

ВЛИЯНИЕ ДИФФУЗИИ НА ФОРМУ РЕЗОНАНСА КОГЕРЕНТНОГО ПЛЕНЕНИЯ НАСЕЛЕННОСТЕЙ В ОПТИЧЕСКИ ПЛОТНОЙ СРЕДЕ

*К. А. Баранцев**, *М. А. Артемьев*

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

Поступила в редакцию 5 сентября 2024 г.,
после переработки 5 сентября 2024 г.
Принята к публикации 21 ноября 2024 г.

Исследовано возбуждение резонанса когерентного пленения населенностей (КПН) в оптически плотной ячейке с буферным газом при незамкнутой схеме возбуждения (Λ -схеме) трехуровневого атома. Найдено совместное решение уравнений переноса двухчастотного излучения и квантового кинетического уравнения для матрицы плотности в диффузионном приближении при граничных условиях полного гашения на стенках ячейки. Проанализированы формы наблюдаемых сигналов поглощения и флуоресценции. Построена зависимость параметра качества КПН-резонанса от концентрации буферных частиц, учитывающая неодинаковые коэффициенты поглощения входного и выходного слоев активной среды.

DOI: 10.31857/S0044451025030010

1. ВВЕДЕНИЕ

Место одного из ключевых эффектов, активно используемых в современной лазерной спектроскопии сверхвысокого разрешения, занимает эффект когерентного пленения населенностей (КПН), наблюдаемый в простейшем случае при взаимодействии трехуровневой квантовой системы с двухчастотным лазерным излучением [1–3]. При Λ -подобной схеме энергетических уровней атома или молекулы в них таким излучением возбуждается низкочастотная квантовая когерентность, которая, как правило, является долгоживущей. Ввиду наведенной когерентности между каналами возбуждения система перестает взаимодействовать с лазерным излучением в узкой спектральной области, при этом в спектре поглощения наблюдается провал — так называемый «темный» резонанс или резонанс КПН.

Эффект КПН применяется в таких областях, как квантовая информатика [4–7], квантовые стандарты частоты [8–11], магнитометрия [12, 13] и лазерная генерация без инверсии [14–16]. Высокая добротность «темного» резонанса позволяет достичь хо-

роших показателей метрологических приборов при относительной простоте устройства, поскольку линия «темного» резонанса свободна от доплеровского уширения и прибор не требует охлаждающих установок. Это позволяет использовать атомы в газовых ячейках при комнатной температуре.

В настоящее время фундаментальные и прикладные исследования квантовых систем в условиях КПН-резонанса не теряют актуальности. Так, в работе [17] предложен метод улучшения чувствительности и разрешения КПН-магнетометра, основанный на фазовой задержке циркулярно-поляризованного излучения. В работе [18] предлагается способ управления переворотом атомного спина в основном состоянии при сохранении низкочастотной атомной когерентности в условиях КПН. В работе [19] экспериментально демонстрируется увеличение амплитуды КПН-резонанса с помощью воздействия на атомы ортогональных магнитных полей для увеличения чувствительности квантовых сенсоров.

При использовании в квантовых сенсорах миниатюрных газовых ячеек в качестве чувствительного элемента вопрос влияния пространственных неоднородностей приобретает важную роль. Источниками таких неоднородностей, очевидно, выступают стенки ячейки, затухание оптического излучения при на-

* E-mail: kostmann@yandex.ru

личии оптически плотной среды и неоднородность поперечного профиля лазерного луча. При этом в последние несколько лет исследуются вопросы влияния пространственных неоднородностей на сдвиги и форму линии поглощения атомов при учете их движения. В работах [20–22] показано, что одновременный учет свободного теплового движения атомов (в отсутствие буферного газа) и затухания излучения в среде приводит к новым нелинейным эффектам, приводящим к сдвигам и уширениям линии поглощения. Суть этих эффектов заключается в том, что свободное движение атомов вызывает не только доплеровский сдвиг частоты, но и изменение амплитуды поглощаемого света. В работе [23] исследуется влияние пространственной неоднородности поперечного профиля светового пучка на полевой сдвиг резонанса КПН. Предложен метод линеаризации зависимости сдвига от интенсивности излучения. В [24] исследуется влияние продольной неоднородности светового пучка, связанной с поглощением излучения в оптически плотной среде, на методы автобалансной спектроскопии [25].

В другом цикле работ исследовано влияние движения атомов и деполяризации на стенках на резонанс КПН в ячейках с антирелаксационным стеночным покрытием [10, 26–28]. В [29] найдены эффекты появления дополнительных пиков резонансов КПН, вызванных сверхтонким расщеплением возбужденного уровня и движением атомов. В [30] показаны особенности формирования КПН-резонансов в ячейках конечного размера в атомах Cs-133. В [31] рассмотрены различные типы граничных условий на стенках. Показано, что при диффузионных и зеркальных граничных условиях возникает квазипериодическая зависимость светового сдвига КПН от длины ячейки.

