

ЭФФЕКТЫ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ РАЗЛИЧНЫХ КАНАЛОВ ИМПУЛЬСНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ РЕЗОНАНСОВ КОГЕРЕНТНОГО ПЛЕНЕНИЯ НАСЕЛЕННОСТЕЙ В ЯЧЕЙКАХ С ПАРАМИ ЩЕЛОЧНОГО МЕТАЛЛА И БУФЕРНЫМ ГАЗОМ

*Г. В. Волошин**, *К. А. Баранцев*, *А. Н. Литвинов*

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

Поступила в редакцию 28 сентября 2023 г.,
после переработки 17 ноября 2023 г.
Принята к публикации 17 ноября 2023 г.

Построена теория возбуждения резонансов Рэмси, учитывающая полную магнитную структуру уровней D_1 -линии атомов ^{87}Rb , а также конечную температуру ансамбля. Проанализированы зависимости формы и сдвигов резонансов от таких параметров, как величина внешнего магнитного поля, степень эллиптичности лазерных полей и температура среды. Показана возможность интерференции различных каналов возбуждения резонансов Рэмси, наблюдаемая при варьировании величины магнитного поля. Также обнаружено существование оптимальной эллиптичности полей, при определенной поляризации, приводящей к наибольшей амплитуде резонансов.

DOI: 10.31857/S0044451024050018

1. ВВЕДЕНИЕ

Явление когерентного пленения населенностей (КПН) представляет собой возникновение такого суперпозиционного квантового состояния, которое не взаимодействует с лазерным излучением. Эта ситуация может быть реализована при взаимодействии бихроматического лазерного излучения с атомными ансамблями [1–4]. В спектре поглощения это проявляется как возникновение окна прозрачности, ширина которого может составлять сотни, или даже десятки герц. Наличие узкого резонанса позволяет использовать явление КПН в различных практических приложениях: оптическая магнитометрия [5–8], лазерная генерация без инверсии [9], квантовая информатика [10–12], малогабаритные стандарты частоты [13–20].

Одной из важнейших задач высокорецизионной спектроскопии является получение узких и высококонтрастных резонансов КПН. Использование непрерывной накачки лазерных источников накладывает определенные ограничения на ширину ре-

зонанса. При этом существенного сужения линии КПН-резонанса можно добиться, если реализовать импульсную накачку или схему Рэмси [21]. Суть этого метода заключается во взаимодействии атомного ансамбля с двумя последовательными импульсами (накачивающим и считывающим), разделенными темновой паузой [22]. В результате ширина КПН-резонанса определяется только темновой паузой, что позволяет добиться значительно более узкой линии резонанса КПН [22].

В настоящее время проводятся активные исследования двухфотонных резонансов (когерентное пленение населенностей и двойной радиооптический резонанс (ДРОР)) при использовании импульсной накачки. Так, авторами работы [23] описан метод стабилизации амплитуды опрашивающего микроволнового поля в компактных атомных часах на основе ДРОР при схеме опроса Рэмси. В работе [24] было показано, что интерференция Рамана–Рэмси является весьма эффективным методом реализации компактных и высокопроизводительных стандартов частоты на основе КПН в ячейках с буферным газом. В этой работе авторы теоретически исследовали резонансы Рамана–Рэмси в оптически плотных атомных парах. Возникновение сдвигов гребенки Рэмси и «обрезка» ее максимумов при схе-

