

# ВЛИЯНИЕ СВОБОДНОГО ДВИЖЕНИЯ АТОМОВ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ОПТИЧЕСКИ ПЛОТНЫХ СРЕДАХ В УСЛОВИЯХ РЕЗОНАНСА КОГЕРЕНТНОГО ПЛЕНЕНИЯ НАСЕЛЕННОСТЕЙ

Г. В. Волошин<sup>\*</sup>, К. А. Баранцев<sup>\*\*</sup>, С. П. Воскобойников, А. Н. Литвинов<sup>\*\*\*</sup>

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

Поступила в редакцию 8 октября 2025 г.,  
после переработки 25 октября 2025 г.  
Принята к публикации 25 октября 2025 г.

Исследовано влияние свободного движения атомов на процессы поглощения двухчастотного лазерного излучения оптически плотной средой в условиях резонанса когерентного пленения населенностей. Обнаружено, что в такой системе каждая из двух компонент лазерного излучения поглощается по-разному. Показано, что различие в поглощении каждой из компонент лазерного излучения существенно зависит от скорости релаксации низкочастотной когерентности подуровней основного состояния. Определена область значений скоростей данной релаксации, в которой этот эффект проявляется наиболее сильно.

DOI: 10.7868/S3034641X25120056

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что в трехуровневых квантовых системах, взаимодействующих с бихроматическим лазерным излучением, при определенных условиях возникает эффект когерентного пленения населенностей (КПН) [1–4]. Суть данного явления состоит в том, что система переходит в такое квантовое состояние, в котором она перестает взаимодействовать с возбуждающим излучением. В эксперименте это явление проявляется, как возникновение окна прозрачности в линии поглощения, причем ширина этого окна может достигать сотен или даже десятков герц. Ввиду такой узкой линии резонанса, явление КПН находит широкое применение в таких областях, как квантовые стандарты частоты [5–10], спектроскопия сверхвысокого разрешения [11, 12], в области записи, хранения и обработки квантовой информации [13–16] и др.

Исторически сложилось так, что подавляющее большинство работ по исследованию КПН-резонан-

сов посвящено атомным ячейкам с буферным газом [17–19]. В то же время количество работ по исследованию явления КПН в ячейках без буферного газа, где атомы могут свободно двигаться, весьма ограничено. Примечательно, что в таких системах атомы щелочных металлов могут двигаться практически без столкновений, поэтому форму резонанса КПН здесь будут определять физические эффекты, главным образом обусловленные эффектом Доплера. В тех немногочисленных работах, в которых исследовался КПН-резонанс в свободных атомах, сообщается о ряде новых нетривиальных результатов. Так, в работах [20–23] было показано, что при определенных условиях движение атомов может приводить не к традиционному уширению, а, напротив, к сужению линии двухфотонного резонанса в газе. В работе [24] показано, что невырожденность возбужденного уровня при свободном движении атомов приводит к дополнительным световым сдвигам КПН-резонанса. Учет вклада столкновений активных атомов со стенками может проявляться в возникновении серии дополнительных резонансов [25]. При этом основной резонанс также сдвигается. Движение атомов также может приводить к возникновению сложной двугорбой структуры КПН-резонанса в случае диффузного типа отражения от стенок ячейки [26], характерного для па-

<sup>\*</sup> E-mail: gavriilvsh@gmail.com

<sup>\*\*</sup> E-mail: kostmann@yandex.ru

<sup>\*\*\*</sup> E-mail: andrey.litvinov@mail.ru

рафиновых покрытий. В [27] исследовано влияние движения атомов на населенности их основного и возбужденного состояний в условиях двухфотонного резонанса, возбуждаемого посредством  $\Lambda$ -схемы, и показано, что населенность возбужденного состояния изменяется при перестановке местами значений амплитуд двух возбуждающих полей на оптических переходах, т. е. движение приводит к исчезновению симметрии относительно взаимной замены частот Раби двух возбуждаемых переходов. Перечисленные выше особенности достаточно хорошо демонстрируют, что свободное движение атомов приводит к новым физическим эффектам, проявляющимся в условиях КПН-резонанса.

При исследовании формы спектра КПН-резонанса важны такие параметры, как ширина линии резонанса и его амплитуда. Одним из главных способов увеличения амплитуды сигнала КПН-резонанса является увеличение концентрации щелочных (активных) атомов. На начальном этапе по мере увеличения концентрации амплитуда растет пропорционально числу атомов, а после достижения определенной концентрации эта зависимость перестает быть линейной [28]. Это обусловлено тем, что начинают проявляться эффекты, связанные с поглощением проходящего излучения через среду с активными атомами. В этом случае принято говорить, что среда является оптически плотной. Эффекты, связанные с оптической плотностью среды, имеют богатую физическую природу и проявляются по-разному. Они могут приводить к таким эффектам, как искажение спектра и, как следствие, изменение формы КПН-резонанса [29]; интерференция различных каналов рассеяния излучения [30, 31]; возрастание степени корреляции между модами лазерного излучения в случае использования частично коррелированных лазерных полей [32]; возникновение эллиптичности поляризации при накачке щелочных атомов [33]; однофотонное свержизлучение, возникающее при импульсном возбуждении холодных атомных ансамблей [34, 35]; возникновение сдвигов гребенки Рэмси и «обрезка» ее максимумов [36]; появление световых сдвигов КПН-резонанса, имеющих нелинейную зависимость от оптической плотности [37]. Отметим, что увеличение концентрации активных атомов осуществляется за счет повышения температуры. Так, в среде щелочных атомов  $^{87}\text{Rb}$  при температурах порядка  $50^\circ\text{C}$  среда становится оптически плотной [38]. Для атомов  $^{133}\text{Cs}$  температура, при которой среда начинает проявлять все особенности, характерные для оптически плотных сред, еще ниже и составляет порядка  $30^\circ\text{C}$  [39].

Как следует из работ [40–42], движение атомов в оптически плотных средах даже в простых двухуровневых системах оказывает существенное влияние на физику процессов лазерного возбуждения, проявляющееся в значительном искажении контура поглощения. При этом исследования эффекта КПН, приведенные в работах [20–27], выполнены в оптически тонких средах. Настоящая работа ставит своей целью проанализировать влияние свободного движения атомов на распространение лазерного излучения в случае, когда среда является оптически плотной.