При этом влияние пространственных неоднородностей на КПН-резонанс в ячейках с буферным газом остается слабо исследованной областью. Характер движения атомов в ячейке с буферным газом имеет диффузионный характер при выполнении условия, что длина свободного пробега много меньше размеров ячейки. В большинстве теоретических работ влияние стенок в таких ячейках учитывается путем добавки к скорости релаксации низкочастотной атомной когерентности, найденной из простых геометрических соображений. Корректный же учет предполагает решение задачи диффузии и нахождение пространственного распределения матрицы плотности атомов и интенсивности лазерного излучения. Теория диффузии для спектроскопии двухуровневых атомов в среде буферного газа

разработана в [32]. С математической точки зрения квантовое кинетическое уравнение для одноатомной матрицы плотности сводится к дифференциальному уравнению второго порядка и представляет собой краевую задачу с граничными условиями на стенках. Подобная задача решалась в [33, 34] для сигнала двойного радиооптического резонанса (ДРОР). В этих работах показано, что влияние стенок в общем случае не сводится к аддитивной добавке к ширине сигнала ДРОР, а форма сигнала имеет отличия от лоренцевой.

В большинстве современных схем квантовых сенсоров детектируется сигнал поглощения прошедшего вперед излучения. Для его корректного описания необходим учет оптически плотной среды, что сводится к добавлению к системе квантовых кинетических уравнений для матрицы плотности волновых уравнений для амплитуд лазерного излучения [35]. Отдельно задача о распространении излучения представляет собой задачу Коши с одним граничным условием.

В настоящей работе решается задача диффузии при возбуждении резонанса КПН в газовой ячейке с буферным газом при учете оптически плотной среды для двухчастотного лазерного излучения. Математически задача представляет собой объединение краевой задачи для атомной матрицы плотности и задачи Коши для лазерного излучения. Решение проводится итеративным методом. Анализируются как сигнал поглощения прошедшего вперед излучения, так и сигнал флуоресценции. Обсуждается влияние пристеночных диффузионных слоев деполяризованных атомов на форму резонанса КПН, анализируется вклад диффузии и оптической плотности среды по отдельности. Исследуется зависимость параметра качества резонанса КПН от концентрации буферного газа, показано, что имеет место оптимальное значение концентрации буферного газа.

2. ТЕОРИЯ

Рассмотрим взаимодействие трехуровневого атома с внешним двухчастотным квазирезонансным лазерным полем (рис. 1 *a*). Исследуемая трехуровневая система является моделью $D1$ - или $D2$ -линии атома щелочного металла, где основные состояния $|1\rangle$ и $|2\rangle$ соответствуют сверхтонкому расщеплению S -подуровня.

В рассматриваемой задаче полагается, что Λ -атомы составляют оптически плотную среду:

$$n_a \sigma L > 1, \quad (1)$$

а также выполняется неравенство

$$n_a \lambda^3 < 1, \quad (2)$$

что позволяет пренебречь коллективными эффектами, связанными с диполь-дипольным взаимодействием между атомами [36]. В (1) и (2) n_a — концентрация щелочных атомов, σ — сечение рассеяния фотонов на атоме, L — длина среды, λ — длина волны рассеиваемого излучения.

Предполагается, что щелочные атомы помещены в газовую ячейку вместе с буферным газом (рис. 1 б). На ячейку действует двухчастотное лазерное поле, квазирезонансное оптическим переходам исследуемой Λ -системы. Его можно представить в виде суперпозиции двух плоских волн в приближении узкого лазерного спектра, ширина которого сравнима со скоростью спонтанного распада возбужденного состояния. Таким образом, для поля можно записать следующее выражение:

$$E(x, t) = \sum_{j=1}^2 E_j^0(x, t) e^{-i(\omega_j t - k_j x)} + c.c., \quad (3)$$

где E_j^0 — медленные комплексные амплитуды, k_j — волновые числа компонент излучения.

В исследуемом случае плотной среды распространение поля (3) вдоль ячейки может быть описано укороченным волновым уравнением для амплитуд $E_j^0(x, t)$ [3]:

$$\frac{\partial E_j^0(x, t)}{\partial x} + \frac{1}{c} \frac{\partial E_j^0(x, t)}{\partial t} = 2\pi i P_j^0(x, t) k_j, \quad (4)$$

где $P_j^0(x, t)$ — медленная амплитуда поляризации среды, c — скорость света в вакууме. Поляризация среды в данном случае может быть выражена через элементы матрицы плотности ρ_{ij} следующим образом [37]:

$$P_j^0(x, t) = n_a d_{j3} \rho_{j3}(x, t) + c.c., \quad j = 1, 2, \quad (5)$$

где d_{j3} — матричные элементы оператора дипольного момента для соответствующих оптических переходов $|j\rangle \leftrightarrow |3\rangle$. Подставляя (5) в (4), а также принимая во внимание выражение для частот Раби

$$\Omega_j(x, t) = \frac{2d_{j3} E_j^0(x, t)}{\hbar}, \quad j = 1, 2, \quad (6)$$

и приближение вращающейся волны

$$\begin{aligned} \rho_{12} &= \tilde{\rho}_{12} e^{i(\omega_1 - \omega_2)t}, \\ \rho_{13} &= \tilde{\rho}_{13} e^{i\omega_1 t}, \\ \rho_{23} &= \tilde{\rho}_{23} e^{i\omega_2 t}, \end{aligned} \quad (7)$$