* E-mail: gavriilvsh@gmail.com

ме опроса Рэмси резонанса КПН в холодном разреженном атомном ансамбле в оптически плотной среде показано в [25]. Экспериментальное исследование резонансов КПН на основе техники Рамана – Рэмси в ячейках, содержащих газовую смесь ^{87}Rb – Ag – Ne для конфигурации $lin \parallel lin$ было проведено в [26], а для ячеек с атомами ^{133}Cs — в [27]. Как сказывается влияние сверхтонкой структуры на форму резонанса КПН при схеме опроса Рэмси в холодных и горячих атомах, проанализировано в работах [28, 29]. Последовательная теория взаимодействия бихроматического лазерного излучения с оптически плотной средой щелочных атомов, имеющей ненулевую температуру, при импульсной накачке изложена в [30]. Методы подавления световых сдвигов резонансов КПН при импульсной накачке на основе автобалансной схемы экспериментально исследованы в [31]. Автобалансная схема в оптически плотной среде рассмотрена теоретически в [32]. Возможность подавления полевых сдвигов резонанса КПН методами обобщенной автобалансной спектроскопии Рэмси и комбинированного сигнала ошибки продемонстрирована в [33]. Реализовать рубидиевый квантовый стандарт частоты на основе ДРОР, использующий импульсную накачку и достигающий стабильности $2.5 \cdot 10^{-13}$ за одну секунду, удалось авторам работы [34]. Результаты работы [35] показали, что это не предел. Авторы этой работы смогли улучшить предыдущий результат и получить стабильность атомных часов, базирующихся также на ДРОР и использующих импульсную оптическую накачку «горячих» атомов, до значений $1.2 \cdot 10^{-13}$ за одну секунду [35]. В работе [36] подчеркивается, что многоимпульсная интерферометрия КПН-Рэмси является мощным инструментом для улучшения характеристик атомных часов на основе КПН. Авторами работы проведен анализ многоимпульсной интерферометрии КПН-Рэмси при произвольных последовательностях импульсов и получено обобщенное аналитическое выражение.

Резюмируя, можно видеть, что исследование КПН-резонансов при импульсной накачке является актуальным направлением. В настоящее время теоретические исследования этого направления позволили развить теорию взаимодействия лазерного импульсного излучения в условиях КПН-резонанса в «горячих» атомах в отсутствие вырождения между сверхтонкими уровнями в оптически тонких [29, 36] и оптически плотных [24, 25, 28, 30] средах. Достаточно полно построена теория КПН-резонансов в парах щелочных металлов в ячейках с буферным газом с учетом «реальной» структуры энергетиче-

ских уровней и поляризации световых волн для случая непрерывного возбуждения двухчастотным полем [37]. Однако отсутствует подобная теория КПН-резонанса для импульсной накачки. Целью настоящей работы является восполнить этот пробел и описать взаимодействие лазерного излучения с щелочными атомами, находящимися при комнатных (и выше) температурах. Одновременно с этим мы полагаем, что лазерное излучение имеет произвольную поляризацию, а активные атомы находятся во внешнем магнитном поле, что приводит к снятию вырождения между зеемановскими подуровнями.

2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Рассмотрим среду атомов ^{87}Rb в поле бихроматического лазерного излучения, квазирезонансного D_1 -линии атомов (см. рис. 1). Вектор напряженности внешнего электрического поля запишем в виде

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_1(\mathbf{r}, t) \exp\{-i(\omega_1 t - k_1 z)\} + \mathbf{E}_2(\mathbf{r}, t) \exp\{-i(\omega_2 t - k_2 z)\} + \text{с.с.}, \quad (1)$$

где ω_j, k_j — частоты и волновые вектора соответствующих частотных составляющих волны ($j = 1, 2$). Здесь

$$\mathbf{E}_j(\mathbf{r}, t) = E_j(\mathbf{r}, t) \mathbf{e}_j = E_j(\mathbf{r}, t) (p_j^+ \mathbf{e}_+ + p_j^- \mathbf{e}_-) \quad (2)$$

— комплексные амплитуды частотных составляющих электрической напряженности волн, разложенные по ковариантным циклическим ортам

$$\mathbf{e}_{\pm} = \mathbf{e}^{\pm*} = \mp(\mathbf{e}_x \pm i\mathbf{e}_y)/\sqrt{2}$$

с коэффициентами p_j^{\pm} . Значения данных коэффициентов определяют состояние поляризации излучения. Отметим, что данные амплитуды связаны с интенсивностями I_j как

$$|\mathbf{E}_j| = \sqrt{2\pi I_j/c}.$$

Далее будем использовать приближение оптической тонкости среды, пренебрегая зависимостями от координат данных амплитуд. При этом будем пренебрегать возможностью некогерентного рассеяния, связанного с перепоглощением излучения в среде [38–41].

