбора, образуются шесть переходов, вероятность каждого из которых составляет, соответственно, $1/6$ полной вероятности перехода $|3\rangle \leftrightarrow |2\rangle$.

Дополнительным каналом распада в многоуровневых системах по сравнению с трехуровневой системой является столкновительная деполяризация [18]. Деполяризация атома при столкновении с другим атомом связана с переходами между состояниями с разными проекциями атома на выделенное направление. При наложении магнитного поля столкновения будут вызывать переходы между зеемановскими подуровнями с различными значениями проекции магнитного момента для каждого мультиплета $|m\rangle \rightleftarrows |m \pm 1\rangle$. При столкновениях с изменением проекции момента разрушается когерентность между нижними уровнями Λ-системы, что влияет на величину резонанса КПН. Для проведения теоретических расчетов использовались численные данные, приведенные в разд. 6. В расчетах этот процесс учитывался введением константы деполяризации G между уровнями каждого мультиплета, которая рас-

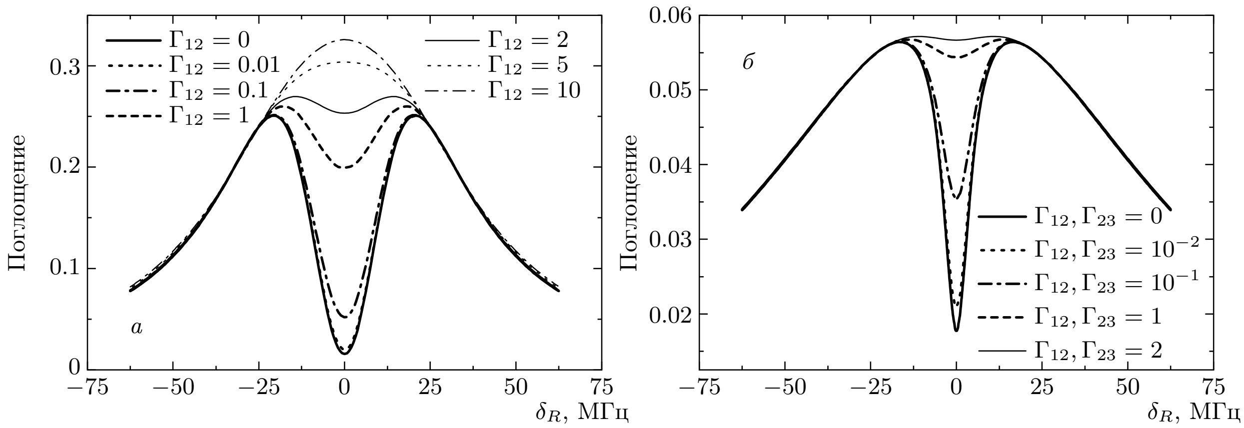


Рис. 4. Коэффициенты поглощения пробного поля в трехуровневой (*а*) и четырехуровневой (*б*) системах как функции рамановской расстройки δ_R при $\delta_L = 0$ и различных скоростях дефазировки (c^{-1}). Соответствующие схемы уровней приведены на рис. 1, 2