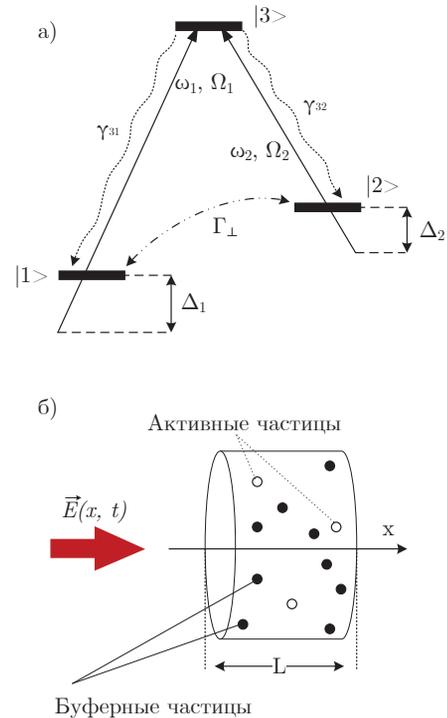


Рис. 1. а — Схема уровней атома при незамкнутой схеме возбуждения (Λ -система). Здесь ω_1 и ω_2 , Ω_1 и Ω_2 — соответственно линейные частоты и частоты Раби оптического излучения, γ_{31} и γ_{32} — скорости релаксации оптических когерентностей, Γ_{\perp} — скорость релаксации низкочастотной когерентности, Δ_1 и Δ_2 — однофотонные отстройки. б — Распространение двухчастотного излучения в среде длиной L , состоящей из смеси активных и буферных частиц

получим более удобную форму волнового уравнения для обеих компонент поля:

$$\frac{\partial \Omega_j(x, t)}{\partial x} + \frac{1}{c} \frac{\partial \Omega_j(x, t)}{\partial t} = \frac{4\pi i n_a |d_{j3}|^2 \omega_j}{c \hbar} \tilde{\rho}_{j3}(x, t). \quad (8)$$

Далее ограничимся рассмотрением стационарного случая решаемой задачи. Принимая во внимание выражение для констант релаксации оптических когерентностей [38]

$$\gamma_{3j} = \frac{4|d_{j3}|^2 \omega_j^3}{3\hbar c^3}, \quad (9)$$

можно переписать уравнение для компонент поля (8) в виде

$$\frac{\partial \Omega_j(x)}{\partial x} = \frac{3\pi i n_a \gamma_{3j}}{k_j^2} \rho_{j3}(x). \quad (10)$$

Итак, распространение поля (3) в поглощающей среде может быть описано уравнением (10), которое с математической точки зрения представляет собой

задачу Коши с одним граничным условием в виде значений частот Раби на входе в газовую ячейку. Для его решения также требуется знать элементы матрицы плотности $\rho_{jz}(x)$ в данном слое ячейки. Если учитывать присутствие буферного газа, стандартное уравнение Лиувилля для элементов матрицы плотности нуждается в модификациях, обсуждение которых представлено ниже.

2.1. Обсуждение диффузионного приближения

Известно, что столкновения активных атомов со стенками газовой ячейки разрушают наведенную внешним полем низкочастотную когерентность. На практике это приводит к уменьшению амплитуды КРН-резонанса и, как следствие, к ухудшению его качества. Наиболее распространенными способами борьбы с описанной проблемой являются использование ячеек с антирелаксационным покрытием стенок и введение в ячейку буферного газа, сечение спинового обмена при столкновении с которым на несколько порядков меньше, чем при столкновениях щелочных атомов.

Остановимся на особенностях описания ячеек, содержащих буферный газ. Идея его введения состоит в том, что столкновения буферных частиц с активными препятствуют перемещению последних к стенкам ячейки. В таком случае для существенного уменьшения длины свободного пробега активного атома концентрация буферного газа должна на несколько порядков превосходить концентрацию активных частиц.

Столь существенная разница в концентрациях позволяет рассматривать диффузионную задачу движения активных частиц в среде буферного газа, поскольку длина свободного пробега каждой частицы оказывается существенно меньше типовых размеров ячейки.

Рассмотрим ячейку, имеющую форму таблетки (рис. 1 б). В этом случае можно ограничиться исследованием влияния торцевых стенок ячейки, что позволяет рассматривать одномерную задачу в соответствии с (10). Предположим, что температура ячейки поддерживается некоторой системой стабилизации на уровне $T \approx 330$ К. Тогда время жизни радиочастотной когерентности ρ_{12} и населенностей $\rho_{11}, \rho_{22}, \rho_{33}$ существенно превосходит время между столкновениями активной частицы с буферными. Скоростное распределение указанных элементов матрицы плотности имеет вид распределения Максвелла:

$$M(v_x) = \frac{1}{\sqrt{\pi}v_T} \exp \left[- \left(\frac{v_x}{v_T} \right)^2 \right], \quad (11)$$

где v_T — наиболее вероятная скорость активного атома:

$$v_T = \sqrt{\frac{2kT}{m_a}}. \quad (12)$$

Здесь k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура, m_a — масса щелочного атома.