Квантовое состояние атомного ансамбля будем описывать посредством одночастичной вигнеровской матрицы плотности $\hat{\rho}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$. При этом мы пренебрегаем коллективными эффектами [42–44], т. е.

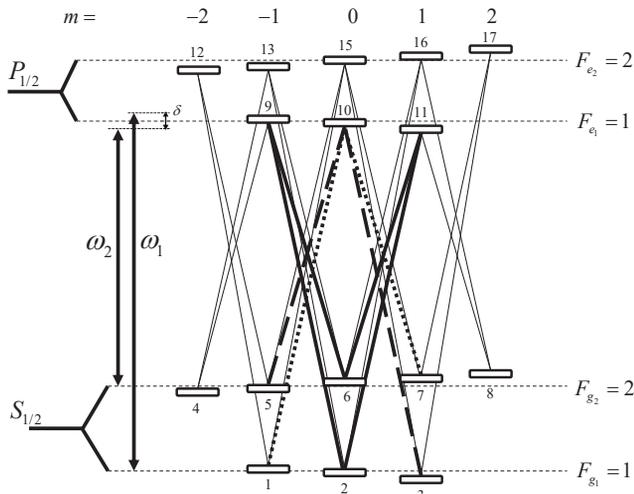


Рис. 1. Схема накачки D_1 -линии атома ^{87}Rb

диполь-дипольным взаимодействием между активными атомами, считая среду достаточно разреженной. Уравнение для матрицы плотности в представлении Вигнера по поступательным степеням свободы атомов запишем в виде

$$\dot{\hat{\rho}} + \mathbf{v}\nabla\hat{\rho} = -\frac{i}{\hbar}[\hat{H}, \hat{\rho}] + \hat{\Gamma}(\hat{\rho}) + \hat{S}(\hat{\rho}), \quad (3)$$

где $\hat{\Gamma}$, \hat{S} — супероператоры, феноменологически учитывающие спонтанный распад возбужденных состояний активных атомов и их столкновения с атомами буферного газа соответственно, \mathbf{v} — вектор скорости поступательного движения атомов, \hbar — приведенная постоянная Планка.

Гамильтониан системы представим в виде

$$\hat{H} = \hat{H}_0 - \hbar\hat{V}, \quad (4)$$

где

$$\hat{H}_0 = \sum_n \hbar\omega_n^{at} |n\rangle \langle n|$$

— гамильтониан свободного атома, ω_n^{at} — частоты атомных уровней $|n\rangle$ ($n = 1, \dots, 16$).

Гамильтониан взаимодействия \hat{V} запишем в дипольном приближении:

$$\hat{V} = \frac{\hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E}}{\hbar} = \frac{1}{\hbar} [(\hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{e}_1)E_1 \exp\{-i(\omega_1 t - k_1 z)\} + (\hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{e}_2)E_2 \exp\{-i(\omega_2 t - k_2 z)\} + \text{H.c.}]. \quad (5)$$

Здесь $\hat{\mathbf{d}}$ — оператор вектора дипольного момента. Запишем его посредством контравариантных циклических ортов:

$$\hat{\mathbf{d}} = \hat{d}^+ \mathbf{e}^+ + \hat{d}^- \mathbf{e}^- + \hat{d}^0 \mathbf{e}_z. \quad (6)$$

Значения матричных элементов циклических компонент оператора дипольного момента для

оптических переходов можно найти, используя теорему Вигнера–Экарта [45] и теорию спонтанного распада [46]:

$$d_{e_j, g_j}^q = (-1)^{F_{g_j} + J + I - 1} \sqrt{(2J + 1)(2F_{g_j} + 1)} \times \\ \times C_{F_{g_j}, m_{g_j}; 1, q}^{F_{e_j}, m_{e_j}} \begin{Bmatrix} I & F_{e_j} & J \\ 1 & J & F_{g_j} \end{Bmatrix} V_0, \quad (7)$$