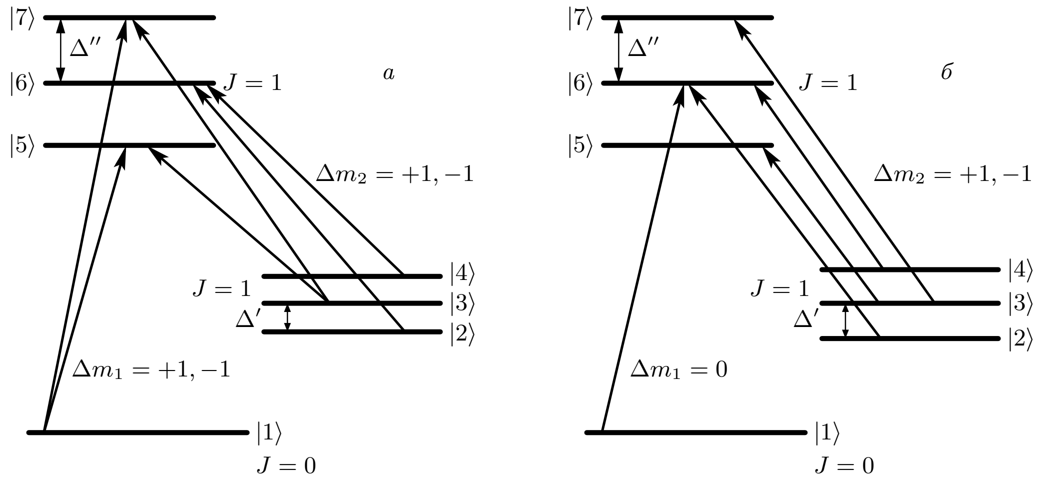


Рис. 5. Схема Λ-системы атома самария при наложении: *а* — продольного магнитного поля для линейных ортогональных поляризаций лазерных пучков, *б* — поперечного магнитного поля; правила отбора для первого поля ω_{L1} — $\Delta m_1 = \pm 1$ (*а*), 0 (*б*), для второго поля ω_{L2} — $\Delta m_2 = \pm 1$. Δ' и Δ'' — величины зеемановского расщепления, соответственно, нижнего и верхнего уровней с $J \neq 0$

сматривалась нами как подгоночный параметр, изменяемый в диапазоне $G = 0$–$80\gamma_{41}$.

При дальнейшем рассмотрении мы будем различать две конфигурации приложенного магнитного поля — продольную и поперечную.

7.2. Случай продольного магнитного поля

Схема уровней для продольной конфигурации полей приведена на рис. 5*а*. Для линейно поляризованных полей, согласно правилам отбора, в рассматриваемой системе разрешены шесть переходов, так как $E_1 \perp H$ ($\Delta m_1 = \pm 1$) и $E_2 \perp H$ ($\Delta m_2 = \pm 1$). Переходы $|1\rangle \leftrightarrow |5\rangle$ и $|3\rangle \leftrightarrow |5\rangle$, $|1\rangle \leftrightarrow |7\rangle$ и $|3\rangle \leftrightarrow |7\rangle$ образуют две Λ-системы, переходы $|2\rangle \leftrightarrow |6\rangle$ и $|4\rangle \leftrightarrow |6\rangle$ также разрешены правилами отбора, однако в образовании Λ-систем не участвуют, а ответственны за образование дополнительных пиков поглощения (см. Приложение).

На рис. 6 приведена соответствующая данной конфигурации зависимость коэффициента поглощения покоящегося атома самария от рамановской расстройки δ_R и лазерной расстройки δ_L без учета деполяризации. Учет процесса деполяризации приводит, во-первых, к росту наведенного поглощения, а во-вторых, к монотонному уменьшению контраста резонанса КПН. Влияние деполяризации на шири-

Таблица 1. Длины волн и силы осцилляторов активных переходов

Переход	Длина волны λ, нм	Сила осциллятора gf
$6s^2$ $(J=0) \to 6s6p$ $(J=1)$	672.5875	$8.5 \cdot 10^{-3}$
$6s^2$ $(J=1) \to 6s6p$ $(J=1)$	686.0927	$9.5 \cdot 10^{-3}$

Таблица 2. Энергетические уровни самария, задействованные в спектре поглощения

Четные уровни $4f^6 6s^2 (^7F)$				Нечетный уровень $4f^6(^7F)6s6p(^3P^0)^9F_1^0$		
J	Энергия, см$^{-1}$	g	Относительная населенность при $T = 600\,^\circ$C	J	Энергия, см$^{-1}$	g
0	0	–	1.0			
1	292.58	1.50	0.6	1	14863.85	3.10
2	811.92	1.50	0.24			

Таблица 3. Параметры, определяющие возбуждение Λ-системы

Частота Раби, с$^{-1}$	Скорость радиационного распада, с$^{-1}$	Скорость дефазировки, с$^{-1}$
$\Omega_{14} = 0.58 \cdot 10^7$	$\gamma_{41} = 0.42 \cdot 10^6$	$\Gamma_{12} = 2.4 \cdot 10^4$
$\Omega_{24} = 0.83 \cdot 10^7$	$\gamma_{42} = 0.45 \cdot 10^6$	$\Gamma_{23} = 1.6 \cdot 10^4$
–	$\gamma_{43} = 0.42 \cdot 10^6$	–

ну резонанса КПН практически не наблюдается.

С использованием формулы (11) и рассчитанного поглощения покоящегося атома был рассчитан коэффициент поглощения среды. На рис. 7*а* приведены зависимости коэффициента поглощения среды при $\omega_{L1} = \mathrm{const}$ и $\delta_L = 0$ от рамановской расстройки δ_R для двух значений температур: $T_1 = 873$ К, соответствующего условиям эксперимента, и $T_2 = 10$ К.

Изменение температуры приводит к изменению абсолютной величины коэффициента поглощения, но практически не сказывается на его форме. Это происходит за счет того, что при повышении температуры возрастает вклад атомов, взаимодействующих с полем при больших лазерных расстройках, что понижает поглощение $K(\delta_L, \delta_R)$.