В данной работе рассматривается ансамбль трехуровневых  $\Lambda$ -атомов, представляющий собой безграничную среду (влиянием стенок пренебрегается). При этом среда предполагается оптически плотной. Теоретическое описание базируется на полуклассическом подходе, т. е. состояния атомов описываются квантовым формализмом матрицы плотности, а электромагнитное поле — классическим образом. Система уравнений для матрицы плотности решается совместно с укороченными уравнениями Максвелла. Основным результатом работы является различие в степени поглощения каждой из двух компонент электромагнитного излучения, проходящего через ячейку с щелочными атомами, которые совершают свободное движение. Физическая причина этого явления — влияние остаточного эффекта Доплера. Здесь важно подчеркнуть, что данное поведение носит фундаментальный характер и лежит в основе дальнейшего наблюдения целого ряда нелинейных оптических эффектов в атомном газе в условиях двухфотонных резонансов.

## 2. ТЕОРИЯ

Будем рассматривать ансамбль щелочных атомов, который находится в поле плоской электромагнитной волны. Эта волна имеет две несущие частоты,  $\nu_1$  и  $\nu_2$ . Выберем ось  $z$  в качестве направления, вдоль которого распространяется электромагнитная волна. Тогда вектор ее напряженности может быть определен следующим образом:

$$\mathbf{E}(z, t) = \mathbf{e}_1 E_1 \exp[-i(\nu_1 t - k_1 z)] + \mathbf{e}_2 E_2 \exp[-i(\nu_2 t - k_2 z)] + \text{с.с.}, \quad (1)$$

где  $\mathbf{e}_j$  — единичный вектор, определяющий направление поляризации,  $E_j$  — комплексная амплитуда напряженности электрического поля,  $k_j$  — волновое число,  $j = 1, 2$ .

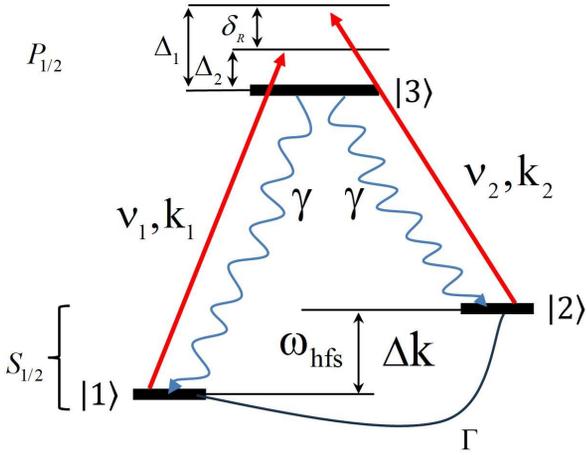


Рис. 1. Схема энергетических уровней атомов и возбуждаемые переходы

В нашей модели будем полагать, что атомы имеют три энергетических уровня: два основных —  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$ , соответствующих сверхтонкому расщеплению  $s$ -состояния, и один возбужденный —  $|3\rangle$ , соответствующий  $p$ -состоянию (рис. 1). Частоты электромагнитного поля  $\nu_1$  и  $\nu_2$  близки к частотам переходов  $\omega_1$  и  $\omega_2$  с отстройками  $\Delta_1 = \nu_1 - \omega_1$  и  $\Delta_2 = \nu_2 - \omega_2$  соответственно, а  $\omega_{hfs}$  — частота сверхтонкого перехода между уровнями  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$ . Обозначим двухфотонную отстройку и разность волновых чисел соответственно как

$$\delta_R = \Delta_1 - \Delta_2, \quad \Delta k = k_1 - k_2.$$

Состояние такой системы описывается с помощью метода матрицы плотности в вигнеровском представлении, которая удовлетворяет следующему квантовому кинетическому уравнению [43]:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}\nabla\right) \hat{\rho}(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t) = -\frac{i}{\hbar} \left[ \hat{H}, \hat{\rho}(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t) \right] + \hat{R} \{ \hat{\rho}(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t) \}, \quad (2)$$

где  $\mathbf{v}$  — вектор скорости поступательного движения атома,  $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}$  — гамильтониан системы,  $\hat{H}_0$  — гамильтониан внутренней энергии атома в отсутствие электромагнитного поля, а  $\hat{V}$  — оператор взаимодействия атомов с электромагнитным полем в дипольном приближении. Линейный супероператор  $\hat{R}$  феноменологически учитывает спонтанную релаксацию атомов посредством следующих констант релаксации:  $\gamma$  — скорость спонтанного распада возбужденного состояния;  $\gamma'$  — скорость распада оптических когерентностей, которая для лоренцовского

контура спектра лазерного излучения с шириной  $\Gamma_L$  может быть определена, как  $\gamma' = \gamma + \Gamma_L$ ;  $\Gamma_{||}$  — продольная скорость релаксации основного состояния,  $\Gamma_{12}$  — поперечная скорость релаксации основного состояния ( $\Gamma_{||} \approx 2\Gamma_{12}$ ).

Будем рассматривать только проекцию скорости атома на направления лазерного излучения ( $\mathbf{v} \equiv v$ ) и полагать, что атомы возбуждаются с максвелловским распределением по проекции скорости

$$M(v) = (\sqrt{\pi}v_T)^{-1} \exp(-v^2/v_T^2),$$

где  $v_T = \sqrt{2k_B T}/m$  — наиболее вероятная скорость теплового движения,  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура газа. Перейдем к рассмотрению медленных амплитуд посредством следующей замены оптических и радиочастотной когерентностей:

$$\rho_{g3}(v, z, t) = \exp[i(\omega_g t - k_g z)] \tilde{\rho}_{g3}(v, z, t), \quad (3)$$

$$\rho_{12}(v, z, t) = \exp[i(\omega_1 - \omega_2)t - (k_1 - k_2)z] \tilde{\rho}_{12}(v, z, t) \quad (4)$$

(здесь и везде ниже  $g = 1, 2$ ).

Далее будем пренебрегать многократным рассеянием фотонов в среде [44–47] и кооперативными эффектами [48–51]. Также будем рассматривать достаточно протяженную среду для того, чтобы исключить существенное влияние эффекта Дике [52] и других граничных эффектов [53–55]. Кроме того, будем рассматривать стационарный режим, полагая, что расстояние, пройденное атомами с тепловой скоростью за время  $\gamma'/|\Omega_j|^2$  установления стационарного состояния КПН ( $\Omega_j$  — частота Раби  $j$ -й компоненты), много меньше, чем длина свободного пробега фотона, что позволяет пренебречь градиентами атомных населенностей и медленных амплитуд когерентностей. Данное приближение выполняется тем лучше, чем ближе система к резонансу КПН.