где

$$V_0 = \sqrt{\frac{3\hbar c^3 \gamma}{4\omega_{D_1}^3}};$$

γ — скорость спонтанного распада возбужденного состояния; ω_{D_1} — частота нерасщепленного перехода D_1 -линии; c — скорость света в вакууме; $F_{g_j(e_j)} = 1, 2$, $J = 1/2$, $I = 3/2$ — абсолютные величины полного момента атома на уровне $|g_j\rangle(|e_j\rangle)$, момента электронной оболочки на уровне $|n\rangle$ и момента ядра соответственно; m_n — значение проекции полного момента на уровне $|n\rangle$; $C_{F_g, m_g, 1, q}^{F_e, m_e}$ — коэффициенты Клебша–Гордана; фигурными скобками обозначены $6j$ -символы; $g_1 = 1, \dots, 3$; $g_2 = 4, \dots, 8$; $e_1 = 9, \dots, 11$; $e_2 = 12, \dots, 16$; $q = \pm 1$;

$$\rho_{g_j e} = \rho_{e g_j}^* = e^{i(\omega_j t - k_j z)} \tilde{\rho}_{g_j e}, \quad (8)$$

$$\rho_{g_1 g_2} = \rho_{g_2 g_1}^* = e^{i[(\omega_1 - \omega_2)t - (k_1 - k_2)z]} \tilde{\rho}_{g_1 g_2}. \quad (9)$$

Отстройки полей от соответствующих нерасщепленных переходов определим, предполагая настройку на уровни с $F_e = 1$, следующим образом:

$$\Delta_j = \omega_j - \left(\omega_{D_1} + \Delta_{e_1}^{hfs} - \Delta_{g_j}^{hfs} \right), \quad (10)$$

где Δ_n^{hfs} — частоты сверхтонких расщеплений уровней $|n\rangle$.

С учетом замен (8), (9) распишем поэлементно уравнение (3), исключая слагаемые, осциллирующие с удвоенной частотой ($\propto e^{2i(\omega_j t - k_j z)}$), в рамках приближения вращающейся волны:

$$\dot{\rho}_{gg}(\mathbf{v}) + \mathbf{v}\nabla\rho_{gg}(\mathbf{v}) = \\ = i \sum_{e=9}^{16} \left(\tilde{V}_{eg}^* \tilde{\rho}_{eg}(\mathbf{v}) - \tilde{\rho}_{ge}(\mathbf{v}) \tilde{V}_{eg} \right) + \\ + \sum_{e=9}^{16} \gamma_{eg} \rho_{ee}(\mathbf{v}) - \nu \rho_{gg}(\mathbf{v}) + \\ + \sum_{g'=1}^8 \nu_{g'g} M(\mathbf{v}) \int \rho_{g'g'}(\mathbf{v}') d^3\mathbf{v}' + \\ + \sum_{e=9}^{16} \nu_{eg} M(\mathbf{v}) \int \rho_{ee}(\mathbf{v}') d^3\mathbf{v}', \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{ee}(\mathbf{v}) + \mathbf{v}\nabla\rho_{ee}(\mathbf{v}) &= \\ &= i \sum_{g=1}^8 \left(\tilde{V}_{eg}\tilde{\rho}_{ge}(\mathbf{v}) - \tilde{\rho}_{eg}(\mathbf{v})\tilde{V}_{eg}^* \right) - \\ &\quad - (\gamma + \nu)\rho_{ee}(\mathbf{v}) + \\ &\quad + \sum_{e'=9}^{16} \nu_{e'e} M(\mathbf{v}) \int \rho_{e'e'}(\mathbf{v}') d^3\mathbf{v}', \quad (12) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{g_je}(\mathbf{v}) + \mathbf{v}\nabla\tilde{\rho}_{g_je}(\mathbf{v}) &= \\ &= -i(\Delta_j + \Delta_{g_je} - \mathbf{k}_j \cdot \mathbf{v})\tilde{\rho}_{g_je}(\mathbf{v}) + \\ &\quad + i \sum_{g'_j} \rho_{g_jg'_j}(\mathbf{v})\tilde{V}_{eg'_j}^* - \left(\frac{\gamma}{2} + \nu \right) \tilde{\rho}_{g_je}(\mathbf{v}), \quad (13) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{g_1g_2}(\mathbf{v}) + \mathbf{v}\nabla\tilde{\rho}_{g_1g_2}(\mathbf{v}) &= \\ &= i \sum_{e=9}^{16} \left(\tilde{V}_{eg_1}\tilde{\rho}_{eg_2}(\mathbf{v}) - \tilde{\rho}_{g_1e}(\mathbf{v})\tilde{V}_{eg_2} \right) - \\ &\quad - i(\Delta_1 - \Delta_2 + \Delta_{g_1g_2} - \mathbf{q} \cdot \mathbf{v})\tilde{\rho}_{g_1g_2}(\mathbf{v}) - \\ &\quad - \nu\tilde{\rho}_{g_1g_2}(\mathbf{v}) + \nu_{S_{1/2}}^{rf} M(\mathbf{v}) \int \tilde{\rho}_{g_1g_2}(\mathbf{v}') d^3\mathbf{v}', \quad (14) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{g_jg'_j}(\mathbf{v}) + \mathbf{v}\nabla\rho_{g_jg'_j}(\mathbf{v}) &= \\ &= i \sum_{e=9}^{16} \left(\tilde{V}_{eg_j}^*\tilde{\rho}_{eg'_j}(\mathbf{v}) - \tilde{\rho}_{g_je}(\mathbf{v})\tilde{V}_{eg'_j} \right) + \\ &\quad + i\omega_{g_jg'_j}\rho_{g_jg'_j}(\mathbf{v}) - \nu\rho_{g_jg'_j}(\mathbf{v}) + \\ &\quad + \nu_{S_{1/2}}^{zee} M(\mathbf{v}) \int \rho_{g_jg'_j}(\mathbf{v}') d^3\mathbf{v}', \quad g'_j \neq g_j. \quad (15) \end{aligned}$$