Для сравнения на рис. 7*б* приведен экспериментальный спектр поглощения пробного лазерного поля (672 нм, $\delta_L = 0$), полученный путем сканирования частоты второго управляющего поля. Как видно на рис. 7, типичная ширина экспериментально наблюдаемых резонансов КПН составляет 5–6 МГц, что согласуется с теоретическими расчетами. Ввиду того что поглощение поля измеряется на фик-

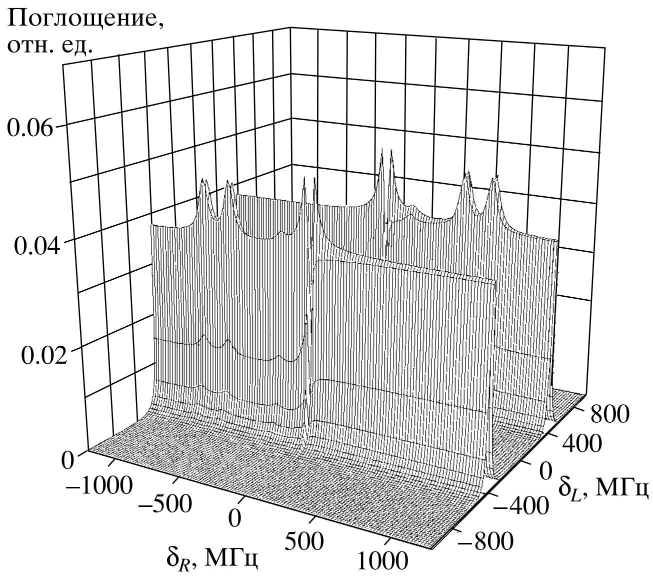


Рис. 6. Зависимость коэффициента поглощения покоящегося атома самария от δ_R и δ_L в случае продольной конфигурации магнитного поля

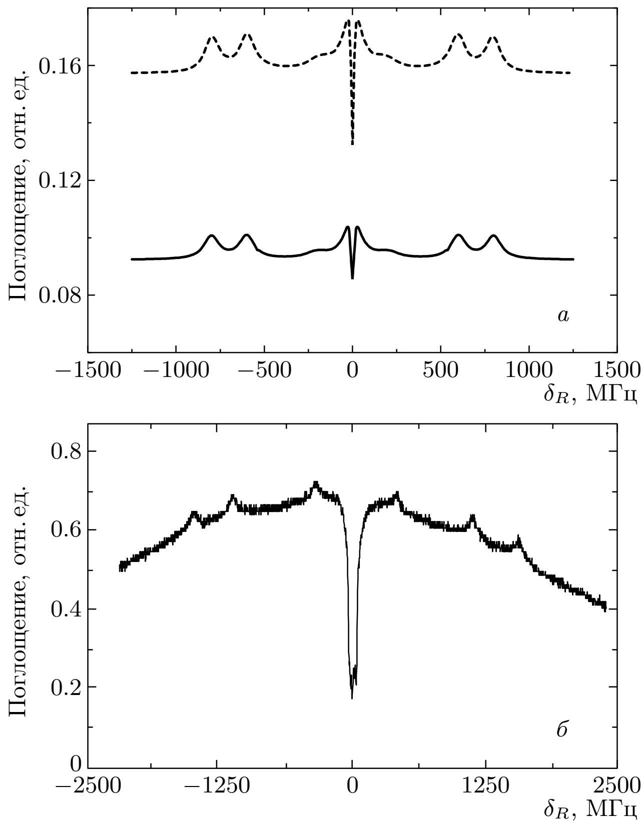


Рис. 7. *а* — Теоретические зависимости коэффициента поглощения семиуровневой системы от рамановской расстройки δ_R в продольном магнитном поле с учетом эффекта Доплера для двух значений температур $T = 10$ К (штриховая линия) и $T = 873$ К (сплошная). *б* — Экспериментальная зависимость коэффициента поглощения в продольном магнитном поле напряженностью 29 Э при давлении 0.2 Торр буферного газа Ar

сированной частоте ω_{L1}, находящейся в резонансе с атомным переходом, полная ширина контура поглощения как функции рамановской расстройки δ_R неограниченно велика.

Оценки, приведенные в Приложении, показывают, что при наложении продольного магнитного поля должно наблюдаться расщепление резонанса КПН на величину $2\Delta'\omega_{12}/\omega_{13}$. Экспериментально наблюдаемое положение резонансов КПН полностью согласуется с этими результатами, и расщепление составляет порядка 3 МГц.