Рассмотрение ячейки при исследуемых температурах позволяет сделать приближение парных столкновений. Оно предполагает, что наиболее вероятными являются столкновения одного щелочного атома с одной буферной частицей, поэтому влияние столкновений более высоких порядков далее будем считать пренебрежимо малым. Учитывающая данное приближение диффузионная задача для однородно уширенной столкновительной линии была рассмотрена в работе [32], однако для решения исследуемой задачи были приняты во внимание дополнительные факторы, которые требуется обсудить. Заметим, что скорость распада оптических когерентностей определяется газокинетической частотой столкновений, поэтому в случае рассматриваемых концентраций и температур время жизни оптических когерентностей оказывается сравнимым с временем свободного пробега активной частицы [39]. Это значит, что характер переноса оптических когерентностей не является диффузионным. С другой стороны, из-за наличия буферного газа время жизни низкочастотной когерентности оказывается существенно больше времени свободного пробега активного атома, поэтому пространственный перенос низкочастотной когерентности является диффузионным. Наконец, будем считать линию поглощения щелочного атомарного газа уширенной неоднородно, поскольку для рассматриваемых концентраций буферного газа доплеровское уширение сопоставимо со столкновительным.

Итак, учитывая все описанные замечания система для элементов матрицы плотности в стади-

онарном случае имеет вид [32, 33]

$$\begin{aligned}
 D \frac{\partial^2 \rho_{11}}{\partial x^2} - \Gamma_{\parallel} \rho_{11} + \frac{i\Omega_1^*}{2} \rho_{13} + \Gamma_{\parallel} \rho_{22} - \frac{i\Omega_1}{2} \rho_{31} + \\
 + \gamma_{31} \rho_{33} &= 0, \\
 D \frac{\partial^2 \rho_{22}}{\partial x^2} + \Gamma_{\parallel} \rho_{11} - \Gamma_{\parallel} \rho_{22} + \frac{i\Omega_2^*}{2} \rho_{23} - \frac{i\Omega_2}{2} \rho_{32} + \\
 + \gamma_{32} \rho_{33} &= 0, \\
 D \frac{\partial^2 \rho_{33}}{\partial x^2} - \frac{i\Omega_1^*}{2} \rho_{13} - \frac{i\Omega_2^*}{2} \rho_{23} + \frac{i\Omega_1}{2} \rho_{31} + \frac{i\Omega_2}{2} \rho_{32} - \\
 - (\gamma_{31} + \gamma_{32}) \rho_{33} &= 0, \\
 D \left(\frac{\partial^2 \rho_{12}}{\partial x^2} - 2iq \frac{\partial \rho_{12}}{\partial x} \right) - [i\Delta + \Gamma_{\perp} + Dq^2] \rho_{12} + \\
 + \frac{i\Omega_2^*}{2} \rho_{13} - \frac{i\Omega_1}{2} \rho_{32} &= 0, \\
 \frac{i}{2} \frac{\sqrt{\pi}}{k_1 v_T} w^* \left(\frac{\Delta_1 + i\Gamma_{31}}{k_1 v_T} \right) \left[\frac{i\Omega_1}{2} \rho_{11} + \frac{i\Omega_2}{2} \rho_{12} - \right. \\
 \left. - \frac{i\Omega_1}{2} \rho_{33} \right] &= \rho_{13}, \\
 \frac{i}{2} \frac{\sqrt{\pi}}{k_2 v_T} w^* \left(\frac{\Delta_2 + i\Gamma_{32}}{k_2 v_T} \right) \left[\frac{i\Omega_1}{2} \rho_{21} + \frac{i\Omega_2}{2} \rho_{22} - \right. \\
 \left. - \frac{i\Omega_2}{2} \rho_{33} \right] &= \rho_{23},
 \end{aligned} \tag{13}$$

где D — коэффициент диффузии, Γ_{\parallel} — скорость обмена населенностями между основными состояниями, $\Delta = \Delta_1 - \Delta_2$ — разностная отстройка, $q = k_1 - k_2$ — разность волновых чисел, w^* — комплексно-сопряженная функция Фаддеевой, Γ_{31} и Γ_{32} — полные константы релаксации оптических когерентностей.

Ненулевая скорость обмена населенностями Γ_{\parallel} обусловлена отличной от нуля вероятностью столкновения активных атомов. Такие столкновения приводят к разрушению низкочастотной когерентности и перераспределению населенностей столкнувшихся частиц вследствие спин-обмена.

Скорости релаксации оптических когерентностей Γ_{31} и Γ_{32} определяются суммарным вкладом спонтанной и столкновительной составляющих:

$$\Gamma_{3j} = \frac{\gamma}{2} + \nu, \tag{14}$$

где $\gamma = \gamma_{31} + \gamma_{32}$ — скорость спонтанной релаксации состояния [3], ν — частота столкновений активного атома с буферными частицами.