Здесь введены обозначения

$$\begin{aligned} \Delta_{g_je_i} &= \Delta_{e_i}^{hfs} + \Delta_{g_j}^{mag} - (\Delta_{e_i}^{hfs} + \Delta_{e_i}^{mag}), \\ \Delta_{g_1g_2} &= \Delta_{g_1}^{mag} - \Delta_{g_2}^{mag}, \end{aligned}$$

Δ_n^{mag} — частоты магнитных расщеплений уровней $|n\rangle$ (оцениваются по формуле Брейта–Раби [47] с точностью до квадратичного по магнитному полю члена);

$$M(\mathbf{v}) = (\sqrt{\pi}v_T)^{-3} \exp(-\mathbf{v}^2/v_T^2)$$

— распределение Максвелла, v_T — наиболее вероятная тепловая скорость; γ — скорость распадов возбужденных состояний; γ_{eg} — скорости распадов возбужденных уровней $|e\rangle$ на уровни $|g\rangle$;

$$\tilde{V}_{eg_j} = (d_{eg_j} e_j) E_j / \hbar$$

— обобщенные частоты Раби соответствующих переходов; ν_{nm} — частоты столкновений, приводящих к переходам $|n\rangle \rightarrow |m\rangle$; ν — полная частота столкновений; $\nu_{S_{1/2}}^{rf}$, $\nu_{S_{1/2}}^{zee}$ — частоты столкновений, при которых не происходит разрушения радиочастотных

и зеемановских когерентностей между подуровнями $S_{1/2}$ -состояний соответственно (последняя в расчетах полагается равной ν); $\omega_{nm} = \omega_m - \omega_n$; $g = 1, \dots, 8$, $e = 9, \dots, 16$. Здесь интегралы столкновений записаны в модели сильных столкновений [48], а уравнения для когерентностей между подуровнями возбужденного состояния $\tilde{\rho}_{ee'}$ отброшены в рамках адиабатического приближения ($\tilde{V}_{eg} \ll \nu$). Значения констант для атома ^{87}Rb заимствованы из работы [47].

