ЖЭТФ/JETP, 2026, том 170, вып. 6 (12), стр. 525–540 © 2026

ВЛИЯНИЕ НЕВЫРОЖДЕННОСТИ СВЕРХТОНКОЙ СТРУКТУРЫ ВОЗБУЖДЕННОГО СОСТОЯНИЯ АТОМА ЩЕЛОЧНОГО МЕТАЛЛА НА ФОРМУ РЕЗОНАНСА КОГЕРЕНТНОГО ПЛЕНЕНИЯ НАСЕЛЕННОСТЕЙ ПРИ СВОБОДНОМ ДВИЖЕНИИ АТОМОВ В ОПТИЧЕСКИ ПЛОТНЫХ СРЕДАХ

Е. К. Рожков [a*], ***Г. В. Волошин*** [b], ***К. А. Баранцев*** [b], ***А. Н. Литвинов*** [b**]

[a] *Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет им. Ж. И. Алферова Российской академии наук*
194021, Санкт-Петербург, Россия

[b] *Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого*
195251, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 26 марта 2026 г.,
после переработки 17 июня 2026 г.
Принята к публикации 14 сентября 2026 г.

Исследуется прохождение двухчастотного лазерного излучения через оптически плотный газ горячих атомов щелочных металлов. Исходя из совместного решения квантового кинетического уравнения для матрицы плотности и уравнений Максвелла для медленных амплитуд полей, установлено, что из-за формирования двух резонансов когерентного пленения населенностей с каждым из возбужденных состояний спектр пропускания системы имеет двугорбую структуру. Два окна прозрачности перекрываются лишь частично, что приводит к значительному сдвигу первого пика в спектре пропускания относительно нулевой двухфотонной отстройки. Существенное влияние на амплитуду прошедшего излучения и положение экстремумов на резонансном контуре оказывают энергии расщепления между основными и возбужденными состояниями. Из-за остаточного эффекта Доплера процессы поглощения и поляризации двух компонент лазерного поля происходят по-разному. Увеличение скорости релаксации низкочастотной когерентности приводит к еще большему различию в поглощении двух компонент поля средой.

Ключевые слова: когерентное пленение населенностей, четырехуровневые системы, эффект Доплера, оптически плотная среда, сверхтонкое расщепление

DOI: 10.31857/S0044451026120011

1. ВВЕДЕНИЕ

Явление когерентного пленения населенностей (КПН) занимает особое место в квантовой оптике и нелинейной атомной спектроскопии [1–4]. Суть данного эффекта заключается в возникновении такого суперпозиционного квантового состояния, в котором атом, взаимодействующий с двухчастотным лазерным полем, перестает взаимодействовать с внешним излучением. Такое поведение активных атомов обусловлено деструктивной интерференцией квантовых каналов возбуждения, приводящей к возникновению оптического нелинейного резонанса. Экспериментально это проявляется как возникновение в спектре поглощения окна прозрачности. Наиболее важной особенностью эффекта КПН является возможность получения резонансов пропускания, ширина которых может быть на несколько порядков меньше естественной ширины линии оптического перехода. Такая малая ширина линии

* E-mail: rozhkov.ek2002@mail.ru
** E-mail: andrey.litvinov@mail.ru

КПН-резонанса открывает широкие возможности для применения этого явления в таких областях, как спектроскопия сверхвысокого разрешения [5, 6], запись, хранение и обработка квантовой информации [7–10], создание оптических магнитометров [11]. Особое место здесь занимают квантовые стандарты частоты [12–18], принцип работы которых основан на явлении КПН.

Исследования, посвященные влиянию свободного движения атомов на формирование нелинейных оптических резонансов, показывают, что появление дополнительной степени свободы приводит к принципиально новым физическим эффектам, сказывающимся на модификации спектров поглощения. Например, в работах [19–22] продемонстрировано, что при свободном движении атомов может наблюдаться сужение двухфотонного резонанса в газе. В частности, при исследовании эффекта двойного радио-оптического резонанса в ячейках конечного размера свободное движение атомов и оптическая накачка лазерным излучением приводят к возникновению лазерно-индуцированного переноса [23]. При изучении явления КПН в ячейках конечного размера также наблюдается ряд новых физических эффектов, приводящих к сужению линии этих резонансов [24–26], обусловленному свободным движением атомов в сочетании с конечными размерами ячейки. Кроме того, невырожденность возбужденного энергетического уровня в свободно движущихся атомах щелочных металлов приводит к возникновению дополнительных вкладов в световой сдвиг КПН-резонанса [27]. Когда такой атомный газ локализован в ячейке конечных размеров, сопоставимых с длиной волны микроволнового перехода, имеет место как сдвиг основного резонанса, так и возникновение дополнительных сателлитов на резонансном контуре [28]. Свободное движение активных атомов и их взаимодействие со стенками ячейки, протекающее по типу полной термализации, приводят к формированию двугорбой структуры КПН-резонанса [29]. В работе [30] показано, что при возбуждении Λ-атомов свободное движение приводит к исчезновению симметрии относительно взаимной замены частот Раби двух возбуждаемых переходов.

Таким образом, оптические резонансы, в том числе явление КПН, при свободном движении атомов в оптически плотных средах могут значительно отличаться от тех, что наблюдаются в случае использования ячеек с буферным газом. Главным образом это обусловлено появлением дополнительной степени свободы, связанной с движением активных атомов. Так, в работах [31–33] показано, что даже в простой двухуровневой системе спектр поглощения существенно искажается при свободном движении атомов. Влияние свободного движения активных атомов на процессы поглощения двухчастотного лазерного излучения оптически плотной средой Λ-атомов в условиях резонанса КПН рассмотрено в [34]. Авторы этой работы установили, что в такой системе каждая из двух компонент лазерного излучения поглощается по-разному даже в случае модельной схемы с одинаковыми матричными элементами переходов. Целью настоящей работы является анализ влияния невырожденности сверхтонкой структуры возбужденного состояния атома щелочного металла на форму резонанса КПН при свободном движении атомов в оптически плотных средах.

В данной работе рассматривается ансамбль четырехуровневых атомов, имеющих невырожденную сверхтонкую структуру основного и возбужденного состояний. Магнитные подуровни предполагаются вырожденными и не учитываются в теоретической модели. Ансамбль атомов представляет собой оптически плотную безграничную среду, поэтому взаимодействием атомов со стенками ячейки пренебрегается. Теоретическое описание системы основывается на полуклассическом подходе: внутренние степени свободы активных атомов описываются с помощью формализма матрицы плотности, а математический аппарат представления электромагнитного поля строится на классическом описании. Система уравнений для матрицы плотности совместно с уравнениями Максвелла образует самосогласованную систему уравнений, которая и решается в работе.

В результате такого подхода было установлено, что зависимость интенсивности излучения, прошедшего через систему, от двухфотонной отстройки содержит два экстремума, причем сдвиг первого пика относительно нуля может достигать десятков килогерц, а при определенных значениях параметров системы контуры резонансов для двух полей существенно отличаются как по амплитуде, так и по форме. Физические причины этих явлений — совместное влияние невырожденности сверхтонкой структуры возбужденного состояния атома щелочного металла и остаточного эффекта Доплера.

2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Объектом исследования является газ атомов щелочных металлов, взаимодействующих с бихроматическим лазерным излучением. Для описания данной

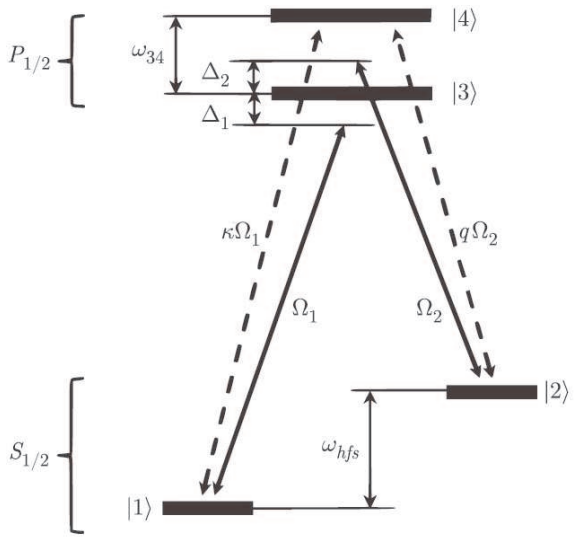


Рис. 1. Схема энергетических уровней активного атома и возбуждаемые переходы

системы будем использовать одночастичную матрицу плотности в представлении Вигнера $\hat{\rho}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$, подчиняющуюся следующей нормировке:

$$\mathrm{Tr}\left[\hat{\rho}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)\right] = 1, \tag{1}$$

где $\mathbf{r}$ — координата активного атома, $\mathbf{v}$ — скорость активного атома. В качестве базиса для матрицы плотности выберем базис одноэлектронных состояний $|\alpha\rangle$ изолированного атома с определенной энергией, где α нумерует энергетические уровни атома. Для описания внутренней структуры активных атомов будем использовать модельное приближение четырехуровневой схемы (рис. 1), в котором квантовое число α принимает целые значения от 1 до 4. Поскольку в роли активных атомов выступают атомы щелочных металлов с одним валентным электроном, состояния $|1\rangle$, $|2\rangle$ представляют собой сверхтонкие подуровни s-состояния, а состояния $|3\rangle$, $|4\rangle$ — сверхтонкие подуровни p-состояния. Таким образом, переходы $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$, $|3\rangle \leftrightarrow |4\rangle$ запрещены в дипольном приближении, а их частоты находятся в СВЧ-диапазоне и в дальнейшем будут обозначаться как ω_{hfs}, ω_{43} соответственно. Частоты переходов между основными и возбужденными состояниями лежат в оптическом диапазоне и разрешены в дипольном приближении.

С четырехуровневым атомом взаимодействует двухчастотное лазерное излучение, имеющее вид плоской волны:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_1(\mathbf{r}) e^{i(\nu_1 t - \mathbf{k_1 r})} + \mathbf{E}_2(\mathbf{r}) e^{i(\nu_2 t - \mathbf{k_2 r})} + \text{c.c.}, \tag{2}$$

где ν_1, ν_2 — частоты компонент вектора напряженности электрического поля, настроенные на переходы $|1\rangle \to |3\rangle$, $|2\rangle \to |3\rangle$ соответственно, $\mathbf{k}_1$, $\mathbf{k}_2$ — соответствующие волновые векторы, $\mathbf{E}_1(\mathbf{r})$, $\mathbf{E}_2(\mathbf{r})$ — комплексные амплитуды данных полей.

Временная эволюция матрицы плотности рассматриваемой системы подчиняется квантовому кинетическому уравнению [35]

$$\frac{\partial \hat{\rho}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\partial t} + \mathbf{v}\nabla_{\mathbf{r}} \hat{\rho}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = \\ = -\frac{i}{\hbar}\left[\hat{H}_0 - \hat{\mathbf{d}}\mathbf{E}(\mathbf{r}, t), \hat{\rho}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)\right] + \\ + \hat{R}\hat{\rho}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) + \hat{S}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t), \tag{3}$$

где $\hat{H}_0$ — гамильтониан изолированного активного атома, $\hat{\mathbf{d}}$ — оператор дипольного момента активного атома, $\hat{R}$ — оператор, описывающий спонтанный распад возбужденных состояний и высокочастотных когерентностей, $\hat{S}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ — интеграл столкновений. Остановимся подробнее на виде интеграла столкновений: в отсутствие буферного газа концентрация атомов n_a в газовой смеси не превышает 10^{12} см$^{-3}$, поэтому при комнатной температуре без учета дальнодействующих взаимодействий частоту упругих столкновений для активных атомов можно оценить как

$$\nu \sim n_a \pi r_a^2 v_m \lesssim 10^3 \text{ с}^{-1}, \tag{4}$$

где r_a — радиус активного атома, v_m — средняя тепловая скорость активного атома. Таким образом, частоты упругих столкновений, приводящих к разрушению высокочастотных когерентностей, оказываются много меньше частот их спонтанного распада: $\nu \ll \gamma_{\alpha\beta}$, $\Gamma_{\alpha\beta} \sim 10^7$ с$^{-1}$, где $\gamma_{\alpha\beta}$ — скорость спонтанного распада возбужденного состояния $|\alpha\rangle$ в основное состояние $|\beta\rangle$, $\Gamma_{\alpha\beta}$ — скорость спонтанного распада когерентности между возбужденным состоянием $|\alpha\rangle$ и основным состоянием $|\beta\rangle$. Таким образом, интеграл столкновений в уравнениях для высокочастотных когерентностей и населенностей возбужденных состояний приводит только к малой добавке к скоростям спонтанных распадов и может быть принят равным нулю.