Наблюдаемые в эксперименте широкие крылья контура поглощения при больших рамановских расстройках δ_R связаны с влиянием столкновений [17], а именно, с возможностью переходов атомов из разных скоростных групп в группу, резонансную со световым полем [19]. В приведенных расчетах данный механизм не учитывался.

7.3. Случай поперечного магнитного поля

Энергетическая диаграмма уровней для атома самария в поперечном магнитном поле показана на рис. 5*б*. В поперечном магнитном поле $H_\perp$ линейно поляризованное излучение лазера с частотой ω_{L1} (вектор $H_\perp$ лежит в плоскости поляризации) может вызывать только переходы с $\Delta m = 0$ (π-компоненты). В то же время излучение лазера с частотой ω_{L2} с плоскостью поляризации, ортогональной $H_\perp$, вызывает переходы с $\Delta m = \pm 1$ (σ-компоненты). В этом случае образуются две Λ-системы: переходы $|1\rangle \leftrightarrow |6\rangle$, $|2\rangle \leftrightarrow |6\rangle$ и $|1\rangle \leftrightarrow |6\rangle$, $|4\rangle \leftrightarrow |6\rangle$. При этом переходы $|3\rangle \leftrightarrow |5\rangle$ и $|3\rangle \leftrightarrow |7\rangle$ в образовании Λ-системы не участвуют.

Для случая наложения поперечного магнитного поля, аналогично разд. 4, были рассчитаны коэффициенты поглощения покоящегося атома, изучено влияние деполяризации и рассчитаны коэффициенты поглощения среды с учетом влияния эффекта Доплера.

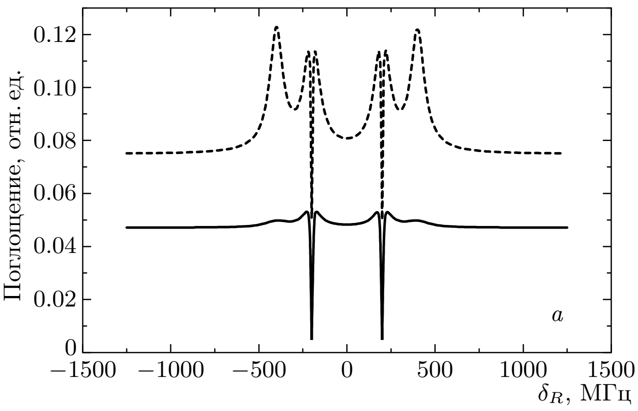
Особенностью спектров поглощения в поперечном магнитном поле является расщепленная линия резонанса КПН, величина расщепления которого совпадает с величиной зеемановского расщепления подуровней $|2\rangle$ и $|4\rangle$ уровня $J = 1$: $\Delta\omega = 2\Delta'$ (см. Приложение).

Деполяризация магнитных подуровней проявляется аналогично случаю продольного магнитного поля (см. разд. 7.2). Максимальное значение контраста резонанса достигается при $G = 0$, с ростом G контраст резонанса уменьшается, а его ширина при этом практически не меняется.

На рис. 8 сопоставлены экспериментальные данные с результатами теоретического расчета коэффициента поглощения среды для случая поперечного магнитного поля. Как и в случае продольного магнитного поля, положение и ширина резонансов КПН совпадают с теоретическими расчетами (см. Приложение).

8. ВЫВОДЫ

В данной работе представлена теоретическая модель для описания КПН в многоуровневых системах, позволяющая проводить расчеты с использованием минимального набора входных параметров. Ее применение к анализу спектроскопических характеристик КПН в парах самария показывает, что резо-



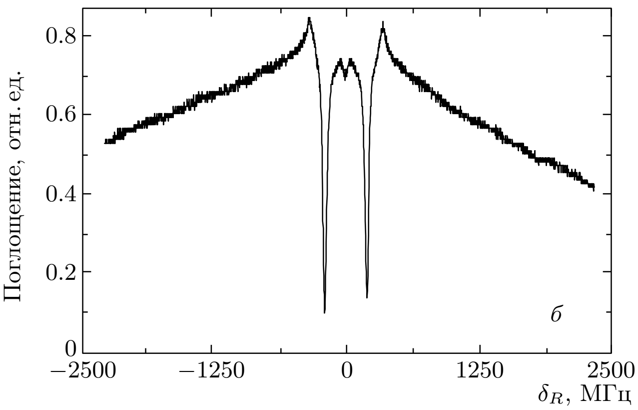


Рис. 8. *а* — Теоретические зависимости коэффициента поглощения семиуровневой системы от рамановской расстройки δ_R в поперечном магнитном поле с учетом эффекта Доплера при $T = 873$ К для двух значений деполяризации магнитных подуровней, $G = 0$ (сплошная линия) и $G = 0.5$ (штриховая). *б* — Экспериментальная зависимость коэффициента поглощения в поперечном магнитном поле напряженностью 29 Э при давлении 0.2 Торр буферного газа Ar

нансы КПН в отсутствие внешнего магнитного поля хорошо аппроксимируются простой четырехуровневой моделью.

