

# ВЛИЯНИЕ СВЕРХТОНКОЙ СТРУКТУРЫ ВОЗБУЖДЕННОГО УРОВНЯ НА ФОРМУ РЕЗОНАНСА КОГЕРЕНТНОГО ПЛЕНЕНИЯ НАСЕЛЕННОСТЕЙ ПРИ РАМСЕЕВСКОЙ СХЕМЕ ОПРОСА В ОПТИЧЕСКИ ПЛОТНОЙ СРЕДЕ

*Г. В. Волошин, К. А. Баранцев, Е. Н. Попов, А. Н. Литвинов\**

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

Поступила в редакцию 10 декабря 2018 г.,  
после переработки 10 декабря 2018 г.  
Принята к публикации 29 января 2019 г.

Исследовано влияние сверхтонкой структуры возбужденного уровня на форму резонанса когерентного пленения населенностей при рамсеевской схеме опроса в среде с различной оптической толщиной. Построена форма резонанса когерентного пленения населенностей для оптически тонкой и плотной сред, проведено сравнение. Проанализирована зависимость светового сдвига от оптической плотности среды. Определены параметры фаз полей, при которых световой сдвиг остается постоянным при флуктуациях оптической толщины среды.

DOI: 10.1134/S0044451019070010

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Использование нелинейных резонансов в схеме с двухчастотной лазерной накачкой позволяет уйти от доплеровского уширения и существенно уменьшить ширину линии этого резонанса. В качестве таких резонансов широкое использование получил эффект когерентного пленения населенностей (КПН) [1–4]. Благодаря малой ширине линии (на несколько порядков меньшей естественной ширины линии оптического перехода) явление КПН имеет широкий спектр практических применений, основное из которых — малогабаритные квантовые стандарты частоты [5–10]. В таких задачах на первый план выходит проблема получения узкого резонанса с достаточно большой амплитудой. Отношение амплитуды резонанса к его ширине принято называть параметром качества, и чем выше параметр качества, тем более высокая стабильность стандарта частоты может быть достигнута.

Для сужения линии поглощения двухуровневого атома в работе [11] было предложено в качестве накачки использовать импульсное излучение. При

такой схеме опроса атом взаимодействует с полем только определенное время. В этом случае уменьшается вклад светового уширения и линия резонанса становится значительно более узкой. Аналог подобной схемы сужения резонанса КПН был использован в работе [12], авторы которой исследовали зонную накачку щелочных атомов в газовой ячейке. В такой геометрии щелочные атомы из приграничной области засветки покидали эту самую область и вновь возвращались за счет диффузионного движения. Таким образом, был реализован аналог рамсеевской схемы, и авторы наблюдали сужение резонанса КПН. Подобный эффект в ячейках с антирелаксационным покрытием (без буферного газа) был обнаружен экспериментально [13] и объяснен теоретически [14]. В работе [15] авторы исследовали эволюцию атомной когерентности между зеемановскими подуровнями в круговой области между накачивающим и считывающим лазерными лучами в газовой ячейке с парами рубидия-87 в конфигурации Ханле. Анализ коэффициента пропускания пробного луча показал, что имеет место сужение резонанса Ханле. Перечисленные работы продемонстрировали, что использование рамсеевской схемы опроса может дать дополнительную возможность сужения линии резонанса КПН.

\* E-mail: andrey.litvinov@mail.ru

В последние 5–10 лет достаточно широкий круг специалистов занялся исследованием применения импульсной накачки с целью сужения линии резонанса КПН. В работе [16] авторы исследовали мультитонную (лазерный луч разделен на несколько параллельных узких световых пучков) спектроскопию атомов щелочных металлов без буферного газа в присутствии расщепленного светового пучка в условиях эффекта КПН. Получение высококонтрастного сигнала резонанса КПН при использовании рамсеевской схемы опроса рассмотрено в работе [17], а в работах [18, 19] проведено теоретическое и экспериментальное исследование светового сдвига в условиях эффекта КПН. Использование периодической микроволновой модуляции тока в лазерах с вертикальным резонатором (vertical cavity surface emitting laser, VCSEL) для организации рамсеевской схемы в атомных часах на эффекте КПН было рассмотрено в работе [20]. Уменьшение световых сдвигов резонанса КПН за счет импульсной накачки предложено в работе [21]. Исследование резонанса КПН в поле двух линейно поляризованных волн, плоскости поляризации которых параллельны, с помощью рамсеевской спектроскопии и дисперсионного детектирования изучено в работе [22]. В [23] продемонстрирована возможность создания высокоточных компактных атомных часов на эффекте КПН путем модуляции поляризации лазерного излучения. Было показано [24], что применение двухступенчатой импульсной накачки позволяет уменьшить частотные изменения интенсивности света и поддерживать большим отношение сигнал/шум и тем самым повысить стабильность компактных атомных часов.

Новый метод опроса при использовании импульсной накачки для получения высококонтрастных одиночных пиков резонанса КПН был продемонстрирован в работе [25]. Применение метода автобалансной рамсеевской спектроскопии к возбуждению эффекта КПН в газовой ячейке с атомарными парами Cs-133 позволило скомпенсировать остаточный световой сдвиг, вызванный пробным полем. При этом удалось добиться эффективной стабилизации частоты атомных часов [26]. Данный вопрос был изучен как теоретически, так и экспериментально. Подчеркнем, что к настоящему моменту использование импульсной накачки является весьма актуальным направлением. Однако в перечисленных выше работах исследовалась оптически тонкая среда. В задачах стандартизации частоты требуется повышать сигнал, а это можно осуществить только путем увеличения количества атомов. Повышать количество атомов возможно, увеличивая либо размеры

активной среды, либо концентрацию атомов. При повышении концентрации атомов на начальном этапе амплитуда сигнала КПН растет пропорционально концентрации, однако при определенных значениях концентрации амплитуда сигнала становится нелинейной функцией от числа атомов в единице объема. При таких концентрациях необходимо учитывать эффекты, связанные с влиянием поглощения излучения по мере прохождения в среде.