В стационарном режиме оптические когерентности будут выражены через населенности основных состояний и низкочастотные когерентности:

$$\tilde{\rho}_{31}(v) = \left[ \frac{\Omega_1^*}{\gamma'} \rho_{11}(v) + \frac{\Omega_2^*}{\gamma'} \tilde{\rho}_{21}(v) \right] [iG(v) - F(v)], \quad (5)$$

$$\tilde{\rho}_{32}(v) = \left[ \frac{\Omega_2^*}{\gamma'} \rho_{22}(v) + \frac{\Omega_1^*}{\gamma'} \tilde{\rho}_{12}(v) \right] [iG(v) - F(v)], \quad (6)$$

где коэффициенты  $G(v)$  и  $F(v)$  определены следующим образом:

$$G(v) = \frac{\gamma'^2}{\gamma'^2 + (\Delta_L - kv)^2},$$

$$F(v) = \frac{(\Delta_L - kv)\gamma'}{\gamma'^2 + (\Delta_L - kv)^2}.$$

В данных выражениях мы пренебрегли разницей между частотами возбуждающих компонент излучения, полагая

$$k_1 \approx k_2 = k, \quad \Delta_1 = \Delta_2 = \Delta_L.$$

Мы будем рассматривать частоты Раби  $\Omega_{1,2}$  двух компонент излучения, ограниченные условием  $\Omega_{1,2} \ll \gamma', \gamma$ , поэтому  $\rho_{33} \ll \rho_{11}, \rho_{22}$  и мы можем использовать адиабатическое приближение. Используя условие нормировки

$$\sum_i \rho_{ii}(v) = M(v),$$

выделим во всех элементах матрицы плотности множители  $\varrho_{ij}(v)$  ( $i, j = 1, 2, 3$ ), отвечающие за изменение скоростного распределения вследствие действия электромагнитного поля:

$$\begin{aligned} \tilde{\rho}_{ij}(v) &= M(v)\varrho_{ij}(v), \quad i \neq j, \\ \tilde{\rho}_{ii}(v) &= M(v)\varrho_{ii}(v). \end{aligned}$$

В результате система уравнений для низкочастотной когерентности  $\varrho_{12}$  и населенностей  $\varrho_{11}$  и  $\varrho_{22}$  будет иметь следующий вид:

$$\begin{aligned} \left[ 2\Gamma_{\parallel} + |\Omega_1|^2 \frac{G(v)}{\gamma'} \right] \varrho_{11}(v) - \left[ 2\Gamma_{\parallel} + |\Omega_2|^2 \frac{G(v)}{\gamma'} \right] \varrho_{22}(v) - \\ - i \frac{F(v)}{\gamma'} [\Omega_2 \Omega_1^* \varrho_{12}(v) - \Omega_1 \Omega_2^* \varrho_{21}(v)] = 0, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \left[ \Omega_1 \Omega_2^* \frac{G(v) - iF(v)}{2\gamma'} \right] \varrho_{11}(v) + \\ + \left[ \Omega_1 \Omega_2^* \frac{G(v) + iF(v)}{2\gamma'} \right] \varrho_{22}(v) + \\ + \left[ \Gamma_{12} + i(\delta_R - \Delta k v) + |\Omega_1|^2 \frac{G(v) + iF(v)}{2\gamma'} + \right. \\ \left. + |\Omega_2|^2 \frac{G(v) - iF(v)}{2\gamma'} \right] \varrho_{12}(v) = 0. \end{aligned} \quad (8)$$

Для установления координатных зависимостей полей воспользуемся укороченным уравнением Максвелла для их комплексных амплитуд в случае немагнитной изотропной среды с ненулевым вектором макроскопической поляризации  $P(z)$ :

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right) \left( ik_1 E_1 e^{-i(\omega_1 t - k_1 z)} + \right. \\ \left. + ik_2 E_2 e^{-i(\omega_2 t - k_2 z)} + \text{с.с.} \right) = \frac{2\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2}. \end{aligned} \quad (9)$$

Макроскопическую поляризацию среды определим как квантовомеханическое среднее дипольного момента единицы объема:

$$\begin{aligned} P(z) &= n_a \text{Sp}(\hat{d}\hat{\rho}) = \\ &= n_a \sum_g \bar{\rho}_{g3}(z) d_{3g} e^{i(\omega_g t - k_g z)} + \text{с.с.}, \end{aligned} \quad (10)$$

где

$$\bar{\rho}_{g3} = \int \tilde{\rho}_{g3}(v) dv$$

— усредненные по скорости оптические когерентности,  $d_{g3}$  — матричные элементы оператора дипольного момента оптических переходов,  $n_a$  — концентрация активных атомов. Здесь усреднение предполагается по внутренним степеням свободы атома и его поступательной скорости, но не по его координате, так как нас интересует поляризация среды в бесконечно малой окрестности точки  $z$ .

После подстановки (10) в (9), предполагая медленные изменения амплитуд элементов матрицы плотности ( $\partial \bar{\rho}_{g3} / \partial z \ll k_g \bar{\rho}_{g3}$ ,  $\partial \bar{\rho}_{g3} / \partial t \ll \omega_g \bar{\rho}_{g3}$ ), приходим к уравнениям для частот Раби в стационарном случае:

$$\frac{\partial \Omega_1}{\partial z} = - \frac{2\pi i n_a k_1 |d_{31}|^2}{\hbar} \bar{\rho}_{13}, \quad (11)$$

$$\frac{\partial \Omega_2}{\partial z} = - \frac{2\pi i n_a k_2 |d_{32}|^2}{\hbar} \bar{\rho}_{23}. \quad (12)$$

Таким образом, в настоящей работе решается система уравнений (7), (8) для матрицы плотности совместно с уравнениями для распространения электромагнитного излучения (11), (12). Ввиду сложной зависимости от скоростей низкочастотной когерентности  $\tilde{\rho}_{12}(v)$ , которая входит в выражение для оптических когерентностей  $\tilde{\rho}_{3g}(v)$ , аналитически проинтегрировать выражения по скоростям не представляется возможным даже для случая одинаковых частот Раби в КПП-резонансе ( $\delta_R = 0$ ). Поэтому решение системы (7), (8) совместно с (11), (12) возможно только численно.