В уравнениях для низкочастотной когерентности между состояниями $|1\rangle$, $|2\rangle$ учет столкновительного слагаемого принципиально важен, поскольку в рассматриваемой системе существует единственный механизм релаксации низкочастотной когерентности: спин-обменные взаимодействия между активными атомами. Наличие спин-обменных взаимодействий приводит к перемешиванию населенностей

между состояниями $|1\rangle$ и $|2\rangle$, поэтому в соответствующих уравнениях необходимо учитывать интеграл столкновений. Для компонент матрицы плотности $\rho_{\alpha\beta}(\mathbf{r},\mathbf{v},t) = \langle\alpha|\hat{\rho}(\mathbf{r},\mathbf{v},t)|\beta\rangle$ ненулевые матричные элементы столкновительного слагаемого $S_{\alpha\beta}(\mathbf{r},\mathbf{v},t)$ в модели сильных столкновений имеют следующий вид [36–39]:

$$S_{12}(\mathbf{r},\mathbf{v},t) = -\Gamma_\perp \rho_{12}(\mathbf{r},\mathbf{v},t), \tag{5}$$

$$S_{11}(\mathbf{r},\mathbf{v},t) = -\Gamma_\parallel[\rho_{11}(\mathbf{r},\mathbf{v},t) - \rho_{22}(\mathbf{r},\mathbf{v},t)], \tag{6}$$

$$S_{22}(\mathbf{r},\mathbf{v},t) = -S_{11}(\mathbf{r},\mathbf{v},t), \tag{7}$$

где $\Gamma_\perp$ и $\Gamma_\parallel$ — скорости поперечной и продольной релаксаций соответственно. В выражении (5) член прихода принят равным нулю, поскольку спин-обменные взаимодействия приводят только к разрушению низкочастотной когерентности.

Теперь перейдем к рассмотрению слагаемого $\hat{\mathbf{d}}\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$ в уравнении (3), описывающего взаимодействие атома с полем. Будем считать, что излучение распространяется вдоль оси z, а поверхность волнового фронта представляет собой плоскость с равномерно распределенной по ней интенсивностью. Поэтому в дальнейшем будем рассматривать одномерную задачу, в которой матрица плотности зависит только от одной из трех компонент радиус-вектора и скорости: $\hat{\rho}(\mathbf{r},\mathbf{v},t) = \hat{\rho}(z,v_z,t)$. Примем, что дипольные моменты активного атома сонаправлены с векторами напряженности электрического поля. В таком случае оператор взаимодействия атома с полем будет иметь вид

$$\begin{aligned}\hat{\mathbf{d}}\mathbf{E}(z,t) = {}& \hbar\Omega_1(z)e^{i(\nu_1 t - k_1 z)}|3\rangle\langle 1| + \\ &+ \hbar\Omega_2(z)e^{i(\nu_2 t - k_2 z)}|3\rangle\langle 2| + \\ &+ \hbar\kappa\Omega_1(z)e^{i(\nu_1 t - k_1 z)}|4\rangle\langle 1| + \\ &+ \hbar q\Omega_2(z)e^{i(\nu_2 t - k_2 z)}|4\rangle\langle 2| + \text{H.c.},\end{aligned} \tag{8}$$

где

$$\Omega_1(z) = \frac{d_{13}E_1(z)}{\hbar}, \quad \Omega_2(z) = \frac{d_{23}E_2(z)}{\hbar}$$

— частоты Раби, $\kappa = d_{14}/d_{13}$, $q = d_{24}/d_{23}$ — отношения матричных элементов дипольных моментов, которые в общем случае являются комплексными числами. При выводе выражения (8) было принято, что компонента поля $\mathbf{E}_\beta(z)$ взаимодействует только с переходами $|\beta\rangle \leftrightarrow |3\rangle, |4\rangle$. Наличие такого переменного электрического поля приводит к быстрым осцилляциям высокочастотных когерентностей на оптических частотах ν_1, ν_2 и более медленным колебаниям низкочастотной когерентности на разностной частоте $\nu_1 - \nu_2$, находящейся в СВЧ-диапазоне.

Чтобы исключить быстро осциллирующие слагаемые из уравнения (3), будем использовать приближение вращающейся волны:

$$\begin{gathered}\rho_{1\alpha}(z,v_z,t) = \rho_{1\alpha}(z,v_z)e^{i(\nu_1 t - k_1 z)}, \\ \rho_{2\alpha}(z,v_z,t) = \rho_{2\alpha}(z,v_z)e^{i(\nu_2 t - k_2 z)}, \\ \rho_{12}(z,v_z,t) = \rho_{12}(z,v_z)e^{i[(\nu_1-\nu_2)t - (k_1-k_2)z]}, \\ \rho_{\gamma\gamma}(z,v_z,t) = \rho_{\gamma\gamma}(z,v_z),\end{gathered} \tag{9}$$

где $\alpha = 3,4$, $\gamma = 1,\ldots,4$. В результате, пренебрегая пространственной и временной производными от медленных амплитуд матрицы плотности по сравнению с соответствующими производными от быстро осциллирующих экспонент, из квантового кинетического уравнения (3) получим следующие выражения для высокочастотных когерентностей:

$$\begin{aligned}\rho_{13}(z,v_z) = {}& -\big[iG_1(v_z) + F_1(v_z)\big] \times \\ &\times \left[\frac{\Omega_1(z)}{\Gamma_{31}}[\rho_{11}(z,v_z) - \rho_{33}(z,v_z)] + \frac{\Omega_2(z)}{\Gamma_{31}}\rho_{12}(z,v_z)\right],\end{aligned} \tag{10}$$

$$\begin{aligned}\rho_{23}(z,v_z) = {}& -\big[iG_2(v_z) + F_2(v_z)\big] \times \\ &\times \left[\frac{\Omega_2(z)}{\Gamma_{32}}[\rho_{22}(z,v_z) - \rho_{33}(z,v_z)] + \frac{\Omega_1(z)}{\Gamma_{32}}\rho_{21}(z,v_z)\right],\end{aligned} \tag{11}$$

$$\begin{aligned}\rho_{14}(z,v_z) = {}& -\big[i\widetilde{G}_1(v_z) + \widetilde{F}_1(v_z)\big] \times \\ &\times \left[\frac{\Omega_1(z)}{\kappa^*\Gamma_{31}}[\rho_{11}(z,v_z) - \rho_{44}(z,v_z)] + \frac{q\Omega_2(z)}{|\kappa|^2\Gamma_{31}}\rho_{12}(z,v_z)\right],\end{aligned} \tag{12}$$

$$\begin{aligned}\rho_{24}(z,v_z) = {}& -\big[i\widetilde{G}_2(v_z) + \widetilde{F}_2(v_z)\big] \times \\ &\times \left[\frac{\Omega_2(z)}{q^*\Gamma_{32}}[\rho_{22}(z,v_z) - \rho_{44}(z,v_z)] + \frac{\kappa\Omega_1(z)}{|q|^2\Gamma_{32}}\rho_{21}(z,v_z)\right],\end{aligned} \tag{13}$$

где были отброшены слагаемые, содержащие когерентность между возбужденными состояниями, $\rho_{34}(z,v_z) \approx 0$, в силу их малости по сравнению с населенностями и когерентностями. Здесь были введены следующие обозначения:

$$G_1(v_z) = \frac{\Gamma_{31}^2}{\Gamma_{31}^2 + (\Delta_1 - k_1 v_z)^2},$$

$$G_2(v_z) = \frac{\Gamma_{32}^2}{\Gamma_{32}^2 + (\Delta_2 - k_2 v_z)^2},$$

$$\widetilde{G}_1(v_z) = \frac{|\kappa|^4\Gamma_{31}^2}{|\kappa|^4\Gamma_{31}^2 + (\Delta_1 - k_1 v_z - \omega_{43})^2},$$

$$\widetilde{G}_2(v_z) = \frac{|q|^4\Gamma_{32}^2}{|q|^4\Gamma_{32}^2 + (\Delta_2 - k_2 v_z - \omega_{43})^2},$$

$$F_1(v_z)=\frac{(\Delta_1-k_1v_z)\Gamma_{31}}{\Gamma_{31}^2+(\Delta_1-k_1v_z)^2},$$
$$F_2(v_z)=\frac{(\Delta_2-k_2v_z)\Gamma_{32}}{\Gamma_{32}^2+(\Delta_2-k_2v_z)^2},$$
$$\widetilde{F}_1(v_z)=\frac{(\Delta_1-k_1v_z-\omega_{43})|\kappa|^2\Gamma_{31}}{|\kappa|^4\Gamma_{31}^2+(\Delta_1-k_1v_z-\omega_{43})^2},$$
$$\widetilde{F}_2(v_z)=\frac{(\Delta_2-k_2v_z-\omega_{43})|q|^2\Gamma_{32}}{|q|^4\Gamma_{32}^2+(\Delta_2-k_2v_z-\omega_{43})^2},$$

где $\omega_{\alpha\beta}$ — частота перехода $|\alpha\rangle \leftrightarrow |\beta\rangle$, а $\Delta_\beta = \nu_\beta - \omega_{3\beta}$ — однофотонные отстройки.

В дальнейшем нами будет рассматриваться оптически плотная среда, поэтому компоненты матрицы плотности зависят от координаты из-за изменения частот Раби вдоль оси z. Теперь перейдем к определению населенностей возбужденных состояний, для этого домножим кинетическое уравнение (3) на $\langle 3|\dots|3\rangle$, $\langle 4|\dots|4\rangle$ и с учетом выражений (10)–(13) получим выражения для населенностей состояний $|3\rangle$ и $|4\rangle$ соответственно:

$$\rho_{33}(z,v_z)=2\frac{|\Omega_1(z)|^2}{\Gamma_{31}\gamma}G_1(v_z)\rho_{11}(z,v_z)+2\frac{|\Omega_2(z)|^2}{\Gamma_{32}\gamma}G_2(v_z)\rho_{22}(z,v_z)+2\mathrm{Re}\Bigg\{\frac{\Omega_1(z)\Omega_2^*(z)}{\gamma}\Bigg[\frac{G_1(v_z)+iF_1(v_z)}{\Gamma_{31}}+$$
$$+\frac{G_2(v_z)+iF_2(v_z)}{\Gamma_{32}}\Bigg]\Bigg\}R(z,v_z)+2\mathrm{Im}\Bigg\{\frac{\Omega_1(z)\Omega_2^*(z)}{\gamma}\Bigg[\frac{G_1(v_z)+iF_1(v_z)}{\Gamma_{31}}+\frac{G_2(v_z)+iF_2(v_z)}{\Gamma_{32}}\Bigg]\Bigg\}J(z,v_z), \tag{14}$$

$$\rho_{44}(z,v_z)=2\frac{|\Omega_1(z)|^2}{\Gamma_{31}\Gamma}\widetilde{G}_1(v_z)\rho_{11}(z,v_z)+2\frac{|\Omega_2(z)|^2}{\Gamma_{32}\Gamma}\widetilde{G}_2(v_z)\rho_{22}(z,v_z)+2\mathrm{Re}\Bigg\{\frac{\kappa q^*\Omega_1(z)\Omega_2^*(z)}{\Gamma}\Bigg[\frac{\widetilde{G}_1(v_z)+i\widetilde{F}_1(v_z)}{|\kappa|^2\Gamma_{31}}+$$
$$+\frac{\widetilde{G}_2(v_z)+i\widetilde{F}_2(v_z)}{|q|^2\Gamma_{32}}\Bigg]\Bigg\}R(z,v_z)+2\mathrm{Im}\Bigg\{\frac{\kappa q^*\Omega_1(z)\Omega_2^*(z)}{\Gamma}\Bigg[\frac{\widetilde{G}_1(v_z)+i\widetilde{F}_1(v_z)}{|\kappa|^2\Gamma_{31}}+\frac{\widetilde{G}_2(v_z)+i\widetilde{F}_2(v_z)}{|q|^2\Gamma_{32}}\Bigg]\Bigg\}J(z,v_z), \tag{15}$$