В работе [27] были сделаны первые попытки исследовать изменение формы резонанса КПН при рамсеевском методе детектирования в холодном разреженном атомном ансамбле при учете коллективных эффектов, связанных с его конечной оптической толщиной. В этой работе авторами обнаружено, что с ростом оптической толщины среды возникают сдвиги рамсеевской гребенки и «обрезка» ее максимумов. Однако разработанная теория не учитывала наличия сверхтонкой структуры возбужденного уровня. В то же время наличие сверхтонкого дублета возбужденного уровня приводит к тому, что различаются вероятности поглощения компонент лазерного излучения. Наличие подобной анизотропии должно обязательно проявиться в изменении формы резонанса КПН, а также повлиять на световые сдвиги. Поэтому целью настоящей работы является анализ влияния сверхтонкой структуры на форму резонанса КПН и на зависимость световых сдвигов при рамсеевской схеме опроса в оптически плотной среде.

## 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ПРИНЯТЫЕ ПРИБЛИЖЕНИЯ

Рассмотрим холодный атомный ансамбль в поле плоской электромагнитной волны, имеющей две несущие частоты,  $\omega_1$  и  $\omega_2$ . Вектор напряженности электрического поля падающей волны имеет вид

$$\mathbf{E}(z, t) = \mathbf{e}_1 E_1(z, t) \exp[-i(\omega_1 t - k_1 z)] + \mathbf{e}_2 E_2(z, t) \exp[-i(\omega_2 t - k_2 z)] + \text{c.c.}, \quad (1)$$

где  $E_j(z, t)$ ,  $k_j$  и  $\mathbf{e}_j$  — в общем случае соответственно комплексная амплитуда, волновое число и единичный вектор вдоль направления поляризации электрического поля ( $j = 1, 2$ ).

В данной работе исследуется двухимпульсная рамсеевская схема детектирования резонанса КПН. Амплитуды  $E_j(0, t)$  на входе в среду представляют собой огибающие прямоугольных импульсов, содержащих две несущие частоты (рис. 1б). Первый накачивающий импульс длительностью  $\tau_p$  при взаи-

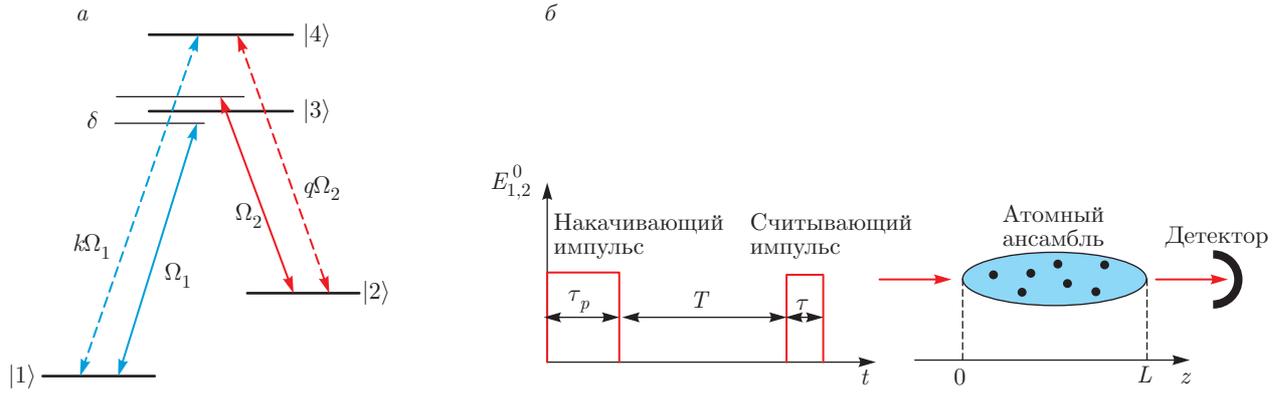


Рис. 1. Структура уровней атомов, взаимодействующих с двухчастотным лазерным излучением (а), а также последовательность импульсов и геометрия задачи (б)

модействии с атомами будет индуцировать в них низкочастотную когерентность. Спустя некоторое время система перейдет в стационарное состояние КПН. Таким образом, длительность накачивающего импульса должна быть больше времени установления КПН:  $\tau_p > \gamma/\Omega^2$ , где  $\gamma$  — скорость распада населенности возбужденного состояния,  $\Omega$  — характерная частота Раби.

После накачивающего импульса наступает темновая пауза длительностью  $T$ . При этом населенности возбужденных уровней и оптические когерентности атомов распадаются за время  $\gamma^{-1} \ll T$ , низкочастотная же когерентность имеет значительно большее время жизни ( $\Gamma_{12}^{-1} > T$ ) и не успевает распасться.

Поглощение считывающего импульса определяется набегом фазы  $T\delta$  между низкочастотной когерентностью и лазерным излучением за время темновой паузы, где  $\delta$  — двухфотонная отстройка. Длительность считывающего импульса должна быть меньше характерного времени установления стационарного состояния в атомной системе,  $\tau < \gamma/\Omega^2$ .

Данная последовательность импульсов падает на атомный ансамбль вдоль оси  $z$  (рис. 1б). По этой оси ансамбль имеет вытянутую форму, т.е. среда является оптически плотной только вдоль направления  $z$ . Под оптической плотностью понимается то, что длина свободного пробега фотона с длиной волны  $\lambda$  много меньше длины  $L$  ансамбля вдоль направления  $z$  падающей волны ( $n\lambda^2 L > 1$ , где  $n$  — концентрация атомов среды). В остальных направлениях среда оптически тонкая. Будем считать, что атомы рассматриваемого ансамбля имеют четыре энергетических состояния, первые два из которых являются основными, а третье и четвертое — возбужденными

(рис. 1а).