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В этом разделе мы представим результаты численного решения системы (7), (8) совместно с (11), (12) и обсудим новые физические особенности, которые возникают при свободном движении атомов в оптически плотной среде в условиях резонанса КПП. При расчетах использовались параметры, близкие к соответствующим значениям

для атома  $^{87}\text{Rb}$ . В качестве зависимости концентрации от температуры использовались следующие эмпирические формулы [56]:

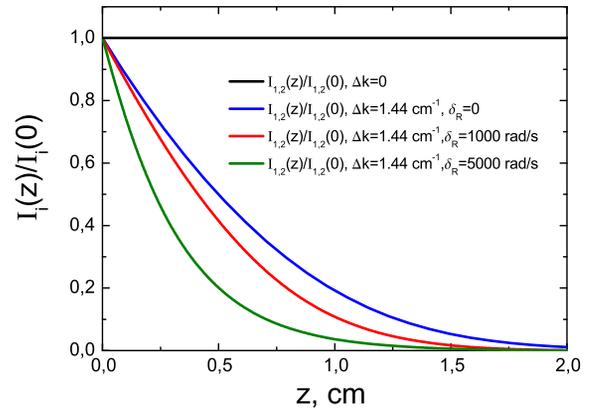
$$n_a(T) = (1.3 \cdot 10^{-3} k_B T)^{-1} \times \begin{cases} 10^{2.881+4.857-4215/T}, & T < 321.1 \text{ К}, \\ 10^{2.881+4.312-4040/T}, & T > 321.1 \text{ К} \end{cases} \quad (13)$$

(здесь все размерные величины должны быть взяты в системе СГС, а температура  $T$  — в градусах Кельвина). Стоит отметить, что данные зависимости остаются верными только в диапазоне температур 298–550 К.

Выражения для матричных элементов дипольного момента определены как

$$d_{g3} = \sqrt{\frac{3\gamma\hbar c^3}{2\omega_g^3}}. \quad (14)$$

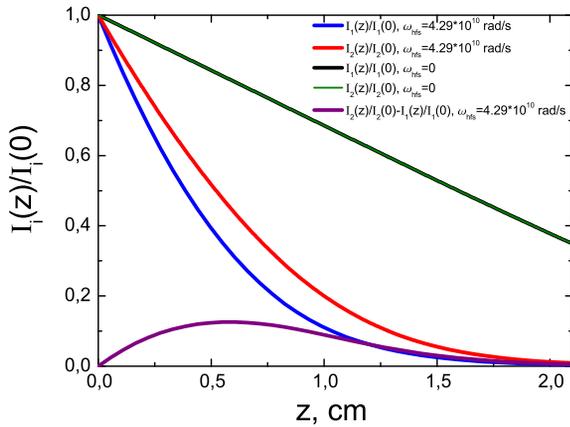
Теперь перейдем непосредственно к результатам численного расчета. Начнем с простого предельного случая — рассмотрим условие двухфотонного резонанса ( $\delta_R = 0$ ) и положим нулю скорость релаксации низкочастотной когерентности ( $\Gamma_{12} = 0$ ). На рис. 2 представлены зависимости интенсивности лазерного излучения от координаты  $z$  для следующих случаев: 1) уровни  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$  основного состояния вырождены по энергии, т. е.  $\Delta k = 0$  (черная кривая); 2) уровни  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$  основного состояния не вырождены, т. е. величина  $\Delta k = 1.44 \text{ см}^{-1}$ , при этом соблюдается условие КПН-резонанса ( $\delta_R = 0$ ) (синяя кривая); 3) уровни  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$  основного состояния не вырождены, а условие КПН-резонанса выполнено частично ( $\delta_R = 1000 \text{ рад/с}$ ) (красная кривая); 4) уровни  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$  основного состояния не вырождены, а условие КПН-резонанса выполнено достаточно слабо ( $\delta_R = 5000 \text{ рад/с}$ ) (зеленая кривая). Здесь зависимости нормированных интенсивностей  $I_i(z)/I_i(0) = |\Omega_i(z)|^2 / |\Omega_i(0)|^2$  для  $i = 1, 2$  полностью совпадают. Основной нетривиальный результат, который наблюдается при учете движения атомов в оптически плотной среде, состоит в том, что даже в простой модели  $\Lambda$ -атома в отсутствие вырождения энергии основных уровней  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$  имеет место поглощение обеих компонент лазерного поля, несмотря на точное выполнение условий резонанса КПН. Такое проявление связывается с влиянием остаточного эффекта Доплера ( $\Delta kv$ ) и в случае практически неподвижных атомов (например, в среде буферного газа) не проявляется. С увеличением двухфотонной отстройки поглощение увеличивается, что наглядно демонстрируют красная и зеленая



**Рис. 2.** Зависимости интенсивности лазерного излучения от координаты:  $T = 50^\circ\text{C}$ ,  $\Delta_L = 0$ ,  $\gamma' = 4 \cdot 10^7 \text{ рад/с}$ ,  $n_a = 1.31 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ ,  $d_{13} \approx d_{23} = 7.47 \text{ Д}$ ,  $\Omega_1 = 2 \cdot 10^5 \text{ рад/с}$ ,  $\Omega_2 = 2 \cdot 10^5 \text{ рад/с}$ ,  $\gamma = 1.75 \cdot 10^7 \text{ рад/с}$ ,  $\Gamma_{12} = 0$

кривые на рис. 2. Таким образом, движение атомов даже в самой простой модели может приводить к качественно новым результатам с физической точки зрения. Далее мы рассмотрим более подробно вопросы, связанные с распространением лазерного излучения в среде в более общем случае, т. е. когда релаксация низкочастотной когерентности отлична от нуля.

Проанализируем поглощение каждой компоненты лазерного поля в условиях двухфотонного резонанса ( $\delta_R = 0$ ) по мере прохождения через среду при  $\Gamma_{12} \neq 0$ . На рис. 3 представлены нормированные зависимости интенсивностей лазерного излучения  $I_i(z)/I_i(0) = |\Omega_i(z)|^2 / |\Omega_i(0)|^2$  ( $i = 1, 2$  соответствует номеру частотной компоненты) от координаты для  $\delta_R = 0$ . Рассмотрим случай, когда отсутствует сверхтонкое расщепление в  $\Lambda$ -схеме, т. е.  $\omega_{hfs} = 0$  (черная и зеленая кривые). Здесь мы можем наблюдать, что имеет место поглощение поля по мере прохождения через среду и для обеих компонент поля оно одинаково. Поглощение близко к линейному закону, что в условиях КПН-резонанса закономерно. Перейдем теперь к рассмотрению другого случая, а именно, когда два основных состояния расщеплены на величину  $\omega_{hfs} = 4.29 \cdot 10^{10} \text{ рад/с}$ . Это соответствует стандартному сверхтонкому расщеплению в атомах  $^{87}\text{Rb}$ . На рис. 3 можно видеть (синяя и красная кривые), что поглощение каждой из компонент поля разное. Более того, по мере прохождения через среду разность  $I_2(z)/I_2(0) - I_1(z)/I_1(0)$  увеличивается (фиолетовая кривая) до определенных значений  $z$ . При дальнейшем увеличении глубины проникновения в среду эта разность замедляет рост, выходит