где $R(z,v_z)$ и $J(z,v_z)$ — вещественная и мнимая части низкочастотной когерентности соответственно, $\rho_{12}(z,v_z)=R(z,v_z)+iJ(z,v_z)$; $\gamma=\gamma_{31}+\gamma_{32}$ и $\Gamma=|\kappa|^2\gamma_{31}+|q|^2\gamma_{32}$ — суммарные скорости распада состояний $|3\rangle$ и $|4\rangle$ соответственно. Взаимодействие излучения с активными атомами приводит к возникновению у частот Раби квадратурных составляющих, а отношения дипольных моментов κ, q в общем случае комплексны, поэтому в выражениях (14), (15) явный вид коэффициентов при вещественной и мнимой частях низкочастотной когерентности чрезвычайно громоздок. По этим причинам в дальнейшем часть коэффициентов в уравнениях будет оставлена в виде вещественной или мнимой части от более компактных выражений. В результате населенности возбужденных состояний выражаются через населенности основных состояний и низкочастотную когерентность.

Поэтому для определения зависимостей компонент матрицы плотности от параметров задачи необходимо получить замкнутую систему уравнений для $\rho_{11}(z,v_z)$, $\rho_{22}(z,v_z)$ и $\rho_{12}(z,v_z)$. Поскольку внешние поля не слишком сильные, $\Omega_\beta(z)\ll\Gamma_{\alpha\beta},\gamma_{\alpha\beta}$, в дальнейшем мы будем использовать адиабатическое приближение, согласно которому $\rho_{33}(z,v_z)$, $\rho_{44}(z,v_z)\ll\rho_{11}(z,v_z)$, $\rho_{22}(z,v_z)$, и поэтому, с учетом нормировки (1), $\rho_{22}(z,v_z)\approx 1-\rho_{11}(z,v_z)$.

Таким образом, достаточно получить систему из трех уравнений, неизвестными функциями в которой будут населенность основного состояния $|1\rangle$, вещественная и мнимая части низкочастотной когерентности. Домножая кинетическое уравнение (3) на $\langle 1|\dots|1\rangle$, $\langle 1|\dots|2\rangle$, подставляя в полученные равенства выражения (10)–(15), с учетом (5), (6) и адиабатического приближения получим следующую систему уравнений:

$$\Bigg\{-\frac{2|\Omega_1(z)|^2}{\Gamma_{31}}\Bigg[\frac{\gamma_{32}}{\gamma}G_1(v_z)+\frac{|q|^2\gamma_{32}}{\Gamma}\widetilde{G}_1(v_z)\Bigg]+\frac{2|\Omega_2(z)|^2}{\Gamma_{32}}\Bigg[\frac{\gamma_{31}}{\gamma}G_2(v_z)+\frac{|\kappa|^2\gamma_{31}}{\Gamma}\widetilde{G}_2(v_z)\Bigg]-2\Gamma_\parallel\Bigg\}\rho_{11}(z,v_z)+$$
$$+\mathrm{Re}\Bigg\{-\frac{\Omega_1(z)\Omega_2^*(z)}{\Gamma_{31}}\Bigg[\frac{\gamma_{32}}{\gamma}[G_1(v_z)+iF_1(v_z)]+\frac{|q|^2\gamma_{32}}{\Gamma}\frac{q^*}{\kappa^*}[\widetilde{G}_1(v_z)+i\widetilde{F}_1(v_z)]\Bigg]+\frac{\Omega_1^*(z)\Omega_2(z)}{\Gamma_{32}}\Bigg[\frac{\gamma_{31}}{\gamma}[G_2(v_z)+iF_2(v_z)]+$$
$$+\frac{|\kappa|^2\gamma_{31}}{\Gamma}\frac{\kappa^*}{q^*}[\widetilde{G}_2(v_z)+i\widetilde{F}_2(v_z)]\Bigg]\Bigg\}R(z,v_z)-\mathrm{Im}\Bigg\{\frac{\Omega_1(z)\Omega_2^*(z)}{\Gamma_{31}}\Bigg[\frac{\gamma_{32}}{\gamma}[G_1(v_z)+iF_1(v_z)]+$$
$$+\frac{|q|^2\gamma_{32}}{\Gamma}\frac{q^*}{\kappa^*}[\widetilde{G}_1(v_z)+i\widetilde{F}_1(v_z)]\Bigg]+\frac{\Omega_1^*(z)\Omega_2(z)}{\Gamma_{32}}\Bigg[\frac{\gamma_{31}}{\gamma}[G_2(v_z)+iF_2(v_z)]+\frac{|\kappa|^2\gamma_{31}}{\Gamma}\frac{\kappa^*}{q^*}[\widetilde{G}_2(v_z)+i\widetilde{F}_2(v_z)]\Bigg]\Bigg\}J(z,v_z)=$$
$$=-\frac{2|\Omega_2(z)|^2}{\Gamma_{32}}\Bigg[\frac{\gamma_{31}}{\gamma}G_2(v_z)+\frac{|\kappa|^2\gamma_{31}}{\Gamma}\widetilde{G}_2(v_z)\Bigg]-\Gamma_\parallel, \tag{16}$$

$$\mathrm{Re}\Bigg\{\Omega_1(z)\Omega_2^*(z)\Bigg[\frac{iF_1(v_z)-G_1(v_z)}{\Gamma_{31}}+\frac{q^*}{\kappa^*}\frac{i\widetilde{F}_1(v_z)-\widetilde{G}_1(v_z)}{\Gamma_{31}}+\frac{G_2(v_z)+iF_2(v_z)}{\Gamma_{32}}+\frac{q^*}{\kappa^*}\frac{\widetilde{G}_2(v_z)+i\widetilde{F}_2(v_z)}{\Gamma_{32}}\Bigg]\Bigg\}\rho_{11}(z,v_z)-$$
$$-\Bigg\{\frac{|\Omega_1(z)|^2}{\Gamma_{32}}\Bigg[G_2(v_z)+\frac{|\kappa|^2}{|q|^2}\widetilde{G}_2(v_z)\Bigg]+\frac{|\Omega_2(z)|^2}{\Gamma_{31}}\Bigg[G_1(v_z)+\frac{|q|^2}{|\kappa|^2}\widetilde{G}_1(v_z)\Bigg]+\Gamma_\perp\Bigg\}R(z,v_z)+$$
$$+\Bigg\{\frac{|\Omega_1(z)|^2}{\Gamma_{32}}\Bigg[F_2(v_z)+\frac{|\kappa|^2}{|q|^2}\widetilde{F}_2(v_z)\Bigg]-\frac{|\Omega_2(z)|^2}{\Gamma_{31}}\Bigg[F_1(v_z)+\frac{|q|^2}{|\kappa|^2}\widetilde{F}_1(v_z)\Bigg]+\delta_R-kv_z\Bigg\}J(z,v_z)=$$
$$=\mathrm{Re}\Bigg\{\Omega_1(z)\Omega_2^*(z)\Bigg[\frac{G_2(v_z)+iF_2(v_z)}{\Gamma_{32}}+\frac{q^*}{\kappa^*}\frac{\widetilde{G}_2(v_z)+i\widetilde{F}_2(v_z)}{\Gamma_{32}}\Bigg]\Bigg\},\qquad(17)$$

$$\mathrm{Im}\Bigg\{\Omega_1(z)\Omega_2^*(z)\Bigg[\frac{iF_1(v_z)-G_1(v_z)}{\Gamma_{31}}+\frac{q^*}{\kappa^*}\frac{i\widetilde{F}_1(v_z)-\widetilde{G}_1(v_z)}{\Gamma_{31}}+\frac{G_2(v_z)+iF_2(v_z)}{\Gamma_{32}}+\frac{q^*}{\kappa^*}\frac{\widetilde{G}_2(v_z)+i\widetilde{F}_2(v_z)}{\Gamma_{32}}\Bigg]\Bigg\}\rho_{11}(z,v_z)+$$
$$+\Bigg\{\frac{|\Omega_2(z)|^2}{\Gamma_{31}}\Bigg[F_1(v_z)+\frac{|q|^2}{|\kappa|^2}\widetilde{F}_1(v_z)\Bigg]-\frac{|\Omega_1(z)|^2}{\Gamma_{32}}\Bigg[F_2(v_z)+\frac{|\kappa|^2}{|q|^2}\widetilde{F}_2(v_z)\Bigg]-\delta_R+kv_z\Bigg\}R(z,v_z)-$$
$$-\Bigg\{\frac{|\Omega_1(z)|^2}{\Gamma_{32}}\Bigg[G_2(v_z)+\frac{|\kappa|^2}{|q|^2}\widetilde{G}_2(v_z)\Bigg]+\frac{|\Omega_2(z)|^2}{\Gamma_{31}}\Bigg[G_1(v_z)+\frac{|q|^2}{|\kappa|^2}\widetilde{G}_1(v_z)\Bigg]+\Gamma_\perp\Bigg\}J(z,v_z)=$$
$$=\mathrm{Im}\Bigg\{\Omega_1(z)\Omega_2^*(z)\Bigg[\frac{G_2(v_z)+iF_2(v_z)}{\Gamma_{32}}+\frac{q^*}{\kappa^*}\frac{\widetilde{G}_2(v_z)+i\widetilde{F}_2(v_z)}{\Gamma_{32}}\Bigg]\Bigg\},\qquad(18)$$

где $\delta_R = \Delta_2 - \Delta_1$ — двухфотонная отстройка, $k = k_2 - k_1$ — проекция разностного волнового вектора на ось z. Если в рассматриваемой точке z заданы частоты Раби, то решение системы уравнений (16)–(18) позволяет найти компоненты матрицы плотности $\rho_{11}(z, v_z)$, $\rho_{12}(z, v_z)$, через которые выражаются все остальные матричные элементы. Однако из-за комплексности частот Раби аналитические выражения для компонент матрицы плотности чрезвычайно громоздки. Кроме того, в поляризационные свойства рассматриваемой системы вносят вклад активные атомы из различных скоростных групп. Поэтому интенсивность излучения, прошедшего через среду, будет зависеть от компонент матрицы плотности, усредненных по скоростям:

$$\rho_{\alpha\beta}(z) = \int\limits_{-\infty}^{\infty} M(v_z)\rho_{\alpha\beta}(z, v_z)\, dv_z,\qquad(19)$$

где

$$M(v_z) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\, v_m}\, e^{-v_z^2/v_m^2}$$

— распределение Максвелла. Точное вычисление средних от функций, являющихся решениями системы (16)–(18), не представляется возможным, поэтому в дальнейшем полученные уравнения будут решаться численно. Для определения частот Раби в точке z необходимо решать самосогласованную задачу: к системе уравнений для компонент матрицы плотности нужно добавить уравнения переноса поля в оптически плотной среде. Соответствующие уравнения можно получить из уравнений Максвелла для медленных амплитуд лазерных полей (укороченные уравнения Максвелла) [40]:

$$\frac{\partial\Omega_1(z)}{\partial z} = -\frac{2\pi i n_a k_1 |d_{13}|^2}{\hbar}[\rho_{13}(z) + |\kappa|^2\rho_{14}(z)],$$
$$\frac{\partial\Omega_2(z)}{\partial z} = -\frac{2\pi i n_a k_2 |d_{23}|^2}{\hbar}[\rho_{23}(z) + |q|^2\rho_{24}(z)].\qquad(20)$$

Таким образом, в настоящем разделе была получена самосогласованная система уравнений (16)–(18), (20), описывающая распространение двухчастотного лазерного излучения в оптически плотной среде четырехуровневых атомов.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В этом разделе мы перейдем к обсуждению результатов численного решения полученной системы уравнений. Алгоритм решения такой самосогласованной задачи следующий: система (16)–(18), (20) численно решается в точке $z = 0$ для заданных амплитуд полей. Исходя из выражений (10)–(15), определяются высокочастотные когерентности, которые затем усредняются по скоростям с распределением Максвелла и подставляются в уравнения переноса (20), из которых, после замены дифференциалов на конечные приращения, определяются частоты Раби в следующей точке оси z. Затем уравнения для компонент матрицы плотности решаются для новых ам-

плитуд полей, и описанная процедура повторяется требуемое количество раз.