Используя модель, в которой атомные населенности после столкновений оказываются равномерно перемешанными по основному и возбужденному мультиплетам [48], свяжем частоты ν_{nm} с полной частотой столкновений ν следующим образом:

$$\begin{aligned} \nu_{g'g} &= \begin{cases} \nu(1 - \eta^{rf}), & g' = g, \\ \frac{\eta^{rf}\nu}{N_{S_{1/2}} - 1}, & g' \neq g, \end{cases} \\ \nu_{e'e} &= \begin{cases} \nu(1 - \eta^{rf} - \eta^{opt}), & e' = e, \\ \frac{\eta^{rf}\nu}{N_{P_{1/2}} - 1}, & e' \neq e, \end{cases} \end{aligned} \quad (16)$$

где $N_{S_{1/2}} = N_{P_{1/2}} = 8$ — количества подуровней $S_{1/2}$ - и $P_{1/2}$ -состояний соответственно; η^{rf} , η^{rf} — доли столкновений, приводящих к перемешиванию населенностей между подуровнями основного и возбужденного состояний соответственно; η^{opt} — доля столкновений, приводящих к тушению возбуждения. Величину ν можно оценить исходя из газокинетической формулы $\nu = (n_a + n_{buf})\sigma\bar{u}$, где n_a — концентрация активных атомов, n_{buf} — концентрация буферного газа, σ — сечение соответствующего процесса, $\bar{u} = \sqrt{8kT/\pi\mu}$ — средняя тепловая скорость, μ — приведенная масса активного атома и атома буферного газа. Отметим, что концентрация атомов буферного газа n_{buf} в ансамбле много больше концентрации активных атомов n_a . В силу этой зависимости частоты ν от температуры можно пренебречь, так как от последней зависит только концентрация n_a .

Будем ограничиваться приближениями плоского фронта волны, малости дифракции поля на краях среды, а также однородности ее оптических свойств. Кроме того, будем пренебрегать эффектами диффузии, считая, что длина диффузии за время возбуждения τ_e много меньше характерных размеров среды L : $\sqrt{D\tau_e} \ll L$, где D — коэффициент диффузии. Все это позволяет пренебречь зависимостью матрицы плотности от координат в поперечных лазерному лучу направлениях $\hat{\rho} = \hat{\rho}(\mathbf{v}, z, t)$.

Перейдем к редуцированной матрице плотности

$$\bar{\rho}_{nm}(z, t) = \int \rho_{nm}(\mathbf{v}, z, t) d^3\mathbf{v}$$

(символ « \sim » над буквой для случаев $n \neq m$ опущен) путем интегрирования уравнений по скоростям. При этом, используя приближение слабых полей, скоростные зависимости населенностей основных состояний $\rho_{gg}(\mathbf{v})$ и когерентностей между магнитными $\rho_{g_j g'_j}(\mathbf{v})$ и сверхтонкими $\rho_{g_1 g_2}(\mathbf{v})$ подуровнями основного состояния можно приближенно считать максвелловскими [29]:

$$\rho_{gg'}(\mathbf{v}, z, t) = M(\mathbf{v}) \bar{\rho}_{gg'}(z, t). \quad (17)$$

Данное приближение обусловлено предполагаемыми узостью линии лазера в сравнении с доплеровской шириной, малыми по сравнению с γ частотами Раби, а также длительным временем жизни когерентностей между подуровнями основного состояния. В результате интегрирования для уравнений (11), (12), (14), (15) получим

$$\begin{aligned} \dot{\bar{\rho}}_{g_j g_j} = & i \sum_{e=9}^{16} \left(\tilde{V}_{eg_j}^* \bar{\rho}_{eg_j} - \bar{\rho}_{g_j e} \tilde{V}_{eg_j} \right) + \\ & + \frac{\gamma'}{N_{S_{1/2}}} \bar{\rho}_{exc} - \eta^{rf} \nu \bar{\rho}_{g_j g_j} + \\ & + \frac{\eta^{rf} \nu}{N_{S_{1/2}} - 1} \sum_{\substack{g'=1 \\ g' \neq g}}^8 \bar{\rho}_{g' g'}, \quad (18) \end{aligned}$$