При наложении продольного или поперечного магнитных полей спектроскопические характеристики атомов самария хорошо описываются семиуровневой моделью. Усложнение энергетической структуры уровней атомов самария приводит к увеличению числа резонансов КПН и появлению дополнительных пиков поглощения в спектрах, за счет того что рассматриваемая система распадается на набор трехуровневых Λ-систем, каждая из которых отвечает за формирование соответствующего резонанса. При этом переходы между уровнями, прямо не участвующими в образовании Λ-систем, участвуют в формировании пиков наведенного поглощения.

Показано, что в присутствии магнитного поля существенное влияние на форму линии поглощения и контраст резонансов КПН оказывает явление деполяризации магнитных подуровней, проявляющееся как монотонное падение контраста резонансов КПН с ростом константы деполяризации.

Рассчитаны и сопоставлены с экспериментальными данными коэффициенты поглощения паров с учетом максвелловского распределения атомов по скоростям. Показано, что изменение температуры ведет к изменению абсолютной величины коэффициента поглощения, но практически не сказывается на его форме.

При наличии поперечного магнитного поля результаты численных расчетов полностью воспроизводят экспериментальные данные как в отношении положения и ширины резонансов КПН, так и в отношении формы спектров. Для продольного магнитного поля качественные теоретические оценки подтверждают наблюдаемое в эксперименте расщепление резонанса КПН на малую величину порядка 3 МГц, однако его воспроизведение при численном расчете требует выхода за рамки приближений [15], обычно используемых для описания эффектов влияния доплеровского уширения на формирование спектров КПН.

Работа поддержана РФФИ (гранты №01-02-16311, 01-02-174-42, 01-02-174-39, 00-15-96-586), государственной научно-технической программой «Фундаментальная метрология», INTAS (INFO 00-479) и Volkswagen-Stiftung (I/73647).

ПРИЛОЖЕНИЕ

ОСОБЕННОСТИ РЕЗОНАНСОВ КПН НА ФОНЕ ДОПЛЕРОВСКИ УШИРЕННОЙ ЛИНИИ В МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

Случай продольного магнитного поля

В эксперименте частота первого лазера постоянна и равна $\omega_{L1} = \omega_{13} + \delta_{L_1}$, где δ_{L_1} — небольшая лазерная расстройка. В резонансе с полем ω_{L1} могут находиться только те частицы, которые имеют определенную проекцию скорости по направлению светового луча, такую, чтобы доплеровский сдвиг скомпенсировал расстройку частоты поля ω_{L1} относительно частоты квантовых переходов $|1\rangle \leftrightarrow |7\rangle$ и $|1\rangle \leftrightarrow |5\rangle$ (точки a и b на рис. 9*а*).