На рис. 2 представлена зависимость суммарной безразмерной интенсивности двух полей,

$$\widetilde{I}(z) = \frac{|\Omega_1(z)|^2 + |\Omega_2(z)|^2}{|\Omega_1(0)|^2 + |\Omega_2(0)|^2},$$

в точке $z = L$ от двухфотонной отстройки для частот сверхтонкого расщепления возбужденных состояний $\omega_{43} = 5{\cdot}10^8$ с$^{-1}$, $\omega_{43} = 6{\cdot}10^8$ с$^{-1}$, $\omega_{43} = 8{\cdot}10^8$ с$^{-1}$ и $\omega_{43} = 10^9$ с$^{-1}$. При построении кривых принималось, что первое поле находится в резонансе с переходом $|1\rangle \to |3\rangle$ и $\Delta_1 = 0$, а частота второго поля сканируется, поэтому $\delta_R = \Delta_2$. На приведенных зависимостях видно, что для частот $\omega_{43} > 5 \cdot 10^8$ с$^{-1}$ контур резонанса имеет два максимума. Резонанс, расположенный ближе к нулевой двухфотонной отстройке, будем называть первым или основным, а резонанс, формирующийся при больших двухфотонных отстройках, — вторым или дополнительным. Возникновение дополнительного пика на кривых с $\omega_{43} = 6 \cdot 10^8$ с$^{-1}$, $\omega_{43} = 8 \cdot 10^8$ с$^{-1}$, $\omega_{43} = 10^9$ с$^{-1}$ обусловлено формированием дополнительного КПН-резонанса за счет деструктивной интерференции между каналами возбуждения $|1\rangle, |2\rangle \to |4\rangle$ [27]. Объединение двух пиков на резонансной кривой, соответствующей $\omega_{43} = 5 \cdot 10^8$ с$^{-1}$, обусловлено доплеровским уширением энергетического уровня $|4\rangle$: при малых частотах расщепления $\omega_{43} \lesssim k_{1,2}v_m$ состояния $|3\rangle$, $|4\rangle$ сливаются в один уширенный энергетический уровень и четырехуровневые атомы оказываются подобны трехуровневым Λ-атомам, при взаимодействии излучения с которыми в спектре пропускания существует единственный максимум.

Увеличение расщепления между состояниями $|3\rangle$ и $|4\rangle$ от $\omega_{43} = 6 \cdot 10^8$ с$^{-1}$ до $\omega_{43} = 10^9$ с$^{-1}$ приводит к сдвигу дополнительного резонанса в область больших отстроек и уменьшению его амплитуды. Уменьшение амплитуды второго экстремума происходит по двум причинам: во-первых, из-за эффекта Доплера в состояние $|4\rangle$ возбуждаются только атомы с проекцией скорости в интервалах

$$\delta v_{1z} \sim |\kappa|^2\Gamma_{31}/k_1, \qquad \delta v_{2z} \sim |q|^2\Gamma_{32}/k_2,$$

определяемых естественными ширинами соответствующих линий и центрированных относительно $v_{1z,2z} \approx -\omega_{43}/k_{1,2}$. Таким образом, переходить в возбужденное состояние $|4\rangle$ под действием светового поля способны только атомы, движущиеся против оси z. Для формирования КПН-резонанса с состоянием $|4\rangle$ скорость активного атома должна находиться вблизи тех же значений $v_{1z,2z}$, но ширина соответствующего интервала определяется гораздо более медленной скоростью распада низкочастотной когерентности $\Gamma_\perp$. Поэтому для фиксированной температуры при увеличении расщепления между возбужденными энергетическими уровнями доля атомов, обладающих проекцией скорости, требуемой для формирования КПН-резонанса с возбужденным состоянием $|4\rangle$, уменьшается быстрее количества атомов, способных под действием излучения переходить на четвертый энергетический уровень, и поглощение на переходах $|1\rangle \to |4\rangle$, $|2\rangle \to |4\rangle$ возрастает. Во-вторых, при увеличении частоты перехода ω_{43} формирование КПН-резонанса с состоянием $|4\rangle$ сопровождается большим поглощением излучения на переходах $|1\rangle \to |3\rangle$, $|2\rangle \to |3\rangle$. При больших частотах ($\omega_{43} \to \infty$) контур резонанса приобретает куполообразную форму с единственным экстремумом в нуле двухфотонной отстройки, характерную для КПН-резонанса в трехуровневой Λ-схеме.

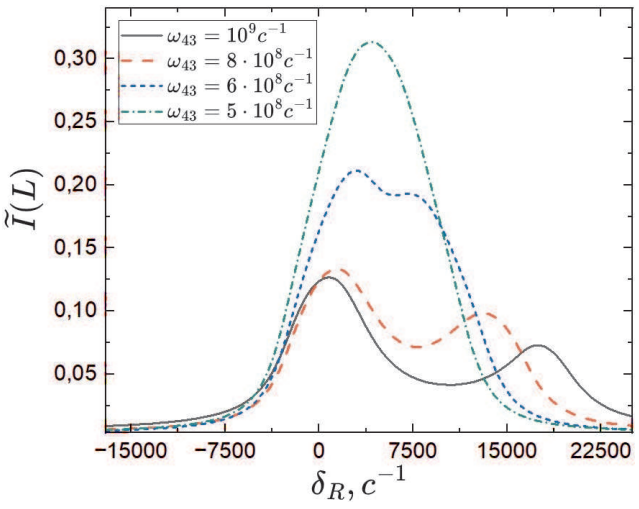


Рис. 2. Контуры КПН-резонанса, параметры расчета: $\Omega_1 = \Omega_2 = 6 \cdot 10^5$ с$^{-1}$, $n_a = 6 \cdot 10^{10}$ см$^{-3}$, $\omega_{hfs} = 4.29 \cdot 10^{10}$ с$^{-1}$, $\Gamma_\perp = 50$ с$^{-1}$, $\Gamma_\parallel = 2\Gamma_\perp$, $L = 2.2$ см, $\gamma_{31} = \gamma_{32} = 10^7$ с$^{-1}$, $\Gamma_{31} = \Gamma_{32} = 2\gamma_{31}$, $\kappa = q = 1$, $\Delta_1 = 0$, $\Delta_2 = \delta_R$

Сдвиг второго резонанса в область больших двухфотонных отстроек при увеличении расщепления между возбужденными состояниями обусловлен остаточным эффектом Доплера: доплеровский сдвиг частоты перехода зависит от волнового вектора поля накачки. Так, для активного атома, имеющего проекцию скорости $v_{1z,2z} \sim -\omega_{43}/k_{1,2}$ и возбуждаемого из состояния $|\beta\rangle$ в состояние $|4\rangle$ полем $\mathbf{E}_\beta(z)$, отстройка от перехода $|\beta\rangle \to |4\rangle$ будет $\Delta'_\beta = \Delta_\beta - \omega_{43} - k_\beta v_z$, а соответствующая двухфо-

тонная отстройка равна $\Delta_2' - \Delta_1' = \delta_R - kv_{1z,2z}$. Тогда условие КПН-резонанса в Λ-схеме с возбужденным состоянием $|4\rangle$ будет $\Delta_2' - \Delta_1' = 0$, и положение второго пика на кривой определяется условием

$$\delta_R \sim k\frac{\omega_{43}}{k_{1,2}} \sim 10^4 \text{ с}^{-1}.$$

Отметим, что в рассматриваемом случае $k_2 < k_1$ (см. рис. 1), поэтому разностный волновой вектор направлен против оси z, что объясняет знак частотного сдвига дополнительного резонанса. Замена направления разностного волнового вектора на противоположное приведет к отражению кривых на рис. 2 относительно нуля.

Для объяснения сдвига основного резонанса относительно нуля обратимся к зависимостям населенностей возбужденных состояний от двухфотонной отстройки, представленным на рис. 3. В крыльях линий на штриховой и штрихпунктирной кривых населенности возбужденных состояний примерно равны нулю из-за сильного поглощения излучения при прохождении до рассматриваемой точки $z = L$. В нуле двухфотонной отстройки на штриховой кривой наблюдается минимум, соответствующий формированию КПН-резонанса с состоянием $|3\rangle$. Аналогичный минимум в точке $\delta_R = 14500$ с$^{-1}$ на штрихпунктирной кривой обусловлен формированием КПН-резонанса со вторым возбужденным состоянием $|4\rangle$. Однако, как видно из этих двух кривых, просветление среды при образовании КПН-резонанса с одним из возбужденных состояний сопровождается поглощением излучения на переходах, связанных с другим возбужденным состоянием. По этой причине экстремумы на сплошной кривой, соответствующей суммарной населенности возбужденных состояний, сдвигаются относительно двухфотонных отстроек, при которых формируются КПН-резонансы.

В результате сдвиг первого пика в спектре пропускания обусловлен не смещением КПН-резонанса относительно нуля в плотной среде, а наложением на окно прозрачности области, в которой поле поглощается на переходах $|1\rangle, |2\rangle \to |4\rangle$. Таким образом, для экспериментального наблюдения несмещенного КПН-резонанса в описываемой системе можно рассматривать не спектр пропускания, а спектр флуоресценции. Для выделения излучения, испускаемого при переходах из состояния $|3\rangle$, можно использовать частотный фильтр, разрешающая способность которого должна превышать $\omega_{43}/\omega_{31(2)} \sim 10^{-6}$, что реализуемо на практике.

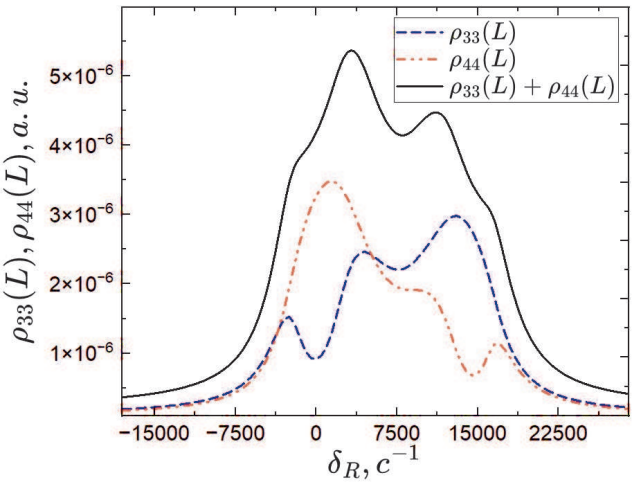


Рис. 3. Зависимости населенностей возбужденных состояний от двухфотонной отстройки, параметры расчета: $\Omega_1 = \Omega_2 = 6 \cdot 10^5$ с$^{-1}$, $\omega_{hfs} = 4.29 \cdot 10^{10}$ с$^{-1}$, $\omega_{43} = 8{\cdot}10^8$ с$^{-1}$, $\Gamma_\perp = 50$ с$^{-1}$, $\Gamma_\parallel = 2\Gamma_\perp$, $n_a = 6{\cdot}10^{10}$ см$^{-3}$, $\gamma_{31} = \gamma_{32} = 10^7$ с$^{-1}$, $\Gamma_{31} = \Gamma_{32} = 2\gamma_{31}$, $\kappa = q = 1$, $\Delta_1 = 0$, $\Delta_2 = \delta_R$

В итоге для оценки положения первого пика в спектре пропускания не удается получить простую формулу: зависимость сдвига S первого резонанса в спектре прошедшего излучения от частоты расщепления между возбужденными состояниями ω_{43} в разных точках среды $L = 2.2$ см, $L = 3.3$ см и $L = 5$ см приведена на рис. 4. Как видно из представленных кривых, величина сдвига первого резонанса относительно нуля немонотонно зависит от энергии расщепления между состояниями $|3\rangle$ и $|4\rangle$: на каждой из кривых существует экстремум, положение которого сдвигается в область меньших частот ω_{43} при увеличении длины системы от $L = 2.2$ см до $L = 5$ см.