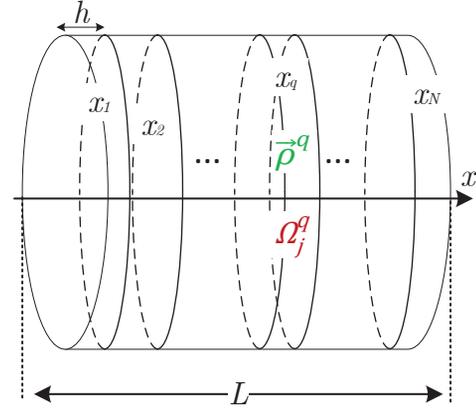


Рис. 2. Разбиение ячейки длиной L на N слоев с шагом h . Здесь $\vec{\rho}^q$ и Ω_j^q — соответственно значения вектора элементов матрицы плотности и j -й компоненты поля в q -м слое ячейки, $q = \overline{1, N}, j = 1, 2$

Газокинетические параметры в рассматриваемой модели были получены из следующих соотношений:

$$\begin{aligned}
 \nu &= \sqrt{3} \sigma n_{buff}, \\
 D &= \frac{v_T}{3\sqrt{2} \sigma n_{buff}}, \\
 \sigma &= \pi (R_a + R_{buff})^2,
 \end{aligned} \tag{15}$$

где σ — газокинетическое сечение рассеяния, R_a и R_{buff} — радиусы активной и буферной частиц соответственно.

2.2. Описание разработанной модели

Возвращаясь к представленному в разд. 2.1 теоретическому описанию диффузионных процессов, заметим, что соответствующая система (13) представляет собой краевую задачу с двумя граничными условиями в виде значений элементов матрицы плотности на обеих стенках ячейки. Это значит, что для исследования влияния диффузии на форму КРН-резонанса в плотной среде требуется найти совместное решение задачи Коши (10) и краевой задачи (13), т. е. пространственные распределения частот Раби и элементов матрицы плотности, которые бы одновременно удовлетворяли обеим рассматриваемым системам.

Для поиска такого решения был выбран итеративный метод, суть которого заключается в следующем. Ячейка разбивается на N слоев, отстоящих друг от друга на шаг h , в каждом из которых элементы матрицы плотности

$$\vec{\rho} = (\rho_{11}, \rho_{22}, \rho_{33}, \rho_{12}, \rho_{13}, \rho_{23})$$

и частоты Раби принимают некоторые (в общем случае разные) значения (рис. 2). Далее определяют граничные условия, которые можно получить из следующих соображений. Считаем частоты Раби в первом слое ячейки Ω_j^1 известными, поскольку интенсивность лазерного излучения на входе обычно можно измерить или установить в зависимости от выбранных критериев. Предположим также, что $\Omega_1^1 = \Omega_2^1 \equiv \Omega_0$. На практике это условие может быть удовлетворено подбором параметров схемы, формирующей в спектре излучения вторую гармонику. Для $\vec{\rho}^1$ и $\vec{\rho}^N$ используем граничные условия полного гашения: $\vec{\rho}^1 = \vec{\rho}^N = (0.5, 0.5, 0, 0, 0, 0)$. Их вид обусловлен частыми столкновениями со стенками в указанных слоях.

Перейдем к описанию реализации итеративной процедуры. На первой итерации ($i = 1$) предположим, что излучение не затухает в процессе распространения в ячейке: $(1)\Omega_j^q = \Omega_0$, $q = \overline{1, N}$. В этом приближении найдем решение (13). Это можно сделать, используя, например, метод матричной прогонки. Найденные таким образом значения ρ_{13}^q и ρ_{23}^q подставим в (10), уточнив распределение поля:

$$(1)\Omega_j^q \xrightarrow{\text{Последовательное решение (13) и (10)}} (2)\Omega_j^q.$$

На второй итерации ($i = 2$) повторим те же действия, используя в качестве начального полученное распределение $(2)\Omega_j^q$. Повторение требуется проводить до тех пор, пока итеративная процедура не сойдется к некоторому решению, удовлетворяющему одновременно (13) и (10).

Для проведения моделирования в качестве щелочного атома был выбран ^{87}Rb , требуемые характеристики которого описаны в [40]. Отметим быструю сходимость предложенного метода для всех исследуемых параметров модели (см. пример на рис. 3). При моделировании абсолютная температура ячейки (T), ее длина (L), частота Раби в первом слое (Ω_0) и концентрация активных атомов (n_a) считались постоянными. В роли единственного варьируемого параметра выступала концентрация буферного газа (n_{buff}). Газокинетические параметры для каждого из значений n_{buff} определялись в соответствии с (2.1).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

При исследовании одновременного влияния эффектов плотной среды и диффузии на форму КПН-резонанса интересным, в первую очередь, представляется сравнение формы полученной кривой с кри-