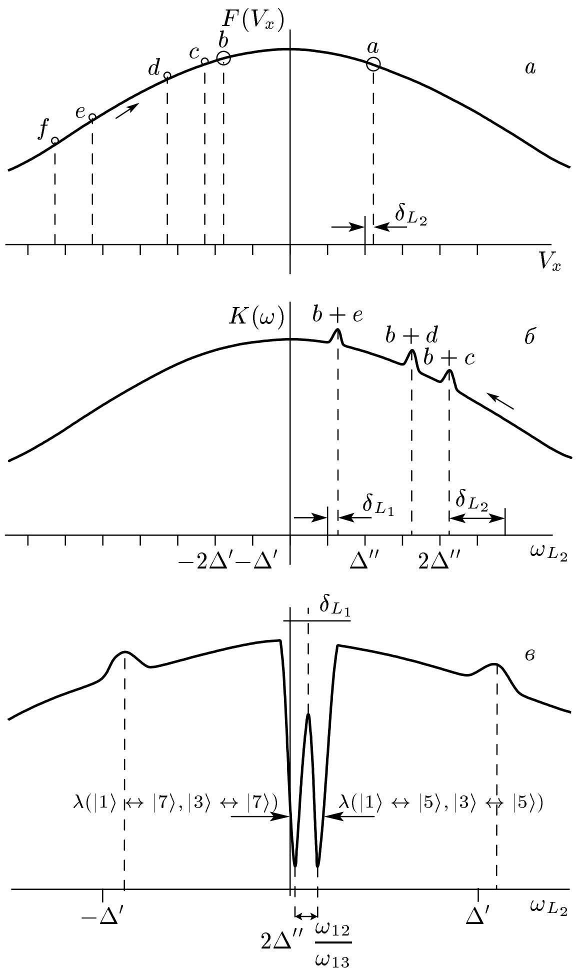


Рис. 9. Наблюдение резонансов КПН на фоне доплеровски уширенной линии; точка a соответствует переходу $|1\rangle \leftrightarrow |7\rangle$, b — $|1\rangle \leftrightarrow |5\rangle$, c — $|3\rangle \leftrightarrow |7\rangle$, d — $|2\rangle \leftrightarrow |6\rangle$, e — $|4\rangle \leftrightarrow |6\rangle$, f — $|3\rangle \leftrightarrow |5\rangle$. a — $F(v_x)$ — функция максвелловского распределения по скоростям; точки a и b соответствуют частицам, которые имеют определенную проекцию скорости по направлению светового луча, такую, чтобы доплеровский сдвиг скомпенсировал расстройку частоты поля ω_{L1} относительно частоты квантовых переходов $|1\rangle \leftrightarrow |7\rangle$ и $|1\rangle \leftrightarrow |5\rangle$; точки c, d, e и f соответствуют скоростным группам частиц, для которых доплеровский сдвиг компенсирует расстройку δ_{L_2} частоты ω_{L2} относительно частот квантовых переходов соответственно $|3\rangle \leftrightarrow |7\rangle$, $|2\rangle \leftrightarrow |6\rangle$, $|4\rangle \leftrightarrow |6\rangle$, $|3\rangle \leftrightarrow |5\rangle$; графическая иллюстрация получения пиков поглощения ($б$) и резонансов КПН ($в$) на фоне доплеровски уширенной линии

Поглощение волны ω_{L1} будет наблюдаться на частотах $\omega_{13} + \Delta''$ (переход $|1\rangle \leftrightarrow |7\rangle$) и $\omega_{13} - \Delta''$ (переход $|1\rangle \leftrightarrow |5\rangle$). Согласно определению эффекта Доплера, получим выражения для соответствующих скоростных групп:

$$\omega_{L1} = \frac{\omega_{13} + \Delta''}{1 - v_{x1}/c} \to \to \left(1 - \frac{v_{x1}}{c}\right) = \frac{\omega_{13} + \Delta''}{\omega_{L1}} \quad \text{(точка } a\text{)},$$

$$\omega_{L1} = \frac{\omega_{13} - \Delta''}{1 - v_{x2}/c} \to \to \left(1 - \frac{v_{x2}}{c}\right) = \frac{\omega_{13} - \Delta''}{\omega_{L1}} \quad \text{(точка } b\text{)}.$$

Взаимодействие частиц в каждой скоростной группе с полем ω_{L1} приводит к тому, что уровень $|1\rangle$ обедняется, а населенности уровней $|2\rangle$,$|3\rangle$ и $|4\rangle$ возрастают за счет распадов с верхних уровней. Вторая частота $\omega_{L2} = \omega_{23} + \delta_{L_2}$, где δ_{L_2} — расстройка второго поля, сканируется в широком диапазоне частот. На рис. 9a нанесены точки c, d, e и f, соответствующие скоростным группам частиц, для которых доплеровский сдвиг компенсирует расстройку δ_{L_2} частоты ω_{L2} относительно частот квантовых переходов $|3\rangle \leftrightarrow |7\rangle$, $|2\rangle \leftrightarrow |6\rangle$, $|4\rangle \leftrightarrow |6\rangle$, $|3\rangle \leftrightarrow |5\rangle$. Поглощение волны ω_{L2} будет наблюдаться на четырех частотах: $\omega_{23} \pm \Delta''$ (переход $|3\rangle \leftrightarrow |7\rangle$ и $|3\rangle \leftrightarrow |5\rangle$) и $\omega_{23} \pm \Delta'$ (переход $|2\rangle \leftrightarrow |6\rangle$ и $|4\rangle \leftrightarrow |6\rangle$), т. е. выражения для соответствующих скоростных групп имеют вид

$$\omega_{L2} = \frac{\omega_{23} + \Delta''}{1 - v_{x3}/c} \to \to \left(1 - \frac{v_{x3}}{c}\right) = \frac{\omega_{23} + \Delta''}{\omega_{L2}} \quad \text{(точка } c\text{)},$$