Рассмотрим такие разреженные атомные ансамбли, в которых среднее расстояние между атомами достаточно велико в сравнении с длиной волны  $\lambda$  падающего света, т.е.  $n\lambda^3 \ll 1$ . Поскольку фронт волны плоский, можно свести задачу к одномерной. Взаимодействие излучения с атомом будем описывать методом матрицы плотности, уравнение для которой запишем в виде

$$\dot{\hat{\rho}} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}] + \hat{R}\{\hat{\rho}\}, \quad (2)$$

где  $\hat{H}$  — гамильтониан системы, а  $\hat{R}$  — супероператор, феноменологически учитывающий спонтанную релаксацию атомов.

Представим гамильтониан в виде суммы не зависящего от времени гамильтониана в отсутствие поля,  $\hat{H}_0$ , и описывающего взаимодействие внешнего поля с системой,  $\hat{V}(z, t)$ :

$$\hat{H}(z, t) = \hat{H}_0 + \hat{V}(z, t). \quad (3)$$

Гамильтониан в отсутствие поля имеет вид

$$\hat{H}_0 = \sum_n \mathcal{E}_n |n\rangle \langle n|, \quad (4)$$

где  $\mathcal{E}_n$  — энергия  $n$ -го уровня. Пользуясь дипольным приближением, запишем оператор взаимодействия

$$\hat{V} = -\hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E}, \quad (5)$$

где  $\hat{\mathbf{d}} = \mathbf{e}_d \hat{d}$  — векторный оператор дипольного момента перехода,  $\mathbf{e}_d$  — единичный вектор в направлении вектора  $\mathbf{d}$ .

Соответствующая оператору  $\hat{d}$  матрица  $d_{ij}$  — эрмитова матрица с нулевой диагональю. Элементы

$d_{12} = d_{21} = 0$ , поскольку электродипольный переход  $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$  запрещен.

Предположим, что векторы поляризации падающих волн сонаправлены с вектором дипольного момента атомов, т. е.  $\mathbf{e}_d \cdot \mathbf{e}_j = 1$ ,  $j = 1, 2$ .

Выделяя в недиагональных элементах матрицы плотности быстроосциллирующий множитель

$$\rho_{je}(t) = \tilde{\rho}_{je}(t) \exp[i(\omega_j t - k_j z)], \quad j = 1, 2, \quad e = 3, 4, \quad (6)$$

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

и переходя в приближение вращающейся волны, представим искомую систему уравнений в виде

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{11} &= i\Omega_1^* \tilde{\rho}_{31} - i\Omega_1 \tilde{\rho}_{13} + ik^* \Omega_1^* \tilde{\rho}_{41} - ik\Omega_1 \tilde{\rho}_{14} + \\ &\quad + \frac{\gamma}{2}(\rho_{33} + k^2 \rho_{44}), \\ \dot{\rho}_{22} &= i\Omega_2^* \tilde{\rho}_{32} - i\Omega_2 \tilde{\rho}_{23} + iq^* \Omega_2^* \tilde{\rho}_{42} - iq\Omega_2 \tilde{\rho}_{24} + \\ &\quad + \frac{\gamma}{2}(\rho_{33} + q^2 \rho_{44}), \\ \dot{\rho}_{33} &= i\Omega_1 \tilde{\rho}_{13} - i\Omega_1^* \tilde{\rho}_{31} + i\Omega_2 \tilde{\rho}_{23} - i\Omega_2^* \tilde{\rho}_{32} - \gamma \rho_{33}, \\ \dot{\rho}_{44} &= i\Omega_1 k \tilde{\rho}_{14} - i\Omega_1^* k^* \tilde{\rho}_{41} + iq\Omega_2 \tilde{\rho}_{24} - iq^* \Omega_2^* \tilde{\rho}_{42} - \\ &\quad - \frac{\gamma}{2}(k^2 + q^2) \rho_{44}, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \dot{\tilde{\rho}}_{12} &= i\Omega_1^* \tilde{\rho}_{32} - i\Omega_2 \tilde{\rho}_{13} + ik^* \Omega_1^* \tilde{\rho}_{42} - iq\Omega_2 \tilde{\rho}_{14} + \\ &\quad + [i(\Delta_2 - \Delta_1) - \Gamma_{12}] \tilde{\rho}_{12}, \\ \dot{\tilde{\rho}}_{13} &= -i\Omega_1^* \rho_{11} - i\Omega_2^* \tilde{\rho}_{12} + i\Omega_1^* \rho_{33} + (-i\Delta_1 - \Gamma) \tilde{\rho}_{13}, \\ \dot{\tilde{\rho}}_{14} &= -ik^* \Omega_1^* \rho_{11} - iq^* \Omega_2^* \tilde{\rho}_{12} + ik^* \Omega_1^* \rho_{44} + \\ &\quad + (i(\omega_{34}^{am} - \Delta_1) - \Gamma) \tilde{\rho}_{14}, \\ \dot{\tilde{\rho}}_{23} &= -i\Omega_1^* \tilde{\rho}_{21} - i\Omega_2^* \rho_{22} + i\Omega_2^* \rho_{33} + (-i\Delta_2 - \Gamma) \tilde{\rho}_{23}, \\ \dot{\tilde{\rho}}_{24} &= -ik^* \Omega_1^* \tilde{\rho}_{21} - iq^* \Omega_2^* \rho_{22} + iq^* \Omega_2^* \rho_{44} + \\ &\quad + (i(\omega_{34}^{am} - \Delta_2) - \Gamma) \tilde{\rho}_{24}. \end{aligned}$$

Здесь  $\Omega_j = E_j d_{3j} / \hbar$  и  $\Delta_j = \omega_j - \omega_3^{am}$  ( $\omega_3^{am} = \mathcal{E}_3 / \hbar$ ,  $j = 1, 2$ ) — соответственно частоты Раби и частотные отстройки от атомного перехода  $|j\rangle \leftrightarrow |3\rangle$  падающих волн,  $\omega_{34}^{am}$  — частота перехода  $|3\rangle \leftrightarrow |4\rangle$ ,  $\gamma$ ,  $\Gamma_{12}$  и  $\Gamma$  — соответственно скорости распада населенности третьего уровня, низкочастотной когерентности  $\rho_{12}$  и всех оптических когерентностей,  $k = d_{41} / d_{31}$ ,  $q = d_{42} / d_{32}$ .