Увеличение частоты перехода ω_{43} приводит к тому, что КПН-резонанс с состоянием $|4\rangle$ формируется при больших двухфотонных отстройках. В результате поглощение излучения вблизи нуля на переходах $|1\rangle, |2\rangle \to |4\rangle$ возрастает и максимум в спектре пропускания смещается из нуля в область больших двухфотонных отстроек. Переход от возрастающей зависимости к убывающей на каждой из кривых на рис. 4 связан с разделением одного уширенного пика в спектре пропускания надвое. На рис. 2 это соответствует переходу со штрихпунктирной кривой для $\omega_{43} = 5 \cdot 10^8$ с$^{-1}$ на пунктирную кривую для $\omega_{43} = 6 \cdot 10^8$ с$^{-1}$.

При частотах расщепления, превышающих доплеровское уширение четвертого энергетического уровня, $\omega_{43} \gtrsim 10^9$ с$^{-1}$, практически прекращается

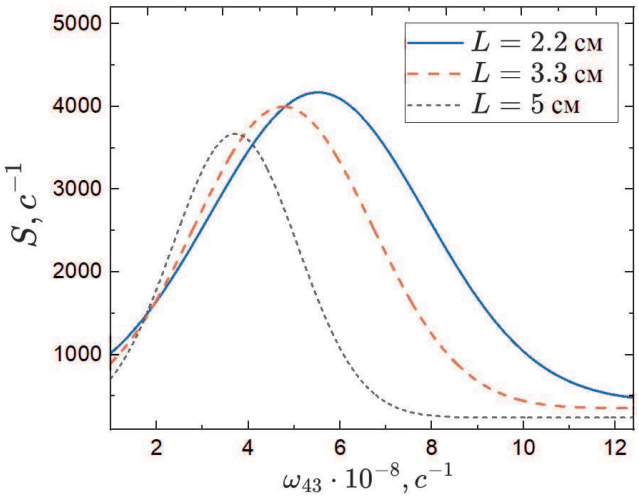


Рис. 4. Положение первого резонанса, параметры расчета: $\Omega_1 = \Omega_2 = 6 \cdot 10^5$ с$^{-1}$, $\omega_{hfs} = 4.29 \cdot 10^{10}$ с$^{-1}$, $\Gamma_\perp = 50$ с$^{-1}$, $\Gamma_\parallel = 2\Gamma_\perp$, $n_a = 4 \cdot 10^{10}$ см$^{-3}$, $\gamma_{31} = \gamma_{32} = 10^7$ с$^{-1}$, $\Gamma_{31} = \Gamma_{32} = 2\gamma_{31}$, $\kappa = q = 1$, $\Delta_1 = 0$, $\Delta_2 = \delta_R$

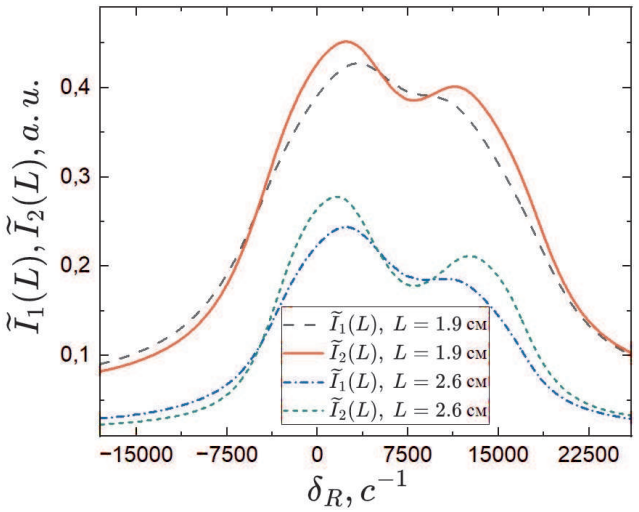


Рис. 5. Контуры КПН-резонанса, параметры расчета: $\Omega_1 = \Omega_2 = 6 \cdot 10^5$ с$^{-1}$, $\omega_{hfs} = 4.29 \cdot 10^{10}$ с$^{-1}$, $\omega_{43} = 8{\cdot}10^8$ с$^{-1}$, $\Gamma_\perp = 50$ с$^{-1}$, $\Gamma_\parallel = 2\Gamma_\perp$, $n_a = 4{\cdot}10^{10}$ см$^{-3}$, $\gamma_{31} = \gamma_{32} = 10^7$ с$^{-1}$, $\Gamma_{31} = \Gamma_{32} = 2\gamma_{31}$, $\kappa = q = 1$, $\Delta_1 = 0$, $\Delta_2 = \delta_R$

какое-либо взаимодействие излучения с состоянием $|4\rangle$, и у среды остается единственное окно прозрачности в окрестности нуля двухфотонной отстройки. Такому отключению четвертого энергетического уровня соответствует переход к горизонтальному участку кривых на рис. 4.

Уменьшение частоты, для которой наблюдается максимальный сдвиг первого резонанса, от $\omega_{43} \simeq 7 \cdot 10^8$ с$^{-1}$ до $\omega_{43} \simeq 4 \cdot 10^8$ с$^{-1}$ при увеличении длины среды от $L = 2.2$ см до $L = 5$ см на рис. 4 связано с тем, что оптически более плотная среда сильнее поглощает излучение в области между двумя окнами прозрачности. В результате двугорбая структура резонанса в спектре пропускания проявляется контрастнее и разделение двух пиков происходит при меньших энергиях расщепления возбужденных состояний. По тем же причинам максимальное значение сдвига первого резонанса уменьшается при переходе к оптически более плотной среде. Однако частичное подавление сдвига резонанса сопровождается уменьшением его амплитуды из-за большего поглощения излучения. Отметим, что кривые на рис. 4 с хорошей точностью пересекаются в одной точке, что говорит о существовании таких частот перехода ω_{43}, при которых сдвиг основного резонанса практически не зависит от оптической плотности среды.

В результате от оптической плотности среды зависит не только амплитуда прошедшего излучения, но и форма спектра пропускания. На рис. 5 представлены зависимости безразмерных интенсивностей каждого из полей,

$$\widetilde{I}_{1,2}(L) = \frac{|\Omega_{1,2}(L)|^2}{|\Omega_{1,2}(0)|^2},$$

от двухфотонной отстройки в точках $L = 1.9$ см, $L = 2.6$ см. Заметим, что форма контуров резонанса для полей $\widetilde{I}_1(L)$ и $\widetilde{I}_2(L)$ существенно различается: на резонансной кривой для второго поля отчетливо видны два пика, контраст которых возрастает при увеличении длины среды от $L = 1.9$ см до $L = 2.6$ см. В то же время на обеих зависимостях интенсивности первого поля от двухфотонной отстройки существует единственный экстремум вблизи нуля, а там, где в спектре пропускания второго поля находится дополнительный экстремум, интенсивность $\widetilde{I}_1(L)$ плавно убывает в случае $L = 1.9$ см, а для $L = 2.6$ см остается практически постоянной. Дальнейшее увеличение оптической плотности среды приводит к возникновению на резонансном контуре поля $\widetilde{I}_1(L)$ дополнительного пика и уменьшению интенсивностей обоих полей из-за большего поглощения излучения средой. Таким образом, дополнительный пик на резонансных кривых для поля $\widetilde{I}_2(L)$ формируется при меньших оптических плотностях, чем для поля $\widetilde{I}_1(L)$. При этом если второе поле настроить в резонанс с переходом $|2\rangle \to |3\rangle$ и менять отстройку Δ_1, то резонансные кривые на рис. 5 для полей $\widetilde{I}_1(L)$, $\widetilde{I}_2(L)$ поменяются местами.

Для объяснения такого различия во взаимодействии полей $\widetilde{I}_1(L)$, $\widetilde{I}_2(L)$ со средой проинтегрируем уравнения переноса (20):

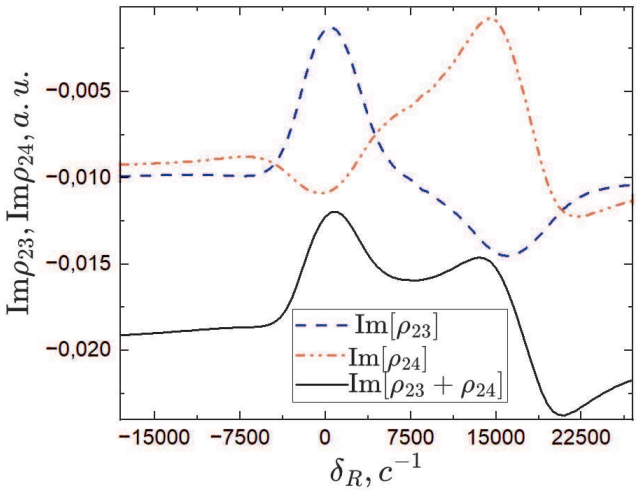


Рис. 6. Мнимые части усредненных высокочастотных когерентностей, параметры расчета: $\Omega_1 = \Omega_2 = 6 \cdot 10^5$ с$^{-1}$, $\omega_{hfs} = 4.29{\cdot}10^{10}$ с$^{-1}$, $n_a = 4.8{\cdot}10^{10}$ см$^{-3}$, $\omega_{43} = 8{\cdot}10^8$ с$^{-1}$, $\Gamma_\perp = 50$ с$^{-1}$, $\Gamma_\parallel = 2\Gamma_\perp$, $L = 2.2$ см, $\gamma_{31} = \gamma_{32} = 10^7$ с$^{-1}$, $\Gamma_{31} = \Gamma_{32} = 2\gamma_{31}$, $\kappa = q = 1$, $\Delta_1 = 0$, $\Delta_2 = \delta_R$