$$\omega_{L2} = \frac{\omega_{23} + \Delta'}{1 - v_{x4}/c} \to \to \left(1 - \frac{v_{x4}}{c}\right) = \frac{\omega_{23} + \Delta'}{\omega_{L2}} \quad \text{(точка } d\text{)},$$

$$\omega_{L2} = \frac{\omega_{23} - \Delta'}{1 - v_{x5}/c} \to \to \left(1 - \frac{v_{x5}}{c}\right) = \frac{\omega_{23} - \Delta'}{\omega_{L2}} \quad \text{(точка } e\text{)},$$

$$\omega_{L2} = \frac{\omega_{23} - \Delta''}{1 - v_{x6}/c} \to \to \left(1 - \frac{v_{x6}}{c}\right) = \frac{\omega_{23} - \Delta''}{\omega_{L2}} \quad \text{(точка } f\text{)}.$$

В случае, когда расстройка $\delta_{L_2} > \omega_{23} + \Delta''$, точки c–f находятся слева относительно точки b. В каждой из этих скоростных групп (a–f) атомы возбуждаются излучением ω_{L2} или ω_{L1}. Равновесное распределение населенностей нарушается. При уменьшении расстройки δ_{L_2} точки c, d, e и f на графике (рис. 9*а*) движутся вправо. При совпадении точек c и b атомы, находящиеся в этой скоростной группе, одновременно взаимодействуют с обоими полями. Возбуждаются два перехода, которые не образуют Λ-систему, однако из-за наличия неравновесного распределения частиц по уровням и избытка населенности на уровне $|3\rangle$ возрастает поглощение второй волны, что соответствует пику поглощения (рис. 9*б*). Получим частоту, на которой наблюдается этот пик поглощения, из условия совпадения скоростных групп v_{x2} (точка b) и v_{x3} (точка c), т. е. из условия

$$\frac{\omega_{13} - \Delta''}{\omega_{L1}} = \frac{\omega_{23} + \Delta''}{\omega_{L2}}.$$

Из этого выражения легко получить частоту, на которой наблюдается первый пик поглощения, $\omega_{L2} = \omega_{23} + 2\Delta'' + \delta_{L_1}$. При дальнейшем уменьшении δ_{L_2} наблюдаются пики поглощения при совпадении скоростных групп v_{x2} и v_{x4} (точки b и d), а также v_{x2} и v_{x5} (точки b и e) на частотах, соответственно, $\omega_{L2} = \omega_{23} + \Delta'' + \Delta' + \delta_{L_1}$ и $\omega_{L2} = \omega_{23} + \Delta' + \delta_{L_1}$. При дальнейшем снижении δ_{L_2} точка c совпадает с точкой a, что соответствует одновременному возбуждению переходов $|1\rangle \leftrightarrow |7\rangle$ и $|3\rangle \leftrightarrow |7\rangle$, т. е. резонансу КПН в Λ-системе, образованной уровнями $|1\rangle$, $|3\rangle$ и $|7\rangle$. Рассчитаем, на какой частоте будет наблюдаться пик резонанса КПН. Из условия совпадения скоростных групп v_{x1} и v_{x3}:

$$\left(1 - \frac{v_{x1}}{c}\right) = \frac{\omega_{13} + \Delta''}{\omega_{L1}}, \quad \left(1 - \frac{v_{x3}}{c}\right) = \frac{\omega_{23} + \Delta''}{\omega_{L2}},$$

следует, что первый резонанс КПН будет наблюдаться на частоте

$$\omega_{L2} = \omega_{23} + \delta_{L_1} + \frac{\omega_{12}\Delta''}{\omega_{13}}.$$

Второй резонанс КПН возникает при совпадении скоростных групп v_{x6} (точка f) и v_{x2} (точка b). Аналогично получаем частоту

$$\omega_{L2} = \omega_{23} + \delta_{L_1} - \frac{\omega_{12}\Delta''}{\omega_{13}},$$

на которой наблюдается второй резонанс КПН. При этом расстояние между двумя резонансами КПН равняется

$$\omega_{L2}^{ac} - \omega_{L2}^{bf} = 2\Delta' \frac{\omega_{12}}{\omega_{13}}.$$

Дальнейшее уменьшение расстройки δ_{L_2} приводит к появлению пиков поглощения в левой части графика (рис. 9*в*). Следует особо заметить, что наличие лазерной расстройки второго поля, не равной нулю, приводит к тому, что распределение пиков и резонансов симметрично относительно частоты

$$\omega_{L2} = \omega_{23} + \delta_{L_1}. \qquad (\text{П}.1)$$

Таким образом, на доплеровски уширенном контуре, в отличие от спектра покоящегося атома, мы наблюдаем симметричную картину (шесть пиков поглощения и два резонанса КПН) относительно частоты (П.1).