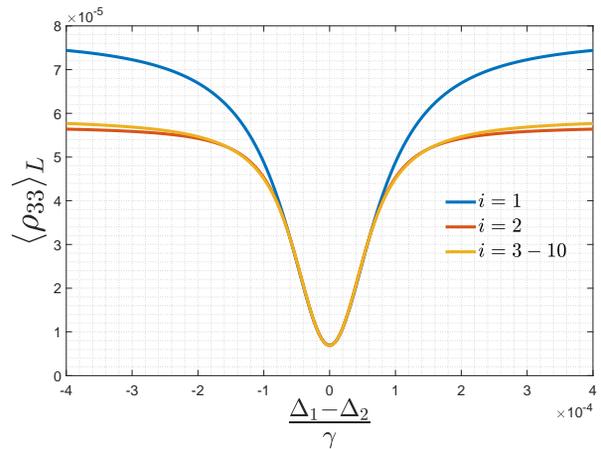


Рис. 3. Пример сходимости итеративной процедуры для усредненной по длине ячейки населенности возбужденного состояния в зависимости от двухфотонной отстройки при $n_a = 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $n_{buff} = 5.16 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $D = 3.97 \text{ см}^2/\text{с}$, $\nu = 2.67 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$, $L = 1 \text{ см}$, $\Omega_{31} = \Omega_{32} = 0.1\gamma$, $\gamma = 3.61 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$, $T = 330 \text{ К}$

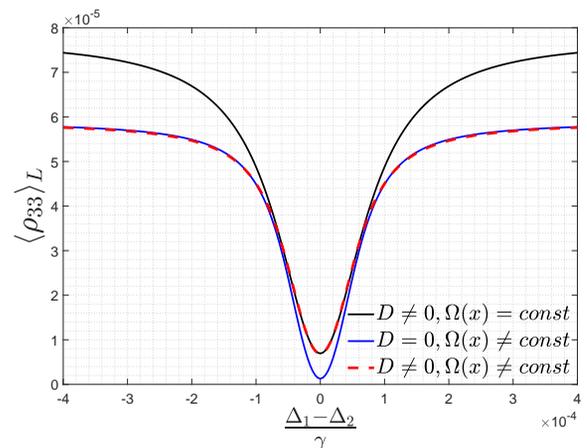
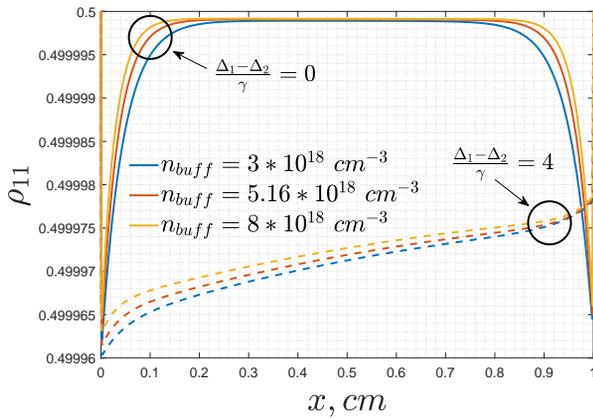
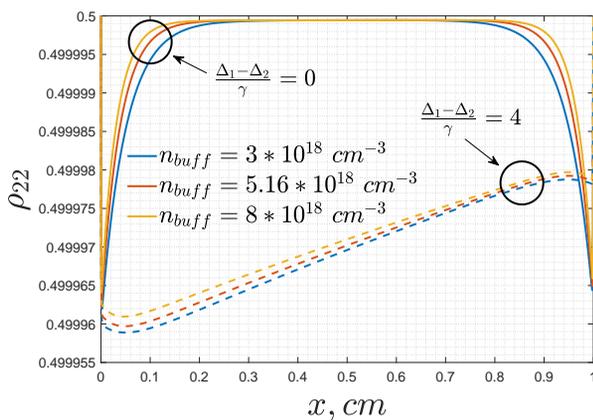


Рис. 4. Сравнение влияния эффектов диффузии и плотной среды на зависимость усредненной по длине ячейки населенности возбужденного состояния от разностной отстройки. Параметры модели такие же, как на рис. 3

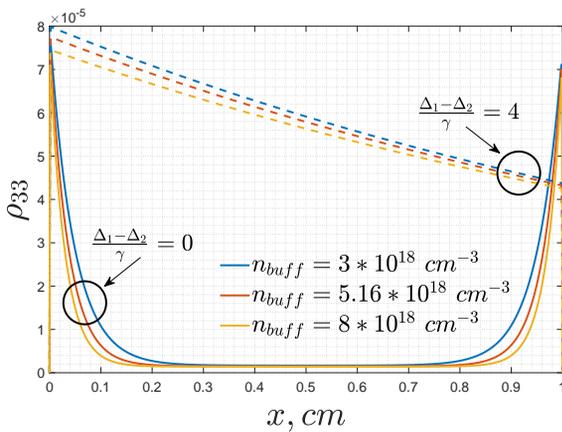
выми, влияние на форму которых оказывают рассматриваемые эффекты в отдельности (рис. 4). Учитывающий оба эффекта контур можно условно разделить на две области. При близких к нулевой разностных отстройках (область резонанса) его форма совпадает с кривой, учитывающей только диффузионное движение рабочих частиц. По мере увеличения модуля отстройки красный контур приобретает форму кривой, учитывающей только затухание излучения при распространении в ячейке (область вне резонанса).



(а)



(б)



(в)

Рис. 5. Распределения населенности состояний |1> (а), |2> (б), |3> (в) вдоль ячейки. Параметры модели такие же, как на рис. 3

Причины формирования контура описанной формы могут быть установлены путем анализа распределения населенностей состояний |1> – |3> вдоль ячейки (рис. 5).