Решение полученной системы, вообще говоря, четырнадцати ( $\tilde{\rho}_{34} = \tilde{\rho}_{43} = 0$ ) линейных дифференциальных уравнений первого порядка дает информацию о динамике населенностей и когерентностей рассматриваемого атомного ансамбля.

Для рассмотрения оптически плотного ансамбля необходимо также учитывать изменение комплексных амплитуд после взаимодействия с атомом (поглощение и дисперсия). Для этого добавим к имеющейся системе укороченные волновые уравнения

для комплексных амплитуд полей, описывающие распространение излучения в среде:

$$\frac{\partial E_j(z, t)}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial E_j(z, t)}{\partial t} = 4\pi i P_j^0(z, t) k_j, \quad j = 1, 2, \quad (8)$$

где  $P_j^0(z, t)$  — медленная амплитуда поляризации, осциллирующей с оптической частотой,  $c$  — скорость света в вакууме.

Поляризацию  $P(z, t)$  среды найдем из матрицы плотности, как квантовомеханическое среднее дипольного момента единицы объема:

$$P(z, t) = P_1(z, t) + P_2(z, t) = n \text{Sp}(\hat{\rho}(z, t) \hat{d}), \quad (9)$$

где  $P_j(z, t)$  — слагаемые, отвечающие соответствующей частоте и пропорциональные  $\exp(\pm i\omega_j t)$ ,  $j = 1, 2$ .

Исключая слагаемые, осциллирующие с удвоенной оптической частотой, окончательно перепишем уравнения для частот Раби в квазистационарном случае:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Omega_1(z, t)}{\partial z} &= \frac{4\pi i n |d_{13}|^2 \omega_1}{c \hbar} (\tilde{\rho}_{13} + k \tilde{\rho}_{14}), \\ \frac{\partial \Omega_2(z, t)}{\partial z} &= \frac{4\pi i n |d_{23}|^2 \omega_2}{c \hbar} (\tilde{\rho}_{23} + q \tilde{\rho}_{24}). \end{aligned} \quad (10)$$

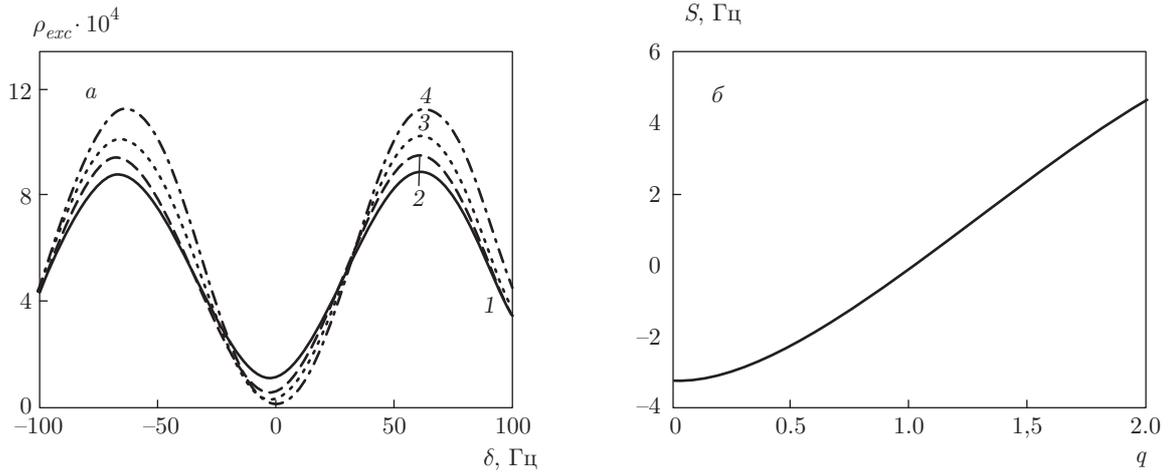
Совместное решение уравнений (7) для матрицы плотности и уравнений переноса поля (10) дает информацию как о динамике населенностей и когерентностей рассматриваемого атомного ансамбля, так и о распределении интенсивности поля на всей длине среды.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

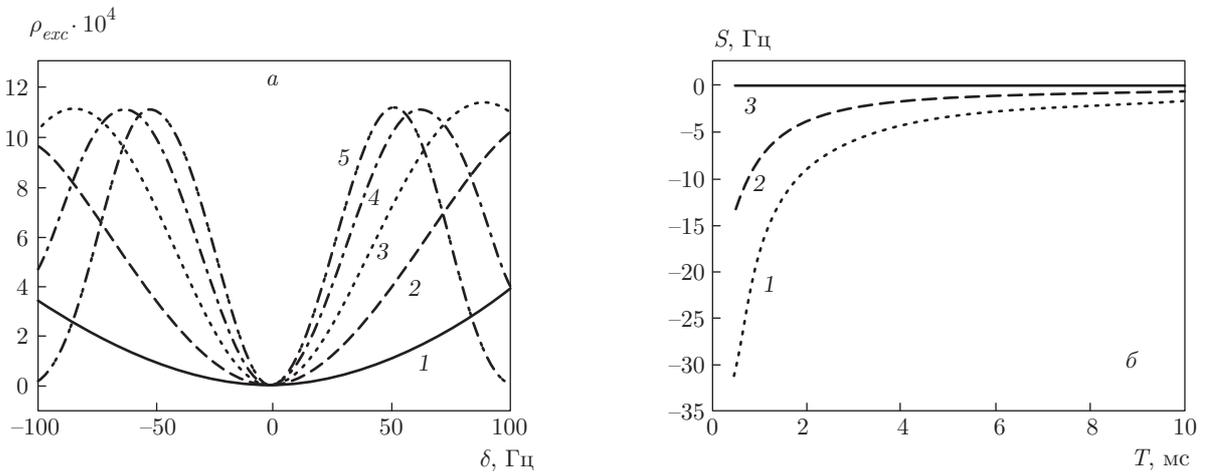
В первой части данного раздела обсудим основные физические эффекты в оптически тонкой среде ( $n\lambda^2 L \ll 1$ ), предполагая, что поле слабо меняется при прохождении через среду. Для этого достаточно решить систему уравнений (7) для атомной матрицы плотности, полагая частоты Раби полей известными. В качестве сигнала рассмотрим среднюю по продолжительности считывающего импульса населенность возбужденных уровней

$$\rho_{exc}(z) = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau [\rho_{33}(z, t) + \rho_{44}(z, t)] dt, \quad (11)$$

пропорциональную интенсивности флуоресценции атомного ансамбля.