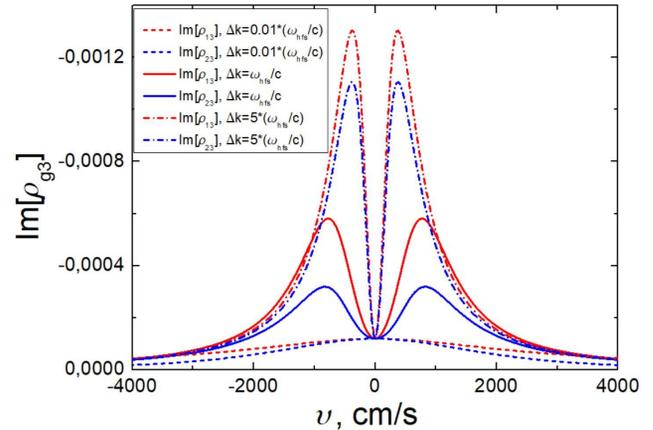
**Рис. 3.** Зависимости интенсивности лазерного излучения от координаты в условиях двухфотонного резонанса ( $\delta_R = 0$ ):  $T = 50^\circ\text{C}$ ,  $\Delta_L = 0$ ,  $\gamma' = 4 \cdot 10^7$  рад/с,  $n_a = 1.31 \cdot 10^{11}$  см $^{-3}$ ,  $d_{13} \approx d_{23} = 7.47$  Д,  $\Omega_1 = 2 \cdot 10^5$  рад/с,  $\Omega_2 = 2 \cdot 10^5$  рад/с,  $\gamma = 1.75 \cdot 10^7$  рад/с,  $\Delta k = \omega_{hfs}/c$ ,  $\Gamma_{12} = 100$  рад/с

на постоянную величину и далее начинает убывать до нуля по мере продолжения роста поглощения излучения в среде.

Данный эффект ранее не был описан в литературе. Он свойственен газам, в которых имеет место свободное движение атомов. Мы связываем этот эффект с проявлением остаточного эффекта Доплера. Проявление подобных закономерностей может наблюдаться также в ячейках с антирелаксационным стеночным покрытием, но отсутствует в ячейках с буферным газом.

Здесь стоит отметить, что величина  $I_2(z)/I_2(0) - I_1(z)/I_1(0)$  существенным образом зависит от релаксации низкочастотной когерентности, и при малых  $\Gamma_{12}$  она практически исчезает. Для демонстрации наиболее сильного проявления эффекта здесь выбраны значения  $\Gamma_{12} = 100$  рад/с. Далее зависимость величины  $I_2(z)/I_2(0) - I_1(z)/I_1(0)$  от  $\Gamma_{12}$  будет обсуждаться более подробно.

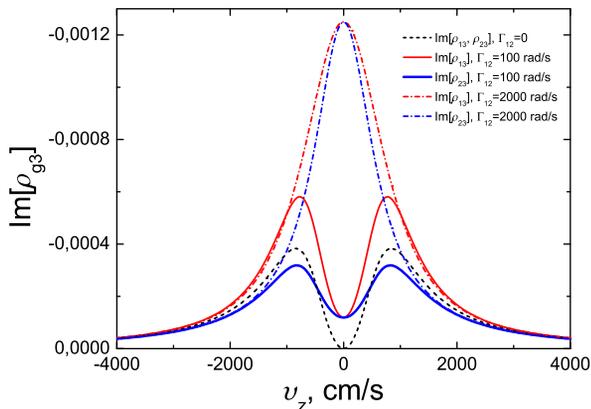
Для того чтобы наглядно объяснить физическую суть обнаруженного эффекта, проанализируем детально зависимость мнимых частей (которые отвечают за поглощение) оптических когерентностей от скорости. На рис. 4 представлены зависимости  $\text{Im} \rho_{31}$  и  $\text{Im} \rho_{32}$  от скорости атомов при различных  $\Delta k$ . На рисунке, во-первых, можно видеть, что в области, где расщепление между уровнями  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$  мало (т. е. когда  $\Delta k = 0.01\omega_{hfs}/c$ , штриховые кривые) наблюдается достаточно слабое различие в зависимостях  $\text{Im} \rho_{31}$  и  $\text{Im} \rho_{32}$  от  $v$ , а при  $\Delta k \rightarrow 0$  контуры полностью совпадают. Схожая картина наблюдается



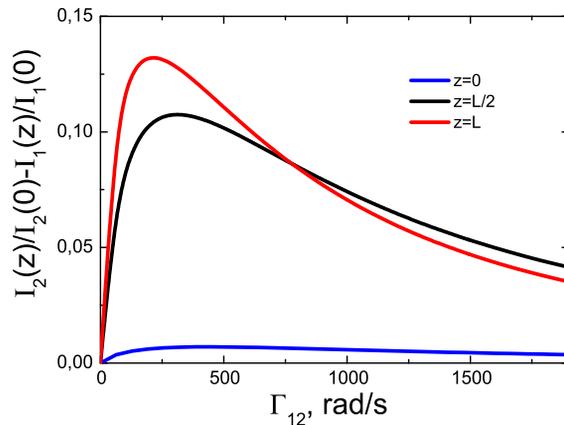
**Рис. 4.** Зависимости мнимых частей оптических когерентностей  $\rho_{3g}$  от скорости в условиях двухфотонного резонанса ( $\delta_R = 0$ ) для различных значений  $\Delta k$ :  $T = 50^\circ\text{C}$ ,  $\Delta_L = 0$ ,  $\gamma' = 4 \cdot 10^7$  рад/с,  $n_a = 1.31 \cdot 10^{11}$  см $^{-3}$ ,  $d_{13} \approx d_{23} = 7.47$  Д,  $\Omega_1 = 2 \cdot 10^5$  рад/с,  $\Omega_2 = 2 \cdot 10^5$  рад/с,  $\gamma = 1.75 \cdot 10^7$  рад/с,  $\Gamma_{12} = 100$  рад/с