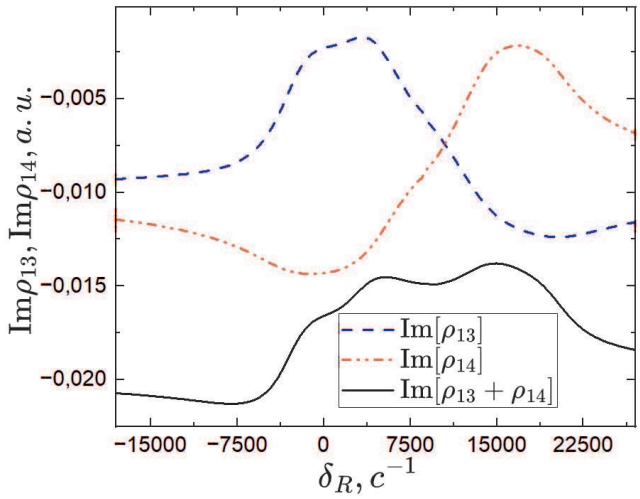


Рис. 7. Мнимые части усредненных высокочастотных когерентностей, параметры расчета: $\Omega_1 = \Omega_2 = 6 \cdot 10^5$ с$^{-1}$, $\omega_{hfs} = 4.29{\cdot}10^{10}$ с$^{-1}$, $n_a = 4.8{\cdot}10^{10}$ см$^{-3}$, $\omega_{43} = 8{\cdot}10^8$ с$^{-1}$, $\Gamma_\perp = 50$ с$^{-1}$, $\Gamma_\parallel = 2\Gamma_\perp$, $L = 2.2$ см, $\gamma_{31} = \gamma_{32} = 10^7$ с$^{-1}$, $\Gamma_{31} = \Gamma_{32} = 2\gamma_{31}$, $\kappa = q = 1$, $\Delta_1 = 0$, $\Delta_2 = \delta_R$

$$\Omega_1(L) = \Omega_1(0) - \frac{2\pi i n_a k_1 |d_{13}|^2}{\hbar} \int_0^L [\rho_{13}(z) + |\kappa|^2 \rho_{14}(z)]\, dz,$$

$$\Omega_2(L) = \Omega_2(0) - \frac{2\pi i n_a k_2 |d_{23}|^2}{\hbar} \int_0^L [\rho_{23}(z) + |q|^2 \rho_{24}(z)]\, dz.$$

Действительная и мнимая части оптических когерентностей $\rho_{\alpha\beta}(z)$ пропорциональны локальным коэффициентам поглощения излучения и показателям преломления на переходах $|\alpha\rangle \to |\beta\rangle$ в точке z соответственно, а их усреднение по некоторой области пространства определяет интегральные значения соответствующих величин. Поэтому в дальнейшем будем интересоваться дисперсионными зависимостями высокочастотных когерентностей, усредненных по координате:

$$\rho_{\alpha\beta} = \frac{1}{L} \int_0^L \rho_{\alpha\beta}(z)\, dz.$$

На рис. 6 представлены зависимости мнимых частей усредненных оптических когерентностей $\mathrm{Im}[\rho_{23}]$, $\mathrm{Im}[\rho_{24}]$ от двухфотонной отстройки. В соответствии с уравнениями переноса (20) отрицательные мнимые части высокочастотных когерентностей приводят к уменьшению синфазной компоненты поля, а действительные части наводят квадратурную составляющую. На штриховой кривой на рис. 6 отчетливо виден локальный максимум в нуле двухфотонной отстройки, обусловленный формированием КПН-резонанса с состоянием $|3\rangle$. При этом, как следует из значений на штрихпунктирной кривой, поглощение на переходе $|2\rangle \to |4\rangle$ в окрестности нуля немного возрастает. Это связано с увеличением разности населенностей $\rho_{22} - \rho_{44}$ из-за уменьшения доли атомов, возбуждающихся из основных состояний в состояние $|3\rangle$. В результате увеличение поглощения излучения на переходе $|2\rangle \to |4\rangle$ оказывается невелико, и на зависимости суммы мнимых частей оптических когерентностей $\mathrm{Im}[\rho_{23} + \rho_{24}]$ возникает локальный максимум в окрестности нуля, что соответствует первому локальному минимуму суммарного интегрального коэффициента поглощения на переходах $|2\rangle \to |3\rangle, |4\rangle$.

Затем вблизи отстройки $\delta_R = 10^4$ с$^{-1}$ наблюдается максимум для $\mathrm{Im}[\rho_{24}]$, обусловленный формированием КПН-резонанса с состоянием $|4\rangle$. В той же области, как следует из сплошной кривой, поглощение поля на переходе $|2\rangle \to |3\rangle$ возрастает не слишком сильно и интегральный коэффициент поглощения для поля $\widetilde{I}_2(L)$ достигает второго минимального значения. Таким образом, меньшая амплитуда второго пика на зависимости интенсивности излучения $\widetilde{I}_2(L)$ от двухфотонной отстройки обусловлена возрастанием поглощения излучения на переходе $|2\rangle \to |3\rangle$ при формировании КПН-резонанса с состоянием $|4\rangle$. Приведенная на рис. 6 зависимость мнимых частей оптических когерентностей от двух-

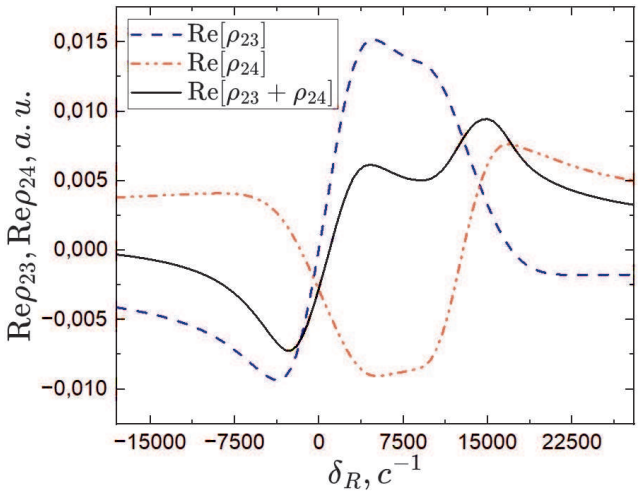


Рис. 8. Действительные части усредненных высокочастотных когерентностей, параметры расчета: $\Omega_1 = \Omega_2 = 6 \cdot 10^5$ с$^{-1}$, $\omega_{hfs} = 4.29 \cdot 10^{10}$ с$^{-1}$, $n_a = 4.8 \cdot 10^{10}$ см$^{-3}$, $\omega_{43} = 8 \cdot 10^8$ с$^{-1}$, $\Gamma_\perp = 50$ с$^{-1}$, $\Gamma_\parallel = 2\Gamma_\perp$, $L = 2.2$ см, $\gamma_{31} = \gamma_{32} = 10^7$ с$^{-1}$, $\Gamma_{31} = \Gamma_{32} = 2\gamma_{31}$, $\kappa = q = 1$, $\Delta_1 = 0$, $\Delta_2 = \delta_R$

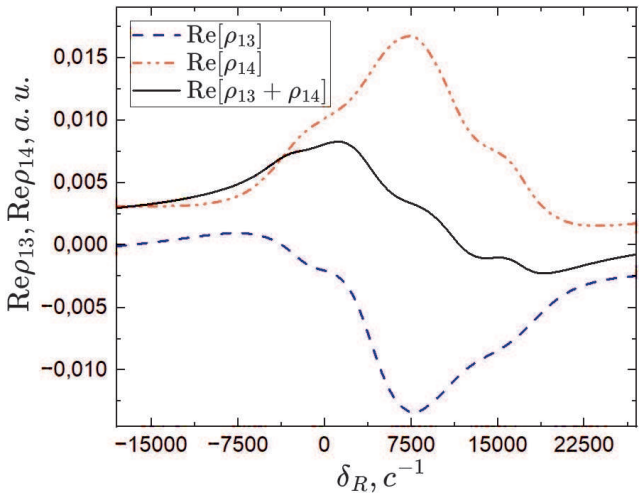


Рис. 9. Действительные части усредненных высокочастотных когерентностей, параметры расчета: $\Omega_1 = \Omega_2 = 6 \cdot 10^5$ с$^{-1}$, $\omega_{hfs} = 4.29 \cdot 10^{10}$ с$^{-1}$, $n_a = 4.8 \cdot 10^{10}$ см$^{-3}$, $\omega_{43} = 8 \cdot 10^8$ с$^{-1}$, $\Gamma_\perp = 50$ с$^{-1}$, $\Gamma_\parallel = 2\Gamma_\perp$, $L = 2.2$ см, $\gamma_{31} = \gamma_{32} = 10^7$ с$^{-1}$, $\Gamma_{31} = \Gamma_{32} = 2\gamma_{31}$, $\kappa = q = 1$, $\Delta_1 = 0$, $\Delta_2 = \delta_R$

фотонной отстройки оказывается очень резкой: пики, соответствующие максимальным и минимальным значениям на кривых для $\mathrm{Im}[\rho_{23}]$, $\mathrm{Im}[\rho_{24}]$, достаточно узкие для наблюдения в спектре пропускания контрастных резонансов.

Теперь перейдем к рассмотрению зависимостей мнимых частей усредненных оптических когерентностей $\mathrm{Im}[\rho_{13}]$, $\mathrm{Im}[\rho_{14}]$, приведенных на рис. 7. Как и на рис. 6, вблизи нуля наблюдается максимум штриховой кривой для $\mathrm{Im}[\rho_{13}]$, сопровождающийся увеличением поглощения излучения на переходе $|1\rangle \to |4\rangle$ (минимум на штрихпунктирной кривой), а увеличение $\mathrm{Im}[\rho_{14}]$ приводит к возрастанию коэффициента поглощения на переходе $|1\rangle \to |3\rangle$ (минимум на штриховой кривой). Однако локальные экстремумы на рис. 7, в отличие от экстремумов, наблюдавшихся на рис. 6, гораздо шире. В результате максимумы на кривой для суммы мнимых частей $\mathrm{Im}[\rho_{13} + \rho_{14}]$ практически неразличимы. Таким образом, из-за плавной дисперсионной зависимости показателей поглощения излучения на переходах $|1\rangle \to |3\rangle$, $|1\rangle \to |4\rangle$ на резонансном контуре для поля $\widetilde{I}_1(L)$ два пика сливаются в один.

Далее проанализируем дисперсионные зависимости действительных частей усредненных оптических когерентностей ρ_{23}, ρ_{24}, приведенных на рис. 8. Как видно из сравнения штриховой и штрихпунктирной кривых для $\mathrm{Re}[\rho_{23}]$ и $\mathrm{Re}[\rho_{24}]$ соответственно, дипольные моменты, наводимые внешним излучением на переходах $|2\rangle \to |3\rangle$ и $|2\rangle \to |4\rangle$, индуцируют у поля противонаправленные квадратурные компоненты, которые частично компенсируют друг друга. В результате поправка к суммарному показателю преломления, пропорциональная сумме действительных частей $\mathrm{Re}[\rho_{23} + \rho_{24}]$, достигает максимальных значений вблизи двухфотонных отстроек, при которых среда просветляется, что приводит к увеличению амплитуды прошедшего излучения $\widetilde{I}_2(L)$ в окрестности точек $\delta_R \sim 0, 10^4$ с$^{-1}$ из-за сдвига фазы лазерного поля.