**Рис. 2.** *а)* Форма рамсеевского резонанса по населенности возбужденного уровня для различных соотношений матричных элементов дипольного момента  $q$  при  $k = 1$ : 1 —  $q = 0$ ; 2 —  $q = 0.3$ ; 3 —  $q = 0.6$ ; 4 —  $q = 1.0$ . *б)* Зависимость величины светового сдвига  $S$  от  $q$ . Длительность считывающего импульса  $\tau = 10\gamma^{-1}$ , темновая пауза  $T = 8$  мс, частоты Раби на входе в среду (в пике импульса)  $\Omega_1 = \Omega_2 = 0.01\gamma$ , длина среды  $L = 0.02$  см, концентрация атомов  $n = 0.5 \cdot 10^{11}$  см $^{-3}$ , расщепление уровней возбужденного состояния  $\omega_{34} = 0.6\gamma$



**Рис. 3.** *а)* Форма рамсеевского резонанса для различных длительностей темновой паузы:  $T = 2$  мс (1), 4 мс (2), 6 мс (3), 8 мс (4), 10 мс (5);  $q = 0.8$ ,  $k = 1$ , остальные параметры те же, что на рис. 2. *б)* Зависимости величины светового сдвига  $S$  от  $T$  при  $q = 0.5$  (1), 0.8 (2), 1.0 (3)

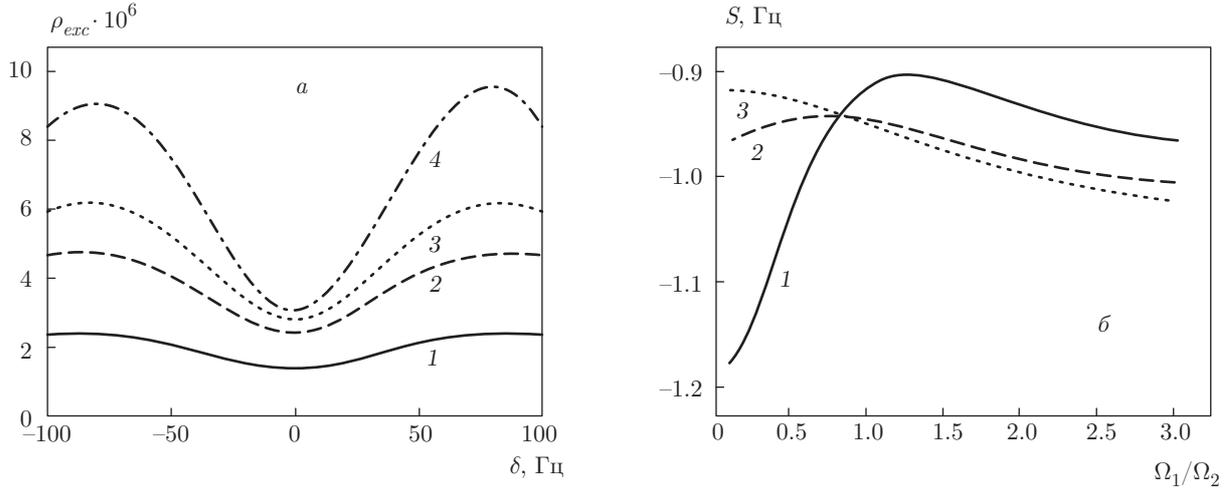
Во второй части этого раздела рассмотрим влияние на исследуемые эффекты оптической плотности среды, полагая что поле значительно поглощается ( $n\lambda^2 L > 1$ ). Для этого систему уравнений (7) для атомной матрицы плотности необходимо решать совместно с уравнениями переноса полей (10).

### 3.1. Оптически тонкая среда

На рис. 2а представлена форма рамсеевского резонанса для различных отношений  $q$  матричных

элементов дипольного момента. При уменьшении  $q$  в системе возникает асимметрия, связанная с тем, что на переходах  $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$  и  $|2\rangle \leftrightarrow |4\rangle$  действуют различные частоты Раби ( $0.01\gamma$  и  $q \cdot 0.01\gamma$ ). Как известно [28], электромагнитное поле при взаимодействии с атомным переходом вызывает сдвиг  $S$  частоты этого перехода, определяемый выражением

$$S = \frac{|\Omega|^2}{4} \frac{\Delta}{\Delta^2 + \Gamma^2/4}, \quad (12)$$



**Рис. 4.** а) Изменение формы резонанса для различных отношений  $\Omega_1/\Omega_2$  при поддержании постоянной частоты Раби  $\Omega_2 = 0.001\gamma$ :  $\Omega_1/\Omega_2 = 0.5$  (1), 0.8 (2), 1.0 (3), 1.5 (4). б) Зависимости величины светового сдвига  $S$  от отношения  $\Omega_1/\Omega_2$  для различных частот Раби  $\Omega_2 = \alpha \cdot 0.01\gamma$  при сканировании  $\Omega_1$ :  $\alpha = 0.5$  (1), 1.0 (2), 1.5 (3);  $q = 0.8$ ,  $k = 1$ , остальные параметры те же, что на рис. 2

пропорциональный дисперсионному контуру и квадрату модуля частоты Раби  $\Omega$ . Здесь  $\Delta$  — отстройка частоты поля от частоты данного перехода,  $\Gamma$  — ширина линии поглощения.