для  $\Delta k = 5\omega_{hfs}/c$  (штрихпунктирные кривые), где зависимости от  $v$   $\text{Im} \rho_{31}$  и  $\text{Im} \rho_{32}$  также практически совпадают. С дальнейшим увеличением  $\Delta k$  кривые становятся практически неразличимыми. Интересной оказывается область  $\Delta k \approx \omega_{hfs}/c$ , которая для атома  $^{87}\text{Rb}$  соответствует  $\Delta k \approx 1.44$  см $^{-1}$ . Здесь различие мнимых частей  $\text{Im} \rho_{31}$  и  $\text{Im} \rho_{32}$  проявляется наиболее сильно. Причем, что характерно, основное различие относится к диапазону скоростей  $|v_z| \leq v_T/10$ . Отличие  $\text{Im} \rho_{31}$  от  $\text{Im} \rho_{32}$  в данном диапазоне скоростных групп как раз и приводит к тому, что наблюдается различие в поглощении для каждой из компонент поля. Это обусловлено влиянием остаточного эффекта Доплера, проявляющегося при свободном движении атомов.

Теперь перейдем к анализу зависимостей скоростных распределений мнимых частей оптических когерентностей от скорости распада низкочастотной когерентности (рис. 5). При  $\Gamma_{12} = 0$  видно, что мнимые части  $\text{Im} \rho_{31}$  и  $\text{Im} \rho_{32}$  совпадают. Подобный же результат наблюдается, когда скорость распада низкочастотной когерентности достаточно высока:  $\Gamma_{12} \geq 2000$  рад/с. Для больших значений  $\Gamma_{12}$  совпадение кривых вполне объяснимо. Дело в том, что при больших скоростях релаксации усиливается перемешивание населенностей между основными состояниями  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$ , что и приводит к выравниванию последних. Поэтому зависимости  $\text{Im} \rho_{31}$  и  $\text{Im} \rho_{32}$  от  $v$  в этом случае практически идентичны. Противоположная ситуация наблюдается в промежуточной области значений скорости распада низкочастотной



**Рис. 5.** Зависимости мнимых частей оптических когерентностей  $\rho_{g3}$  от скорости в условиях двухфотонного резонанса ( $\delta_R = 0$ ) для различных значений  $\Gamma_{12}$ :  $T = 50^\circ\text{C}$ ,  $\Delta_L = 0$ ,  $\gamma' = 4 \cdot 10^7$  рад/с,  $n_a = 1.31 \cdot 10^{11}$  см $^{-3}$ ,  $d_{13} \approx d_{23} = 7.47$  Д,  $\Omega_1 = 2 \cdot 10^5$  рад/с,  $\Omega_2 = 2 \cdot 10^5$  рад/с,  $\gamma = 1.75 \cdot 10^7$  рад/с,  $\Delta k = 1.44$  см $^{-1}$

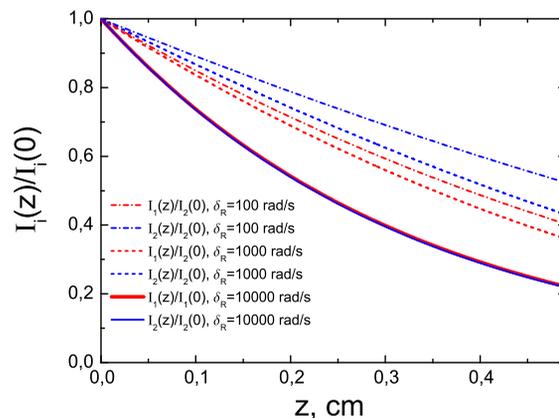


**Рис. 6.** Зависимости разностей интенсивностей лазерного излучения от величины  $\Gamma_{12}$  в условиях двухфотонного резонанса ( $\delta_R = 0$ ) для разных областей среды (на входе, посередине и на выходе):  $T = 50^\circ\text{C}$ ,  $\Delta_L = 0$ ,  $\gamma' = 4 \cdot 10^7$  рад/с,  $n_a = 1.31 \cdot 10^{11}$  см $^{-3}$ ,  $d_{13} \approx d_{23} = 7.47$  Д,  $\Omega_1 = 2 \cdot 10^5$  рад/с,  $\Omega_2 = 2 \cdot 10^5$  рад/с,  $\gamma = 1.75 \cdot 10^7$  рад/с,  $\Delta k = 1.44$  см $^{-1}$

когерентности, когда  $\Gamma_{12} \approx 100$  рад/с. В этом случае перемешивание населенностей между уровнями  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$  проявляется слабее. Такое частичное перемешивание не позволяет компенсировать разницу между населенностями основных подуровней, вызванную остаточным эффектом Доплера, и приводит к различию в  $\text{Im} \rho_{31}$  и  $\text{Im} \rho_{32}$ . Здесь, как и в предыдущих случаях, видно, что основной вклад вносится атомами, лежащими в диапазоне скоростей  $v_T/100 \leq |v_z| \leq v_T/10$ .

Анализ поведения зависимостей разностей интенсивностей лазерного излучения от величины  $\Gamma_{12}$  в условиях двухфотонного резонанса ( $\delta_R = 0$ ) для разных областей среды представлен на рис. 6. На рисунке можно видеть, что, во-первых, в начальных слоях среды достаточно быстро нарастает различие между интенсивностями. По мере увеличения плотности среды степень различия начинает нарастать медленнее. Во-вторых, существует диапазон скоростей распада  $\Gamma_{12} = 50 \nabla \cdot 500$  рад/с, где данный эффект проявляется наиболее сильно.

Эффект, связанный с различным поглощением компонент лазерных полей, как было отмечено выше, вызван остаточным эффектом Доплера в КПП-резонансе. По мере увеличения частотных отстроек и, соответственно, «ухода» от КПП-резонанса степень различия поглощения лазерных полей уменьшается. На рис. 7 представлены зависимости интенсивности лазерного излучения от координаты для различных значений двухфотонной отстройки. Для значений  $\delta_R = 1000$  рад/с можно ви-



**Рис. 7.** Зависимости интенсивностей лазерного излучения от координаты для различных значений двухфотонной отстройки  $\delta_R$ :  $T = 50^\circ\text{C}$ ,  $\Delta_L = 0$ ,  $\gamma' = 4 \cdot 10^7$  рад/с,  $n_a = 1.31 \cdot 10^{11}$  см $^{-3}$ ,  $d_{13} \approx d_{23} = 7.47$  Д,  $\Omega_1 = 2 \cdot 10^5$  рад/с,  $\Omega_2 = 2 \cdot 10^5$  рад/с,  $\gamma = 1.75 \cdot 10^7$  рад/с,  $\Gamma_{12} = 100$  рад/с

деть, что разность между синей и красной сплошными кривыми уменьшается по сравнению с красными и синими штрихпунктирными линиями, соответствующими  $\delta_R = 100$  рад/с. Дальнейшее увеличение отстройки до  $\delta_R = 10000$  рад/с приводит, во-первых, к полному совпадению законов поглощения для каждой из компонент лазерного поля, а, во-вторых, закон поглощения перестает быть линейным и плавно переходит в экспоненциальный закон Бугера–Ламберта.