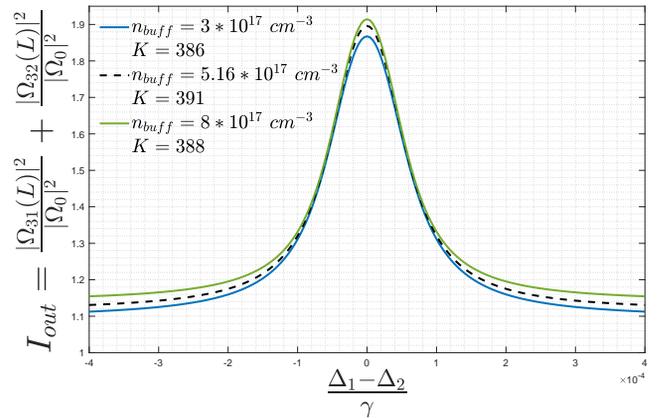


Рис. 6. Форма линии поглощения для разных концентраций буферных частиц. Параметры модели такие же, как на рис. 3

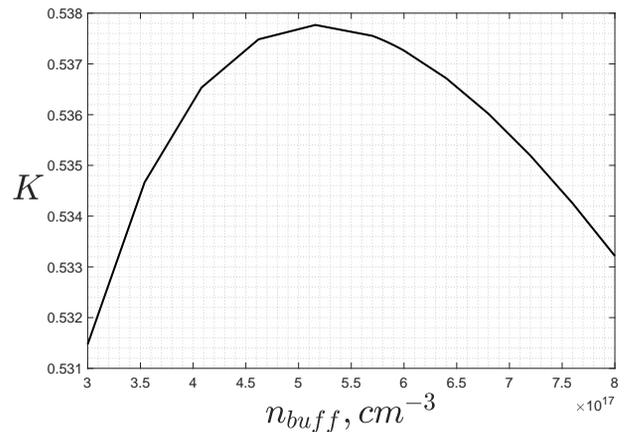


Рис. 7. Зависимость параметра качества КРН-резонанса от концентрации буферных частиц. Параметры модели такие же, как на рис. 3

Учет диффузии в области близких к резонансу отстроек сопровождается появлением пристеночных слоев, возникающих вследствие диффузионного движения находящихся близко к стенкам атомов вглубь ячейки. При этом разрушенная в результате столкновения со стенками низкочастотная когерентность наводится полем в процессе движения атома. Таким образом, средняя населенность возбужденного состояния увеличивается, что приводит к уменьшению амплитуды наблюдаемого резонанса. С другой стороны, увеличение разностной отстройки приводит к уменьшению пристеночного слоя (с излучением взаимодействует меньшее число атомов), и в какой-то момент влияние диффузии на форму линии становится практически незаметным, в отличие от влияния затухания компонент излучения.

Перейдем к изучению влияния концентрации буферных частиц на форму линии поглощения исследуемой ячейки (рис. 6).

Для сравнения полученных кривых на график дополнительно нанесены соответствующие им значения параметра качества резонанса K , который вводится как отношение амплитуды резонанса к его ширине на полувысоте.

Из представленных результатов видно, что изменение параметра качества не является монотонным: изначально наблюдаемый рост сменяется уменьшением после некоторого значения n_{buff} .

Для более детального изучения данного вопроса была получена зависимость параметра качества от концентрации буферных частиц (рис. 7). Полученная зависимость имеет ожидаемый локальный экстремум в области используемых на практике концентраций буферного газа. При этом результат учитывает различие между коэффициентами поглощения начального и конечного слоев ячейки, которое игнорируется моделями, учитывающими диффузию в виде добавки к константе релаксации низкочастотной когерентности. Таким образом, настоящая модель позволяет более корректно описать зависимость параметра качества КРН-резонанса от концентрации буферного газа.

Подводя итог, заметим, что увеличение n_{buff} одновременно способствует уменьшению продольного размера пристеночного слоя и средней населенности возбужденного состояния. Эти эффекты приводят к увеличению максимальной и минимальной интенсивностей прошедшего излучения соответственно. Учитывая вид зависимости, представленной на рис. 7, нетрудно понять, что после достижения некоторого оптимального значения концентрации буферных частиц сужение пристеночных слоев перестает вносить преобладающий вклад в форму контура поглощения ячейки.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлено исследование КРН-резонанса, наблюдаемого в ячейке, заполненной смесью активных атомов с буферным газом. Одновременно учитывается диффузионное движение активных атомов в среде буферных частиц и затухание компонент излучения в процессе распространения лазерного луча вдоль ячейки (эффект оптически плотной среды). Предложен итеративный метод поиска совместного решения задачи Коши для компонент излучения и краевой задачи для матри-

цы плотности активных частиц. Проанализированы как сигнал прошедшего через поглощающую среду излучения, так и сигнал флуоресценции по средней населенности возбужденного состояния.

Показано, что рассмотренные по отдельности эффекты диффузии и плотной среды оказывают существенное влияние на разные области КРН-резонанса, наблюдаемого в сигнале флуоресценции ячейки. Исследовано изменение формы линии поглощения ячейки при изменении концентрации содержащихся в ней буферных частиц. Отмечено, что предложенная модель обеспечивает более корректный учет диффузии по сравнению с моделями, использующими добавку к скорости релаксации низкочастотной когерентности.