Поскольку электромагнитные поля настроены на уровень 3 и двухфотонная отстройка  $\delta \ll \omega_{34}$ , взаимодействие полей с уровнем 4 вызывает сдвиги уровней 1 и 2. Благодаря возникающей асимметрии, эти сдвиги различны, и, следовательно, возникает сдвиг микроволнового перехода  $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ . Это ведет к изменению положения минимума резонанса на рис. 2а.

При увеличении длительности  $T$  темновой паузы средняя по времени интенсивность падающего на атомный ансамбль излучения уменьшается, поэтому уменьшается и световой сдвиг минимума резонанса (рис. 3). Вместе с этим происходит сужение резонанса. Важно заметить, что с уменьшением значения  $S$  снижается также его чувствительность к флуктуациям интенсивности. Таким образом, увеличение  $T$  позволяет увеличить кратковременную стабильность стандарта частоты двояким образом — за счет повышения добротности резонанса (его сужения при постоянной амплитуде) и за счет уменьшения чувствительности светового сдвига к флуктуациям интенсивности. Однако рост  $T$  возможен только в пределах времени жизни  $\Gamma_{12}^{-1}$  низкочастотной когерентности. При дальнейшем увеличении  $T$  происходит снижение амплитуды резонанса.

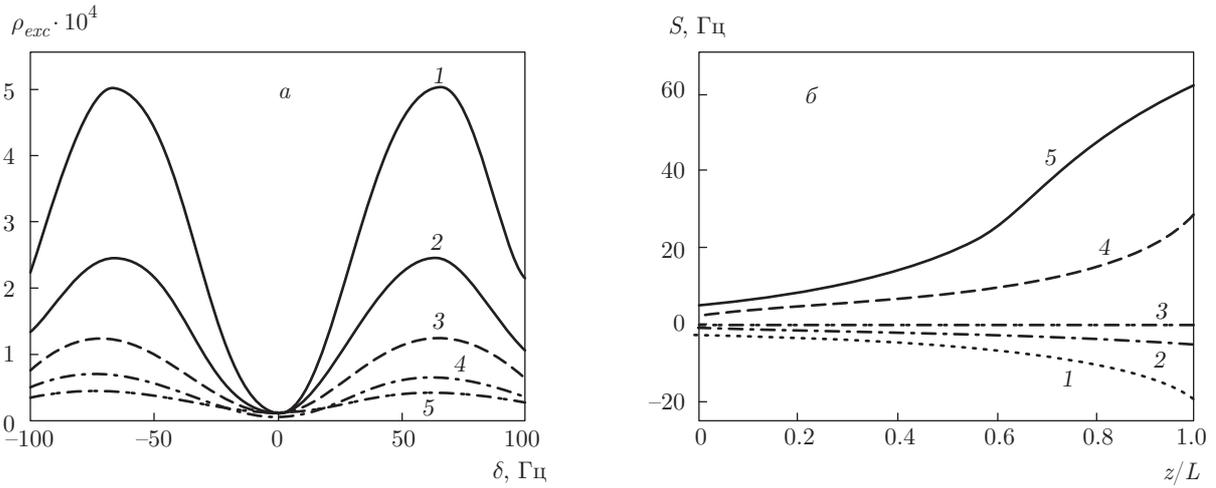
На рис. 4 приведены зависимости формы резонанса от частот Раби полей (амплитуд накачиваю-

щего и считывающего импульсов). На рис. 4б видно, что при определенном отношении  $\Omega_1/\Omega_2$  имеет место экстремум зависимости светового сдвига  $S$  от отношения  $\Omega_1/\Omega_2$ . В данной точке чувствительность светового сдвига к флуктуациям отношения  $\Omega_1/\Omega_2$  имеет второй порядок малости и является предпочтительной рабочей точкой для стандарта частоты.

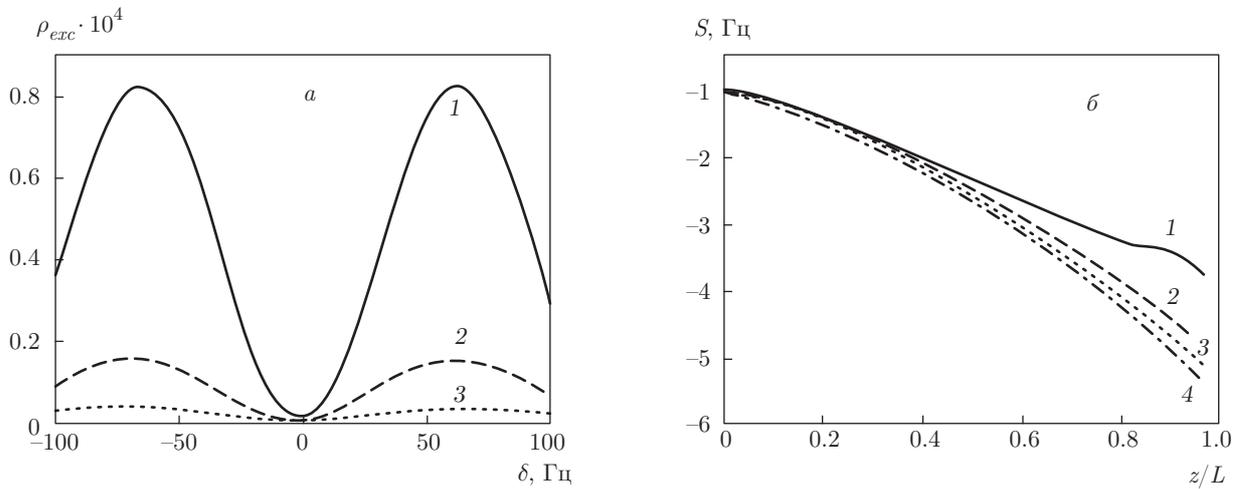
Однако на световой сдвиг влияют не только величины  $\Omega_1/\Omega_2$ ,  $k$ ,  $q$ , но и абсолютные величины частот Раби. На рис. 4б представлено семейство графиков для различных нормированных частот Раби  $\alpha = \Omega_2/0.01\gamma$ , которые удерживались постоянными при сканировании  $\Omega_1$ . Видно, что экстремум на данной зависимости имеет место при  $\alpha \leq 1$ .