Теперь рассмотрим аналогичные зависимости для действительных частей усредненных высокочастотных когерентностей ρ_{13}, ρ_{14}, представленных на рис. 9. В окрестности двухфотонных отстроек $\delta_R \sim 10^4$ с$^{-1}$, при которых формируется КПН-резонанс с состоянием $|4\rangle$, значения на штриховой и штрихпунктирной кривых с хорошей точностью в сумме дают нуль. В результате поправка к суммарному интегральному показателю преломления для поля $\widetilde{I}_1(L)$, пропорциональная сумме действительных частей оптических когерентностей $\mathrm{Re}[\rho_{13} + \rho_{14}]$, оказывается практически неотличима от нуля. Сам же показатель преломления в окрестности соответствующей двухфотонной отстройки примерно равен единице. Таким образом, при формировании КПН-резонанса с возбужденным состоянием $|4\rangle$ дипольные моменты на переходах $|1\rangle \to |3\rangle, |4\rangle$ индуцируют у поля $\widetilde{I}_1(L)$ противонаправленные квадратурные

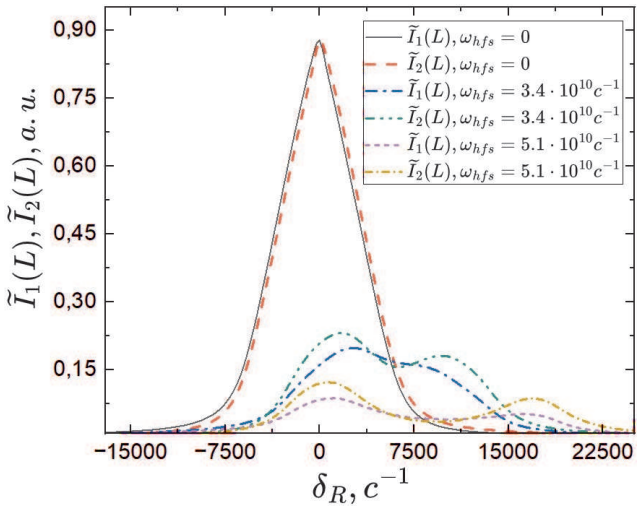


Рис. 10. Контуры КПН-резонанса, параметры расчета: $\Omega_1 = \Omega_2 = 6 \cdot 10^5$ с$^{-1}$, $n_a = 6 \cdot 10^{10}$ см$^{-3}$, $\omega_{43} = 8 \cdot 10^8$ с$^{-1}$, $\Gamma_\perp = 50$ с$^{-1}$, $\Gamma_\parallel = 2\Gamma_\perp$, $L = 2.2$ см, $\gamma_{31} = \gamma_{32} = 10^7$ с$^{-1}$, $\Gamma_{31} = \Gamma_{32} = 2\gamma_{31}$, $\kappa = q = 1$, $\Delta_1 = 0$, $\Delta_2 = \delta_R$

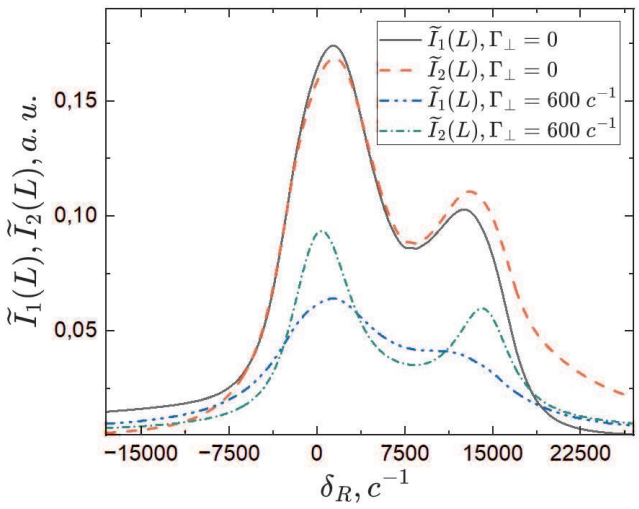


Рис. 11. Контуры КПН-резонанса, параметры расчета: $\Omega_1 = \Omega_2 = 6 \cdot 10^5$ с$^{-1}$, $\omega_{hfs} = 4.29 \cdot 10^{10}$ с$^{-1}$, $n_a = 6 \cdot 10^{10}$ см$^{-3}$, $\omega_{43} = 8 \cdot 10^8$ с$^{-1}$, $L = 2.2$ см, $\gamma_{31} = \gamma_{32} = 10^7$ с$^{-1}$, $\Gamma_{31} = \Gamma_{32} = 2\gamma_{31}$, $\kappa = q = 1$, $\Delta_1 = 0$, $\Delta_2 = \delta_R$

составляющие, которые компенсируют друг друга. Поэтому при используемых параметрах, несмотря на уменьшение коэффициента поглощения излучения на переходе $|1\rangle \to |4\rangle$, на контуре резонанса для первого поля в окрестности $\delta_R \sim 10^4$ с$^{-1}$ не возникает выраженного максимума.

При уменьшении двухфотонной отстройки кривая, соответствующая $\mathrm{Re}[\rho_{13}]$, стремится к нулю быстрее кривой для $\mathrm{Re}[\rho_{14}]$. В результате вблизи нуля квадратурные компоненты, наводимые дипольными моментами на переходах $|1\rangle \to |3\rangle$, $|1\rangle \to |4\rangle$, не компенсируют друг друга, и интенсивность $\widetilde{I}_1(L)$ возрастает в окрестности $\delta_R = 0$ из-за сдвига фазы лазерного поля. Таким образом, различие в разности фаз дипольных моментов, индуцируемых лазерным излучением на переходах $|1\rangle \to |3\rangle, |4\rangle$ и $|2\rangle \to |3\rangle, |4\rangle$, приводит к различному виду резонансных кривых для полей $\widetilde{I}_1(L)$, $\widetilde{I}_2(L)$. Столь существенное различие в относительных фазах для двух групп дипольных моментов происходит по двум причинам: во-первых, при получении дисперсионных кривых частота первого поля была настроена в точный резонанс с переходом $|1\rangle \to |3\rangle$, а частота второго поля сканировалась. При замене сканируемой частоты с Δ_2 на Δ_1 дисперсионные зависимости для когерентностей ρ_{13}, ρ_{14} и ρ_{23}, ρ_{24} поменяются местами. Во-вторых, из-за остаточного эффекта Доплера скоростные зависимости высокочастотных когерентностей, связанных с состояниями $|1\rangle$ и $|2\rangle$, различаются [34], что после усреднения компонент матрицы плотности по скоростям приводит к неодинаковым локальным показателям преломления и коэффициентам поглощения для возбуждения атома из состояний $|1\rangle$ и $|2\rangle$.

В результате для наблюдения двугорбой структуры резонанса в спектре пропускания необходимо использовать лазерные поля с различными волновыми векторами, $k_1 \neq k_2$. В дальнейшем мы будем полагать, что частота, соответствующая разностному волновому вектору $\mathbf{k}$, равна частоте сверхтонкого перехода между основными состояниями: $\omega_{hfs} = ck$, где c — скорость света в вакууме. Зависимости безразмерных интенсивностей излучения $\widetilde{I}_1(L)$, $\widetilde{I}_2(L)$ от двухфотонной отстройки для частот расщепления между основными состояниями $\omega_{hfs} = 0$, $\omega_{hfs} = 3.4 \cdot 10^{10}$ с$^{-1}$, $\omega_{hfs} = 5.1 \cdot 10^{10}$ с$^{-1}$ представлены на рис. 10. Контуры резонансов $\widetilde{I}_1(L)$, $\widetilde{I}_2(L)$ в случае равенства нулю энергии расщепления между основными состояниями одинаковы для двух полей, и каждый из них содержит единственный экстремум, расположенный в нуле двухфотонной отстройки. Одногорбая структура резонанса связана с тем, что в случае вырожденности основных состояний по энергиям остаточный эффект Доплера, приводящий к возникновению в системе двух окон прозрачности, не проявляется [34]. По той же причине кривые для $\widetilde{I}_1(L)$, $\widetilde{I}_2(L)$ с точностью до малого частотного сдвига совпадают: при равенстве нулю модуля разностного волнового вектора k высокочастотные когерентности, связанные с состояниями $|1\rangle$ и $|2\rangle$, имеют идентичную скоростную зави-

симость [34]. В результате процессы поглощения и поляризации излучения на переходах $|1\rangle \to |3\rangle, |4\rangle$ и $|2\rangle \to |3\rangle, |4\rangle$ протекают одинаково. Малый сдвиг кривых друг относительно друга связан с тем, что частота первого поля настроена в точный резонанс с переходом $|1\rangle \to |3\rangle$, а частота второго поля сканируется. В результате на переходах, связанных с состояниями $|1\rangle$ и $|2\rangle$, индуцируются дипольные моменты с различными фазами.

Увеличение частоты перехода $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ до значения $\omega_{hfs} = 3.4 \cdot 10^{10}$ с$^{-1}$ приводит к уменьшению амплитуды прошедшего излучения для обоих полей, появлению второго пика на резонансном контуре для поля $\widetilde{I}_2(L)$ и началу формирования дополнительного резонанса на кривой для поля $\widetilde{I}_1(L)$. Из-за остаточного эффекта Доплера у системы существуют два окна прозрачности, перекрывающихся лишь частично, что приводит к формированию двугорбой структуры резонанса и увеличению поглощения поля средой. Из-за различия в относительных фазах дипольных моментов, индуцируемых излучением на переходах $|1\rangle \to |3\rangle, |4\rangle$ и $|2\rangle \to |3\rangle, |4\rangle$, контуры резонанса для полей $\widetilde{I}_1(L)$ и $\widetilde{I}_2(L)$ не совпадают при $k \neq 0$.

Дальнейшее увеличение расщепления между основными состояниями до $\omega_{hfs} = 5.1 \cdot 10^{10}$ с$^{-1}$ приводит к уменьшению интенсивности прошедшего излучения из-за меньшей области перекрытия двух окон прозрачности, повышению контрастности пиков на кривой для $\widetilde{I}_2(L)$ и появлению второго максимума на контуре для поля $\widetilde{I}_1(L)$. Таким образом, для достаточно больших частот сверхтонкого расщепления ω_{hfs} дипольные моменты, наведенные на переходах $|1\rangle \to |3\rangle, |4\rangle$, индуцируют у поля $\widetilde{I}_1(L)$ противонаправленные квадратурные компоненты, которые не полностью компенсируют друг друга, и в окрестности $\delta_R \sim 10^4$ с$^{-1}$ на зависимости $\widetilde{I}_1(L)$ от двухфотонной отстройки возникает второй пик.

Несмотря на схожие формы резонансных контуров для двух полей при достаточно больших энергиях расщепления между основными состояниями, их амплитуды сильно различаются. Связано это с тем, что при увеличении частоты перехода $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ остаточный эффект Доплера проявляется сильнее и различие в зависимостях оптических когерентностей $\rho_{1\alpha}(z, v_z)$ и $\rho_{2\alpha}(z, v_z)$ от скорости становится более ярко выраженным. Увеличение расстояния между пиками на контурах резонанса для полей $\widetilde{I}_1(L)$ и $\widetilde{I}_2(L)$ при увеличении частоты сверхтонкого расщепления от $\omega_{hfs} = 3.4 \cdot 10^{10}$ с$^{-1}$ до $\omega_{hfs} = 5.1 \cdot 10^{10}$ с$^{-1}$ связано с тем, что из-за остаточного эффекта Доплера формирование КПН-резонанса с состоянием $|4\rangle$ происходит при $\delta_R \sim \omega_{hfs}\omega_{43}/ck_{1,2}$.

Кроме оптической плотности и частот расщепления между основными и возбужденными состояниями, на параметры резонанса существенное влияние оказывают значения скоростей релаксационных процессов, протекающих в системе. На рис. 11 приведены зависимости безразмерных интенсивностей обоих полей от двухфотонной отстройки для частот релаксации низкочастотной когерентности $\Gamma_\perp = 0$, $\Gamma_\perp = 600$ с$^{-1}$. На кривых для интенсивностей $\widetilde{I}_1(L)$ и $\widetilde{I}_2(L)$, соответствующих бесконечно долго живущей низкочастотной когерентности, отчетливо видны два пика, возникающих в результате формирования КПН-резонансов с состояниями $|3\rangle$ и $|4\rangle$. Увеличение скорости поперечной релаксации от нуля до $\Gamma_\perp = 600$ с$^{-1}$ приводит к уменьшению амплитуды резонансов на каждой из кривых, исчезновению второго пика и сглаживанию первого на контуре для $\widetilde{I}_1(L)$. Уменьшение амплитуды прошедшего излучения обусловлено ухудшением качества КПН-резонанса из-за увеличения скорости релаксации низкочастотной когерентности. По тем же причинам контур резонанса для поля $\widetilde{I}_1(L)$ деформируется при увеличении поперечной скорости релаксации. При этом контур резонанса для второго поля обладает существенно большей стабильностью: форма резонансной кривой практически не изменяется, а уменьшение амплитуды максимумов сопровождается их сужением. В результате параметр качества каждого из резонансов на контуре для $\widetilde{I}_2(L)$ остается почти постоянным.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе было исследовано поглощение двухчастотного лазерного излучения свободно движущимися атомами щелочных металлов с учетом невырожденности по энергиям основных и возбужденных состояний. Исходя из квантового кинетического уравнения для одночастичной матрицы плотности, получена замкнутая система уравнений для населенности одного из основных состояний, вещественной и мнимой частей низкочастотной когерентности. Усредненные по скоростям компоненты матрицы плотности подставлялись в одномерные уравнения Максвелла для медленных амплитуд полей, которые численно интегрировались.