Как было сказано во Введении, увеличение амплитуды спектроскопического сигнала реализуют путем повышения концентрации щелочных атомов. А это приводит к тому, что начинают проявляться эффекты, связанные с оптической плотностью среды. Как показали результаты настоящей работы в ячейках без буферного газа, где щелочные атомы находятся в свободном движении, возникает различие в поглощении каждой из компонент лазерного излучения по мере прохождения через среду. В модели, учитывающей тонкую структуру возбужденного состояния и магнитную структуру уровней, это приведет к возникновению световых сдвигов. Причем природа этих сдвигов уже будет обусловлена движением атомов. Поскольку в квантовых стандартах частоты световой сдвиг фактически определяет предельно-достижимую стабильность, возникает задача о новых методах компенсации таких сдвигов. Решение задачи об устранении проблем, связанных с частотными сдвигами опорного резонанса, имеет тесную взаимосвязь с задачей о повышении амплитуды спектроскопического сигнала. Другими словами, способы, направленные на повышение контраста спектроскопического сигнала, практически всегда приводят к появлению частотных сдвигов опорного резонанса. Поэтому данный вопрос становится комплексным и требует одновременного рассмотрения целого ряда физических аспектов. При этом решение перечисленных технических вопросов связано в первую очередь с исследованием фундаментальных физических эффектов, в основе которых лежат явления, рассмотренные в настоящей работе. Дальнейшие исследования данной проблемы направлены на учет влияния стенок и типов отражения от них, а также на анализ влияния невырожденности возбужденного состояния на форму резонанса КРН.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе решена задача о свободном движении атомов в оптически плотной среде в условиях резонанса когерентного пленения населенностей. Решается самосогласованная система квантовых кинетических уравнений для матрицы плотности щелочных  $\Lambda$ -атомов совместно с уравнениями Максвелла для электромагнитного излучения. Показано, что в такой системе остаточный эффект Доплера приводит к тому, что каждая компонента лазерного излучения поглощается по-разному. Эти особенности наблюдаются в определенной области частот сверхтонкого расщепления основного состояния щелочно-

го атома. Установлено, что зависимость поглощения каждой из компонент лазерного излучения по мере прохождения через среду от скорости распада низкочастотной когерентности между подуровнями основного состояния является немонотонной. Обнаружено, что имеется область значений скорости распада низкочастотной когерентности, где разница в поглощении между двумя частотными компонентами составляет около 13%. Показано, что данный эффект проявляется наиболее сильно в области КРН-резонанса и по мере отстройки от резонанса различие в поглощении между частотными компонентами постепенно исчезает.

Стоит отметить, что обнаруженный эффект проявляется только при свободном движении атомов в газе и не проявляется в ячейках с буферным газом. Появление новых физических эффектов, обусловленных вкладом от остаточного эффекта Доплера в атомном газе, носит фундаментальный характер и лежит в основе дальнейшего наблюдения целого ряда новых соответствующих явлений. В частности, различие в поглощении каждой из компонент по мере прохождения через среду приведет к тому, что будет наблюдаться световой сдвиг КРН-резонанса. Поскольку в квантовых стандартах частоты световой сдвиг фактически определяет предельно-достижимую стабильность, возникает задача о новых методах компенсации таких сдвигов.

Как было упомянуто выше, в настоящей работе решена задача для безграничной среды. Учет влияния стенок с различными типами покрытия приведет к существенной модификации как характера зависимости поглощения каждой из компонент лазерного излучения, так и формы КРН-резонанса. Предварительные исследования показывают, что учет движения в ячейках конечного размера в оптически плотной среде даже в простой модели  $\Lambda$ -атомов приводит к существенному искажению контура КРН-резонанса и его сдвигу. Более того, даже в случае вырожденных  $\Lambda$ -атомов (возбуждение КРН-резонанса на одном нижнем сверхтонком подуровне) может возникать асимметрия контура поглощения КРН-резонанса. Эти вопросы составляют основу для дальнейшего развития данного направления исследований