### 3.2. Оптически плотная среда

На рис. 5а показано изменение формы рамсеевского резонанса в зависимости от координаты  $z$ . В силу того, что матричные элементы на переходах  $|1\rangle \leftrightarrow |4\rangle$  и  $|2\rangle \leftrightarrow |4\rangle$  различны ( $k = 1$ ,  $q = 0.8$ ), имеется световой сдвиг резонанса на входе в среду (сплошная кривая 1). Далее с увеличением  $z$  поле  $\Omega_1$  поглощается сильнее, чем поле  $\Omega_2$ , поскольку отношения  $k$  и  $q$  присутствуют в правых частях уравнений переноса (10). Это создает дополнительную асимметрию в возбуждаемой системе и световой сдвиг увеличивается по абсолютной величине (рис. 5б).



**Рис. 5.** а) Форма рамсеевского резонанса при  $\Omega_1/\Omega_2 = 1$ ,  $q = 0.8$ ,  $k = 1$  и  $z/L = 0.2$  (1), 0.4 (2), 0.6 (3), 0.8 (4), 1.0 (5). б) Зависимости величины светового сдвига  $S$  от координаты для  $q = 0.5$  (1), 0.8 (2), 1.0 (3), 1.5 (4), 2.0 (5);  $k = 1$ ,  $\Omega_1/\Omega_2 = 1$ , остальные параметры те же, что на рис. 2



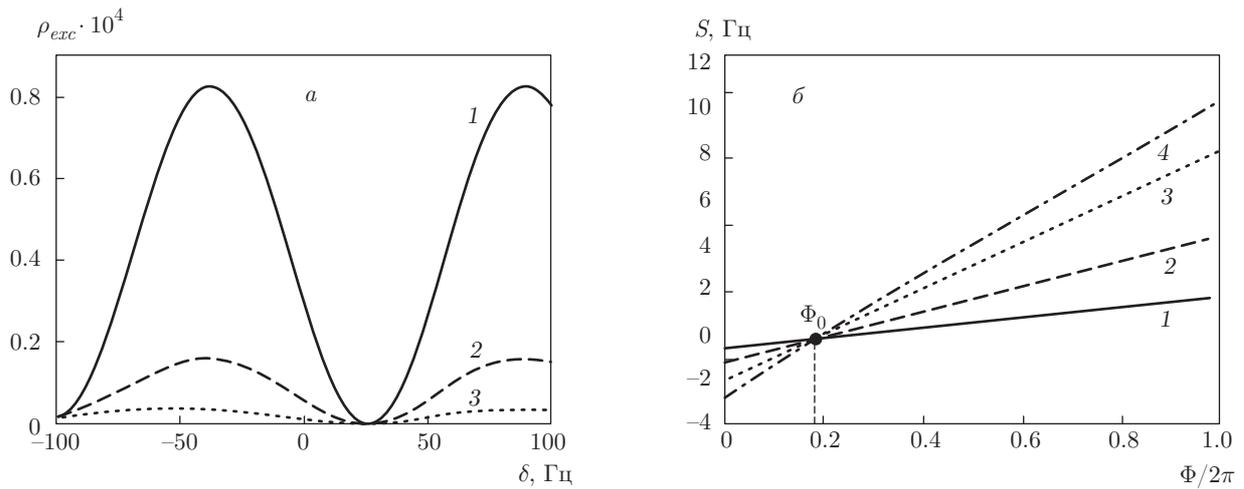
**Рис. 6.** а) Форма рамсеевского резонанса при  $\Omega_1/\Omega_2 = 0.8$ ,  $\Omega_2 = 0.01\gamma$ ,  $q = 0.8$ ,  $k = 1$  и  $z = 0$  (1), 0.5 (2), 1.0 (3); остальные параметры те же, что на рис. 2. б) Зависимости величины светового сдвига  $S$  от координаты для  $\Omega_1/\Omega_2 = 0.5$  (1), 0.8 (2), 1.0 (3), 1.5 (4)

На рис. 6 приведены зависимости светового сдвига от координаты  $z$  для различных отношений  $\Omega_1/\Omega_2$  на входе. Разные отношения  $\Omega_1/\Omega_2$  на входе незначительно меняют наклон зависимостей светового сдвига от координаты (рис. 6б), однако для всех кривых имеет место возрастание модуля светового сдвига, и полного его подавления достигнуть подбором отношения  $\Omega_1/\Omega_2$  на входе не удастся.

В связи с этим возникает идея подавления светового сдвига путем изменения разности фаз полей на входе в среду, а не их амплитуд. Проанализируем поведение светового сдвига в зависимости от

разности фаз  $\Phi$  на входе в среду между считывающими полями (рис. 7). В математической модели эта разность фаз вводится заменой одной из комплексных частот Раби  $\Omega_2|_{z=0} \rightarrow \Omega_2 \exp(i\Phi)$  для считывающего импульса. Такая замена приводит фактически к линейному сдвигу рабочей точки  $\delta$  по шкале двухфотонных отстроек. Действительно, по истечении темновой паузы низкочастотная когерентность приобретает фазовый множитель  $\exp(i\delta T)$ . При добавке разности фаз  $\Phi$  этот фазовый множитель приобретает вид

$$\exp [i(\delta T + \Phi)] = \exp [iT(\delta + \Phi/T)].$$



**Рис. 7.** а) Форма рамсеевского резонанса при  $\Omega_1/\Omega_2 = 1$ ,  $\Omega_2 = 0.01\gamma$ ,  $q = 0.8$ ,  $k = 1$ ,  $\Phi = \Phi_0$  и  $z = 0$  (1), 0.5 (2), 1.0 (3); остальные параметры те же, что на рис. 2. б) Зависимости величины светового сдвига  $S$  от разности фаз входных полей для различных значений оптической толщины: 1 —  $S(z = 0.25L) - S(z = 0)$ ; 2 —  $S(z = 0.5L) - S(z = 0)$ ; 3 —  $S(z = 0.75L) - S(z = 0)$ ; 4 —  $S(z = L) - S(z = 0)$

Отсюда видно, что рабочая точка смещается на величину  $\Phi/T$ . Интерес представляет поведение светового сдвига от координаты  $z$  в этой новой рабочей точке, поэтому на рис. 7 по оси ординат представлена разность  $S(z) - S(z = 0)$ . На рис. 7 видно, что с ростом оптической толщины растет величина светового сдвига в зависимости от относительной фазы на входе между считывающими полями. Этот факт вполне объясним и связан с тем, что в оптически плотной среде каждая компонента излучения поглощается по-разному (поскольку показатель преломления зависит от длины волны) и, следовательно, каждая компонента лазерного излучения действует на атом с разной интенсивностью (частотой Раби).