Случай поперечного магнитного поля

Рассуждения аналогичны случаю продольного магнитного поля. Поглощение волны ω_{L1} будет наблюдаться на частоте ω_{13} (переход $|1\rangle \leftrightarrow |6\rangle$). Вторая частота, $\omega_{L2} = \omega_{23} + \delta_{L_2}$, где δ_{L_2} — расстройка второго поля, сканируется в широком диапазоне частот. Поглощение волны ω_{L2} будет наблюдаться на двух частотах: $\omega_{23} \pm \Delta'$ (переход $|2\rangle \leftrightarrow |6\rangle$ и $|4\rangle \leftrightarrow |6\rangle$). Одновременное возбуждение переходов $|1\rangle \leftrightarrow |6\rangle$ и $|2\rangle \leftrightarrow |6\rangle$, а также $|1\rangle \leftrightarrow |6\rangle$ и $|4\rangle \leftrightarrow |6\rangle$, соответствуют резонансам КПН в Λ-системах, образованных уровнями, соответственно, $|1\rangle$, $|6\rangle$, $|2\rangle$ и $|1\rangle$, $|6\rangle$, $|4\rangle$. Таким образом, наблюдаются два резонанса КПН на частотах $\omega_{L2} = \omega_{23} \pm \Delta'$. Расстояние между резонансами равно удвоенной величине зеемановского расщепления нижнего уровня $\Delta\omega_\perp = 2\Delta'$. Отметим, что отношение величины расщепления резонансов КПН для атома самария в поперечном и продольном магнитных полях составляет

$$\frac{\Delta\omega_\perp}{\Delta\omega_\parallel} = \frac{2\Delta'_\perp}{2\Delta'_\parallel \omega_{12}/\omega_{13}} = 25\frac{H_\perp}{H_\parallel}.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. E. Arimondo, in: *Progress in Optics* **35**, 257, ed. by E. Wolf, Elsevier, Amsterdam (1996).
2. G. Alzetta, A. Gozzini, L. Moi, and G. Orriols, Nuovo Cim. B **36**, 5 (1976).
3. H. R. Gray, R. M. Whitly, and C. R. Stroud (Jr.), Opt. Lett. **3**, 218 (1978).
4. G. Alzetta, L. Moi, and G. Orriols, Nuovo Cim. B **52**, 209 (1979); Opt. Comm. **42**, 335 (1982).
5. A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, and C. Cohen-Tannoudji, Phys. Rev. Lett. **61**, 826 (1996).

6. A. Kasapi, Phys. Rev. Lett. **77**, 3908 (1997).

7. R. Wynands and A. Nagel, Appl. Phys. B **68**, 1 (1999).

8. R. Holtzwarth, Th. Udem, and T. W. Haensh, Phys. Rev. Lett. **85**, 2264 (2000).

9. Н. Н. Колачевский, А. В. Акимов, Н. А. Киселев, А. А. Папченко, В. Н. Сорокин, С. И. Канорский, КЭ **31**(1), 61 (2001).

10. Б. А. Гришанин, http://comsim1.phys.msu.su/people/grishanin/teaching/qsp/.

11. Л. А. Вайнштейн, И. И. Собельман, Е. А. Юдин, *Возбуждение атомов и уширение спектральных линий*, Наука, Москва (1978).

12. W. Happer, Rev. Mod. Phys. **44**, 169 (1972).

13. B. A. Grishanin, V. N. Zadkov, and D. Meschede, Phys. Rev. **A 58**, 4235 (1998).

14. I. V. Bargatin, B. A. Grishanin, and V. N. Zadkov, Proc. SPIE **3736**, 246 (1998).

15. E. Kuznetsova, O. Kocharovskaya, and M. O. Scully, Proc. SPIE **4750**, 117 (2002).

16. Н. Н. Колачевский, А. В. Акимов, Н. А. Киселев, А. А. Папченко, В. Н. Сорокин, С. И. Канорский, Опт. и спектр. **90**(2), 164 (2001).

17. A. V. Akimov, N. N. Kolachevsky, V. N. Sorokin, and S. I. Kanorsky, in *Abstracts IQEC-2002 Technical Digest*, Moscow (2002), p. 93.

18. Б. М. Смирнов, *Возбужденные атомы*, Энергоиздат, Москва (1982).

19. P. F. Liao, J. E. Bjorkholm, and P. R. Berman, Phys. Rev. A **21**(6), 1927 (1980).