#### ЛИТЕРАТУРА

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

2. E. Arimondo and G. Orriols, *Lett. Nuovo Cimento* **17**, 333 (1976).
3. H. R. Gray, R. M. Whitley, and C. R. Stroud, Jr., *Opt. Lett.* **3**, 218 (1978).
4. Б. Д. Агапьев, М. Б. Горный, Б. Г. Матисов, Ю. В. Рождественский, *УФН* **163**, 1 (1993).
5. J. Vanier, *Appl. Phys. B* **81**, 421 (2005).
6. С. А. Зибров, В. Л. Величанский, А. С. Зибров, А. В. Тайченачев, В. И. Юдин, *Письма в ЖЭТФ* **82**, 534 (2005).
7. J. Kitching, *Appl. Phys. Rev.* **5**, 031302 (2018).
8. S. Kobtsev, S. Donchenko, S. Khripunov, D. Radnatarov, I. Blinov, and V. Palchikov, *Opt. Laser Technol.* **119**, 105634 (2019).
9. М. Н. Скворцов, С. М. Игнатович, В. И. Вишняков, Н. Л. Квашнин, И. С. Месенцова, Д. В. Бражников, В. А. Васильев, А. В. Тайченачев, В. И. Юдин, С. Н. Багаев, И. Ю. Блинов, В. Г. Пальчиков, Ю. С. Самохвалов, Д. А. Парёхин, *Квант. электрон.* **50**, 576 (2020).
10. G. D. Martinez, C. Li, A. Staron, C. Raman, and W. R. McGehee, *Nat. Commun.* **14**, 3501 (2023).
11. D. Peter, D. Schwindt, S. Knappe, L. Hollberg, J. Kitching, L.-A. Liew, and J. Moreland, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 6409 (2004).
12. V. V. Yashuk, J. Granwehr, D. F. Kimbal, S. M. Rochester, A. H. Trabesinger, J. T. Urban, D. Budker, and A. Pines, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 160801 (2004).
13. M. D. Lukin, *Rev. Mod. Phys.* **75**, 457 (2003).
14. M. Fleischhauer, A. Imamoglu, and J. P. Marangos, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 633 (2005).
15. R. Zhang and X.-B. Wang, *Phys. Rev. A* **94**, 063856 (2016).
16. V. M. Datsyuk, D. V. Kupriyanov, and M. D. Havey, *Phys. Rev. A* **77**, 033823 (2008).
17. M. Stähler, R. Wynands, S. Knappe, J. Kitching, L. Hollberg, A. Taichenachev, and V. Yudin, *Opt. Lett.* **27**, 1472 (2002).
18. A. V. Taichenachev, V. I. Yudin, R. Wynands, M. Stähler, J. Kitching, and L. Hollberg, *Phys. Rev. A* **67**, 033810 (2003).
19. A. V. Taichenachev, V. I. Yudin, V. L. Velichansky, A. S. Zibrov, and S. A. Zibrov, *Phys. Rev. A* **73**, 013812 (2006).
20. А. В. Тайченачев, А. М. Тумайкин, В. И. Юдин, *Письма в ЖЭТФ* **72**, 173 (2000) [A. V. Taichenachev, A. M. Tumaikin, and V. I. Yudin, *JETP Lett.* **72**, 119 (2000)].
21. H. Lee, Yu. Rostovtsev, C. J. Bednar, and A. Javan, *Appl. Phys. B* **76**, 33 (2003).
22. M. S. Feld and A. Javan, *Phys. Rev.* **177**, 540 (1969).
23. C. Y. Ye and A. S. Zibrov, *Phys. Rev. A* **65**, 023806 (2002).
24. К. А. Баранцев, А. С. Курапцев, А. Н. Литвинов, *ЖЭТФ* **160**, 611 (2021).
25. А. Н. Литвинов, И. М. Соколов, *Письма в ЖЭТФ* **113**, 791 (2021).
26. К. А. Баранцев, Г. В. Волошин, А. С. Курапцев, А. Н. Литвинов, И. М. Соколов, *ЖЭТФ* **163**, 162 (2023).
27. А. П. Аммосов, Г. В. Волошин, К. А. Баранцев, А. Н. Литвинов, *ЖЭТФ* **167**, 319 (2025).
28. М. Б. Горный, Б. Г. Матисов, Ю. В. Рождественский, *ЖЭТФ* **68**, 728 (1989).
29. К. А. Баранцев, Е. Н. Попов, А. Н. Литвинов, *ЖЭТФ* **148**, 869 (2015).
30. I. M. Sokolov, D. V. Kupriyanov, and M. D. Havey, *Opt. Commun.* **243**, 165 (2004).
31. D. V. Kupriyanov, I. M. Sokolov, N. V. Larionov, and M. D. Havey, *Phys. Rev. A* **69**, 033801 (2004).
32. К. А. Баранцев, А. Н. Литвинов, Е. Н. Попов, *ЖЭТФ* **152**, 1165 (2017).
33. К. А. Баранцев, Е. Н. Попов, А. Н. Литвинов, *Квант. электрон.* **47**, 812 (2017).
34. M. O. Scully, E. S. Fry, C. H. R. Ooi, and K. Wodkiewicz, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 010501 (2006).
35. A. S. Kuraptsev, I. M. Sokolov, and M. D. Havey, *Phys. Rev. A* **96**, 023830 (2017).
36. К. А. Баранцев, Е. Н. Попов, А. Н. Литвинов, *Квант. электрон.* **48**, 615 (2018).
37. Г. В. Волошин, К. А. Баранцев, Е. Н. Попов, А. Н. Литвинов, *ЖЭТФ* **156**, 5 (2019).
38. Г. В. Волошин, К. А. Баранцев, А. Н. Литвинов, *Квант. электрон.* **52**, 108 (2022).
39. К. А. Баранцев, А. С. Курапцев, С. В. Божкин, А. Н. Литвинов, и И. М. Соколов, *J. Opt. Soc. Amer. B* **38**, 1613 (2021).

40. V. I. Yudin, A. V. Taichenachev, M. Yu. Basalaev, O. N. Prudnikov, and S. N. Bagayev, *J. Opt. Soc. Amer. B* **39**, 1979 (2022).
41. 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).
42. 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).
43. С. Г. Раутиан, Г. И. Смирнов, А. М. Шалагин, *Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул*, Наука, Новосибирск (1979).
44. D. V. Kupriyanov, I. M. Sokolov, N. V. Larionov, P. Kulatunga, C. I. Sukenik, S. Balik, and M. D. Havey, *Phys. Rev. A* **69**, 033801 (2004).
45. V. M. Datsyuk, I. M. Sokolov, D. V. Kupriyanov, and M. D. Havey, *Phys. Rev. A* **74**, 043812 (2006).
46. V. M. Datsyuk, I. M. Sokolov, D. V. Kupriyanov, and M. D. Havey, *Phys. Rev. A* **77**, 033823 (2008).
47. A. S. Kuraptsev, I. M. Sokolov, and M. D. Havey, *Phys. Rev. A* **96**, 023830 (2017).
48. Ya. A. Fofanov, A. S. Kuraptsev, I. M. Sokolov, and M. D. Havey, *Phys. Rev. A* **84**, 053811 (2011).
49. A. S. Kuraptsev and I. M. Sokolov, *Phys. Rev. A* **90**, 012511 (2014).
50. И. М. Соколов, Д. В. Куприянов, М. Д. Хэви, *ЖЭТФ* **139**, 288 (2011).
51. Y. A. Fofanov, I. M. Sokolov, R. Kaiser, and W. Guerin, *Phys. Rev. A* **104**, 023705 (2021).
52. R. H. Dicke, *Phys. Rev.* **89**, 472 (1953).
53. G. Kazakov, B. Matisov, A. Litvinov, and I. Mazets, *J. Phys. B* **40**, 3851 (2007).
54. E. Taskova and E. Alipieva, *J. Phys. Conf. Ser.* **1859**, 012025 (2021).
55. Г. В. Волошин, *Опт. и спектр.* **131**, 49 (2023).
56. D. A. Steck, *Rubidium 87 D Line Data*, available online at <http://steck.us/alkalidata>.