Поскольку световой сдвиг  $S$  пропорционален  $\Omega_1^2 - \Omega_2^2$ , он начинает увеличиваться [29]. Интересным, однако, является наличие общей точки пересечения  $\Phi_0$  всего семейства зависимостей светового сдвига для разных оптических толщин от относительной фазы считывающих полей. На наш взгляд, объяснение этому следующее. По мере прохождения накачивающего двухчастотного импульса через ячейку между двумя частотными компонентами возникает разность фаз. Поскольку поглощение каждой частотной компоненты в условиях резонанса КПН имеет линейную зависимость, для разных оптических толщин набег фазы имеет линейную зависимость. Подобрал разность фаз между считывающими полями, мы можем получить такое значение этой фазы, при котором для каждой точки про-

странства световой сдвиг имеет постоянное значение. Это и наблюдается на рис. 7б.

#### 4. ВЫВОДЫ

В работе построена теория эффекта КПН при импульсной накачке с учетом сверхтонкой структуры уровней атомов в оптически плотной среде. Проведено сравнение форм резонанса КПН для оптически тонкой и оптически плотной сред. Проанализированы зависимости светового сдвига от оптической толщины для разных отношений частот Раби. Обнаружено, что при  $\Omega_1/\Omega_2 \neq 1$  имеет место ненулевое значение светового сдвига и наблюдается его рост с увеличением оптической толщины. Показано, что варьирование отношения частот Раби  $\Omega_1$  и  $\Omega_2$  не позволяет компенсировать световой сдвиг, как это удавалось сделать в случае непрерывного возбуждения в оптически плотной среде. Предложен метод компенсации светового сдвига путем изменения относительной фазы между считывающими полями на входе в ячейку.

**Благодарности.** Авторы благодарны профессору И. М. Соколову за полезные консультации.

**Финансирование.** Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 18-32-20022\_мол\_а\_вед).

## ЛИТЕРАТУРА

1. G. Alzetta, A. Gozzini, L. Moi et al., *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. Б. Д. Агапьев, М. Б. Горный, Б. Г. Матисов и др., *УФН* **163**, 1 (1993).
5. J. Vanier, *Appl. Phys. B* **81**, 421 (2005).
6. С. А. Зибров, В. Л. Величанский, А. С. Зибров и др., *Письма в ЖЭТФ* **82**, 534 (2005).
7. G. Kazakov, B. Matisov, I. Mazets et al., *Phys. Rev. A* **72**, 063408 (2005).
8. S. A. Zibrov, I. Novikova, D. F. Phillips et al., *Phys. Rev. A* **81**, 013833 (2010).
9. К. А. Баранцев, Е. Н. Попов, А. Н. Литвинов, В. М. Петров, *Радиотехника* **12**, 164 (2016).
10. S. Khripunov, D. Radnatarov, and S. Kobtsev, *Proc. SPIE* **9378**, 93780A (2015).
11. N. F. Ramsey, *Phys. Rev.* **76**, 996 (1949).
12. Y. Xiao, I. Novikova, D. F. Phillips, and R. L. Walworth, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 043601 (2006).
13. E. Breschi, G. Kazakov, C. Schori et al., *Phys. Rev. A* **82**, 063810 (2010).
14. G. A. Kazakov, A. N. Litvinov, B. G. Matisov et al., *J. Phys. B* **44**, 235401 (2011).
15. Z. D. Grujić, M. Mijailović, D. Arsenović et al., *Phys. Rev. A* **78**, 063816 (2008).
16. H. Failache, L. Lenci, and A. Lezama, *Phys. Rev. A* **81**, 023801 (2010).
17. X. Liu, J.-M. Mérolla, S. Guérandel et al., *Opt. Express* **21**, 12451 (2013).
18. Y. Yano, W. Gao, S. Goka, and M. Kajita, *Phys. Rev. A* **90**, 013826 (2014).
19. G. S. Pati, Z. Warren, N. Yu, and M. S. Shahriar, *J. Opt. Soc. Amer. B* **32**, 388 (2015).
20. J. Yang, Y. Tian, B. Tan et al., *J. Appl. Phys.* **115**, 093109 (2014).
21. E. Blanshan, S. M. Rochester, E. A. Donley, and J. Kitching, *Phys. Rev. A* **91**, 041401(R) (2015).
22. X. L. Sun, J. W. Zhang, P. F. Cheng et al., *Opt. Express* **24**, 4541 (2016).
23. P. Yun, F. Tricot, C. E. Calosso et al., *Phys. Rev. Appl.* **7**, 014018 (2017).
24. Y. Yano, S. Goka, and M. Kajita, *Appl. Phys. B* **123**, 67 (2017).
25. Z. Warren, M. S. Shahriar, R. Tripathi, and G. S. Pati, *J. Appl. Phys.* **123**, 053101 (2018).
26. M. A. Hafiz, G. Coget, M. Petersen et al., *Phys. Rev. Applied* **9**, 064002 (2018).
27. К. А. Баранцев, Е. Н. Попов, А. Н. Литвинов, *КЭ* **7**, 615 (2018).
28. C. Affolderbach, C. Andreeva, and S. Cartaleva, *Appl. Phys. B* **80**, 841 (2005).
29. К. А. Баранцев, Е. Н. Попов, А. Н. Литвинов, *ЖЭТФ* **148**, 869 (2015).