В результате, исходя из решения самосогласованной задачи, было определено распределение интенсивности излучения вдоль оси, сонаправленной

с волновыми векторами лазерных полей. На зависимости суммарной интенсивности двух полей от двухфотонной отстройки возникают два экстремума, каждый из которых обусловлен формированием КПН-резонанса с одним из возбужденных состояний. Второй экстремум на резонансном контуре возникает только в определенном интервале частот перехода между возбужденными состояниями, поскольку при малых энергиях расщепления два возбужденных энергетических уровня сливаются в один, а при энергиях расщепления, превышающих доплеровское уширение, взаимодействие излучения со вторым возбужденным состоянием прекращается. Из-за того, что возникающие окна прозрачности перекрываются лишь частично, на резонансном контуре наблюдается сдвиг первого максимума пропускания относительно нуля. По этой причине для экспериментального наблюдения несмещенного КПН-резонанса лучше рассматривать не спектр пропускания, а спектр флуоресценции.

Формирование дополнительного максимума на резонансном контуре для лазерного поля, настроенного в резонанс с одним из переходов, происходит при больших оптических плотностях, чем для второго поля. Различие в поглощении двух полей обусловлено различием в фазах дипольных моментов, индуцируемых внешним излучением, которое, в свою очередь, связано с влиянием остаточного эффекта Доплера. При равенстве нулю частоты перехода между основными состояниями контуры КПН-резонанса для двух полей идентичны и содержат единственный максимум, расположенный в нуле двухфотонной отстройки. Кроме длины среды, энергий расщепления между основными и возбужденными состояниями, на форму резонансного контура существенное влияние оказывает скорость релаксации низкочастотной когерентности. Увеличение частоты поперечной релаксации приводит к уменьшению амплитуды прошедшего излучения из-за ухудшения качества формируемого КПН-резонанса и объединению двух экстремумов в спектре пропускания одного из полей воедино. При этом форма контура резонанса для поля, частота которого сканируется, практически не изменяется.

Проведенный в работе анализ позволяет утверждать, что все описанные физические явления обусловлены совместным влиянием остаточного эффекта Доплера и невырожденности возбужденного состояния в оптически плотной среде. Полученные в работе результаты могут быть использованы для решения практических задач нелинейной атомной спектроскопии и квантовой метрологии.

Финансирование. Исследование не имело спонсорской поддержки.

Конфликт интересов. Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Вклад авторов. Вклад авторов равноценен.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Alzetta, A. Gozzini, L. Moi, and G. Orriols, Nuovo Cim. B **36**, 5 (1976).

2. E. Arimondo and G. Orriols, Lett. Nuovo Cim. **17**, 333 (1976).

3. H. R. Gray, R. M. Whitley, and C. R. Stroud, Jr., Opt. Lett. **3**, 218 (1978).

4. B. D. Agap'ev, M. B. Gornyi, B. G. Matisov, and Yu. V. Rozhdestvenskii, Phys. Usp. **36**, 763 (1993) [Б. Д. Агапьев, М. Б. Горный, Б. Г. Матисов, Ю. В. Рождественский, УФН **163**, 1 (1993)].

5. P. D. D. Schwindt, S. Knappe, V. Shah et al., Appl. Phys. Lett. **85**, 6409 (2004).

6. V. V. Yashchuk, J. Granwehr, D. F. Kimball et al., Phys. Rev. Lett. **93**, 160801 (2004).

7. M. D. Lukin, Rev. Mod. Phys. **75**, 457 (2003).

8. M. Fleischhauer, A. Imamoglu, and J. P. Marangos, Rev. Mod. Phys. **77**, 633 (2005).

9. R. Zhang and X.-B. Wang, Phys. Rev. A **94**, 063856 (2016).

10. V. M. Datsyuk, I. M. Sokolov, D. V. Kupriyanov, and M. D. Havey, Phys. Rev. A **77**, 033823 (2008).

11. M. A. Maldonado, Y. Li, J. A. McKelvy, A. Matsko, I. Novikova, E. E. Mikhailov, J. Kitching, and Y.-J. Wang, Opt. Lett. **51**, 257 (2026).

12. J. Vanier, Appl. Phys. B **81**, 421 (2005).

13. S. A. Zibrov, V. L. Velichansky, A. S. Zibrov et al., JETP Lett. **82**, 477 (2005) [С. А. Зибров, В. Л. Величанский, А. С. Зибров и др., Письма в ЖЭТФ **82**, 534 (2005)].

14. J. Kitching, Appl. Phys. Rev. **5**, 031302 (2018).

15. S. Kobtsev, S. Donchenko, S. Khripunov, D. Radnatarov, I. Blinov, and V. Palchikov, Opt. Laser Technol. **119**, 105634 (2019).

16. M. N. Skvortsov, S. M. Ignatovich, V. I. Vishnyakov et al., Quantum Electron. **50**, 576 (2020) [М. Н. Скворцов, С. М. Игнатович, В. И. Вишняков и др., Квант. электрон. **50**, 576 (2020)].

17. G. D. Martinez, C. Li, A. Staron et al., Nat. Commun. **14**, 3501 (2023).

18. C. M. Rivera-Aguilar, A. Mursa, C. Carle et al., Sci. Rep. **15**, 36000 (2025).

19. A. V. Taichenachev, A. M. Tumaikin, and V. I. Yudin, JETP Lett. **72**, 119 (2000) [А. В. Тайченачев, А. М. Тумайкин, В. И. Юдин, Письма в ЖЭТФ **72**, 173 (2000)].

20. H. Lee, Yu. Rostovtsev, C. J. Bednar, and A. Javan, Appl. Phys. B **76**, 33 (2003).

21. M. S. Feld and A. Javan, Phys. Rev. **177**, 540 (1969).

22. C. Y. Ye and A. S. Zibrov, Phys. Rev. A **65**, 023806 (2002).

23. A. Litvinov, G. Kazakov, B. Matisov, and I. Mazets, J. Phys. B **41**, 125401 (2008).

24. G. Kazakov, B. Matisov, A. Litvinov, and I. Mazets, J. Phys. B **40**, 3851 (2007).

25. G. A. Kazakov, A. N. Litvinov, B. G. Matisov, V. I. Romanenko, L. P. Yatsenko, and A. V. Romanenko, J. Phys. B **44**, 235401 (2011).

26. H.-J. Lee and H. S. Moon, J. Korean Phys. Soc. **63**, 890 (2013).

27. K. A. Barantsev, A. S. Kuraptsev, and A. N. Litvinov, JETP **133**, 525 (2021) [К. А. Баранцев, А. С. Курапцев, А. Н. Литвинов, ЖЭТФ **160**, 611 (2021)].

28. A. N. Litvinov and I. M. Sokolov, JETP Lett. **113**, 763 (2021) [А. Н. Литвинов, И. М. Соколов, Письма в ЖЭТФ **113**, 791 (2021)].

29. K. A. Barantsev, G. V. Voloshin, A. S. Kuraptsev, A. N. Litvinov, and I. M. Sokolov, JETP **136**, 139 (2023) [К. А. Баранцев, Г. В. Волошин, А. С. Курапцев, А. Н. Литвинов, И. М. Соколов, ЖЭТФ **163**, 162 (2023)].

30. A. P. Ammosov, G. V. Voloshin, K. A. Barantsev, and A. N. Litvinov, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **167**, 319 (2025) [А. П. Аммосов, Г. В. Волошин, К. А. Баранцев, А. Н. Литвинов, ЖЭТФ **167**, 319 (2025)].

31. V. I. Yudin, A. V. Taichenachev, M. Yu. Basalaev, O. N. Prudnikov, and S. N. Bagayev, J. Opt. Soc. Am. B **39**, 1979 (2022).

32. V. I. Yudin, A. V. Taichenachev, M. Yu. Basalaev, O. N. Prudnikov, V. G. Pal'chikov, T. Zanon-Willette, and S. N. Bagayev, JETP Lett. **117**, 414 (2023) [В. И. Юдин, А. В. Тайченачев, М. Ю. Басалаев, О. Н. Прудников, В. Г. Пальчиков, Т. Занон-Виллетт, С. Н. Багаев, Письма в ЖЭТФ **117**, 406 (2023)].

33. V. I. Yudin, A. V. Taichenachev, M. Yu. Basalaev, O. N. Prudnikov, V. G. Pal'chikov, T. Zanon-Willette, and S. N. Bagayev, Phys. Rev. A **109**, 043504 (2024).

34. K. A. Barantsev, G. V. Voloshin, S. P. Voskoboinikov, and A. N. Litvinov, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **168**, 780 (2025) [К. А. Баранцев, Г. В. Волошин, С. П. Воскобойников, А. Н. Литвинов, ЖЭТФ **168**, 780 (2025)].

35. S. G. Rautian and A. M. Shalagin, *Kinetic Problems of Nonlinear Spectroscopy*, North-Holland, Amsterdam (1991).

36. J. Vanier, J.-F. Simard, and J.-S. Boulanger, Phys. Rev. A **9**, 1031 (1974).

37. M. T. Graf, D. F. Kimball, S. M. Rochester, K. Kerner, C. Wong, D. Budker, E. B. Alexandrov, M. V. Balabas, and V. V. Yashchuk, Phys. Rev. A **72**, 023401 (2005).

38. D. Budker, L. Hollberg, D. F. Kimball, J. Kitching, S. Pustelny, and V. V. Yashchuk, Phys. Rev. A **71**, 012903 (2005).

39. K. A. Barantsev, S. V. Bozhokin, A. S. Kuraptsev, A. N. Litvinov, and I. M. Sokolov, J. Opt. Soc. Am. B **38**, 1613 (2021).

40. L. Allen and J. H. Eberly, *Optical Resonance and Two-Level Atoms*, Wiley, New York (1975) [Л. Аллен, Дж. Эберли, *Оптический резонанс и двухуровневые атомы*, Мир, Москва (1978)].

The Influence of the Non-Degeneracy of the Hyperfine Structure of the Excited State of an Alkali-Metal Atom on the Shape of the Coherent Population Trapping Resonance under Free Motion of Atoms in Optically Dense Media

E. K. Rozhkov [a*], ***G. V. Voloshin*** [b], ***K. A. Barantsev*** [b], ***A. N. Litvinov*** [b**]

[a] Alferov Saint Petersburg National Research Academic University of the Russian Academy of Sciences
194021, Saint-Petersburg, Russia

[b] Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University
195251, Saint-Petersburg, Russia

[*]E-mail: rozhkov.ek2002@mail.ru

[**]E-mail: andrey.litvinov@mail.ru

Received March 26, 2026
Revised June 17, 2026
Accepted September 14, 2026

Abstract

Propagation of two-frequency laser radiation through an optically dense gas of hot alkali-metal atoms is investigated. Based on a joint solution of the quantum kinetic equation for the density matrix and Maxwell's equations for the slowly varying field amplitudes, it is established that, owing to the formation of two coherent population trapping resonances with each of the excited states, the transmission spectrum of the system has a double-humped structure. The two transparency windows overlap only partially, which leads to a significant shift of the first peak in the transmission spectrum relative to zero two-photon detuning. The energy splittings between the ground and excited states have a substantial effect on the amplitude of the transmitted radiation and on the positions of the extrema on the resonance contour. Because of the residual Doppler effect, the absorption and polarization processes of the two components of the laser field occur differently. An increase in the relaxation rate of the low-frequency coherence leads to an even greater difference in the absorption of the two field components by the medium.

Keywords: coherent population trapping, four-level systems, Doppler effect, optically dense medium, hyperfine splitting

Funding. The study was not sponsored.

Conflict of interest. The authors declare that they have no conflict of interest.

Authors' contributions. The contributions of the authors are equal.