Финансирование. Работа поддержана Министерством науки и высшего образования в рамках стратегической программы «Приоритет 2030» (соглашение 075-15-2024-201 от 06.02.2024).

ЛИТЕРАТУРА

1. E. Arimondo and G. Orriols, *Nuovo Cim. Lett.* **17**, 333 (1976).
2. G. Alzetta, A. Gozzini, L. Moi, and G. Orriols, *Nuovo Cim. B* **36**, 5 (1976).
3. Б. Д. Агапьев, М. Б. Горный, Б. Г. Матисов и др., *УФН* **163**, 1 (1993).
4. M. D. Lukin, *Rev. Mod. Phys.* **75**, 457 (2003).
5. M. Fleischhauer, A. Imamoglu, and J. P. Marangos, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 633 (2005).
6. R. Zhang and X.-B. Wang, *Phys. Rev. A* **94**, 063856 (2016).
7. V. M. Datsyuk, I. M. Sokolov, D. V. Kupriyanov, and M. D. Havey, *Phys. Rev. A* **77**, 033823 (2008).
8. J. Vanier, *Appl. Phys. B* **81**, 421 (2005).
9. С. А. Зибров, В. Л. Величанский, А. С. Зибров и др., *Письма в ЖЭТФ* **82**, 534 (2005).
10. G. Kazakov, B. Matisov, A. Litvinov, and I. Mazets, *J. Phys. B* **40**, 3851 (2007).
11. S. A. Zibrov, I. Novikova, D. F. Phillips et al., *Phys. Rev. A* **81**, 013833 (2010).
12. M. Stahler, R. Wynands, S. Knappe et al., *Opt. Lett.* **27**, 1472 (2002).
13. A. Akulshin, A. Celikov, and V. Velichansky, *Opt. Commun.* **84**, 139 (1991).

14. О. А. Кочаровская, Я. И. Ханин, Письма в ЖЭТФ **48**, 581 (1988).
15. S. Harris, Phys. Rev. Lett. **62**, 1022 (1989).
16. A. Imamoglu and S. Harris, Opt. Lett. **14**, 1344 (1989).
17. J. Yuan, P. Du, F. Yang, W. Quan, and J. Li, Opt. Lett. **49**, 3858 (2024).
18. X. Hu, C. Gou, and J. Xu, Phys. Rev. A **110**, 013709 (2024).
19. S. Mandal, R. S. Grewal, and S. Pradhan, Europhys. Lett. **24**, 100258.R1 (2024).
20. V. I. Yudin, A. V. Taichenachev, M. Yu. Basalaev, O. N. Prudnikov, and S. N. Bagayev, J. Opt. Soc. Amer. B **39**, 1979 (2022).
21. 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).
22. 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).
23. Д. В. Коваленко, В. И. Юдин, М. Ю. Басалаев, Н. В. Строкова, А. В. Тайченачев, О. Н. Прудников, ЖЭТФ **164**, 255 (2023).
24. K. A. Barantsev and A. N. Litvinov, J. Opt. Soc. Amer. B **39**, 230 (2022).
25. C. Sanner, N. Huntemann, R. Lange, C. Tamm, and E. Peik, Phys. Rev. Lett. **120**, 053602 (2018).
26. 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).
27. S. Gateva, L. Gurdev, E. Alipieva, E. Taskova, and G. Todorov, J. Phys. B **44**, 035401 (2011).
28. H.-J. Lee and H. S. Moon, J. Korean Phys. Soc. **63**, 890 (2013).
29. К. А. Баранцев, А. С. Курапцев, А. Н. Литвинов, ЖЭТФ **160**, 611 (2021).
30. K. A. Barantsev, S. V. Bozhokin, A. S. Kuraptsev, A. N. Litvinov, and I. M. Sokolov, J. Opt. Soc. Amer. B **38**, 1631 (2021).
31. К. А. Баранцев, Г. В. Волошин, А. С. Курапцев, А. Н. Литвинов, И. М. Соколов, ЖЭТФ **163**, 162 (2023).
32. Т. Л. Андреева, ЖЭТФ **54**, 641 (1968).
33. М. Б. Горный, Д. Л. Маркман, Б. Г. Матисов, Радиотехн. и электрон. **9**, 1780 (1985).
34. В. В. Батыгин, В. С. Жолнеров, Б. Г. Матисов, И. Н. Топтыгин, ЖТФ **50**, 1825 (1980).
35. Л. Аллен, Дж. Эберли, *Оптический резонанс и двухуровневые атомы*, Мир, Москва (1978).
36. И. М. Соколов, Д. В. Куприянов, М. В. Хэви, ЖЭТФ **139**, 288 (2011).
37. Н. А. Васильев, А. С. Трошин, ЖЭТФ **125**, 6 (2004).
38. М. О. Скалли, М. С. Зубайри, *Квантовая оптика*, Физматлит, Москва (2003).
39. G. A. Pitz et al., J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **140**, 18 (2014).
40. D. A. Steck, *Rubidium 87 D Line Data*, available online at <http://steck.us/alkalidata> (revision 2.3.3, 28 May 2024).