$$\dot{\bar{\rho}}_{exc} = i \sum_{e=9}^{16} \sum_{g=1}^8 \left(\tilde{V}_{eg} \bar{\rho}_{ge} - \bar{\rho}_{eg} \tilde{V}_{eg}^* \right) - \gamma' \bar{\rho}_{exc}, \quad (19)$$

$$\begin{aligned} \dot{\bar{\rho}}_{g_1 g_2} = & i \sum_{e=9}^{16} \left(\tilde{V}_{eg_1}^* \bar{\rho}_{eg_2} - \bar{\rho}_{g_1 e} \tilde{V}_{eg_2} \right) - \\ & - (i(\Delta_1 - \Delta_2 + \Delta_{g_1 g_2}) + \gamma_{12}) \bar{\rho}_{g_1 g_2}, \quad (20) \end{aligned}$$

$$\dot{\bar{\rho}}_{g_j g'_j} = i \sum_{e=9}^{16} \left(\tilde{V}_{eg_j}^* \bar{\rho}_{eg'_j} - \bar{\rho}_{g_j e} \tilde{V}_{eg'_j} \right) + i \omega_{g_j g'_j} \bar{\rho}_{g_j g'_j}, \quad (21)$$

где

$$\bar{\rho}_{exc} = \sum_e \bar{\rho}_{ee}$$

— суммарная населенность возбужденных состояний; $\gamma' = \gamma + \nu \eta^{opt}$ — модифицированная за счет столкновений скорость распадов возбужденных состояний; $\gamma_{12} = \nu - \nu_{S_{1/2}}^{rf}$ — скорость столкновительных распадов радиочастотных когерентностей между сверхтонкими подуровнями основного состояния. При получении данных уравнений слагаемые с градиентами в левых частях уравнений (11), (12),

(14), (15), а также слагаемое в (14), учитывающее остаточный доплеровский сдвиг qv , исчезают вследствие приближения (17). Здесь при получении уравнения (18) мы ограничились рассмотрением случая полной столкновительной деполаризации возбужденного состояния, предполагая $\eta^{rf} \nu \gg \gamma'$, что имеет место для относительно высоких давлений буферного газа [37, 49, 50]. Отметим, что для таких давлений столкновительное уширение линии становится соизмеримо с частотой сверхтонкого расщепления возбужденного состояния.

В уравнении (13) переход к редуцированным элементам матрицы плотности путем интегрирования уравнений по скоростям аналитически невозможен ввиду наличия доплеровских слагаемых, пропорциональных $\mathbf{k}_j \cdot \mathbf{v}$. Поэтому сначала выразим оптические когерентности через квадратуры и затем проинтегрируем по скоростям:

$$\begin{aligned} \bar{\rho}_{g_j e_i}(t) = & i \int_0^t dt' \sum_{g'_j} \bar{\rho}_{g_j g'_j}(t') \tilde{V}_{e_i g'_j}^*(t') \times \\ & \times \int d^3\mathbf{v} M(\mathbf{v}) \times \\ & \times \exp[-(i(\Delta_j + \Delta_{g_j e_i} - \mathbf{k}_j \cdot \mathbf{v}) + \Gamma')(t - t')], \quad (22) \end{aligned}$$

где

$$\Gamma' = \gamma/2 + \nu.$$

Выполняя в (22) интегрирование по скорости, получим

$$\begin{aligned} \bar{\rho}_{g_j e_i}(t) = & i \int_0^t dt' \times \\ & \times \exp \left[-\frac{v_T^2 \mathbf{k}_j^2}{4} (t - t')^2 - (i\Delta_j + i\Delta_{g_j e_i} + \Gamma')(t - t') \right] \times \\ & \times \sum_{g'_j} \bar{\rho}_{g_j g'_j}(t') \tilde{V}_{e_i g'_j}^*(t'). \quad (23) \end{aligned}$$

Подстановкой (23) в (18)–(21) получаем систему интегродифференциальных уравнений Вольтерры второго рода, которая допускает дальнейшее численное решение.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

В данной работе исследуются резонансы КПН, детектируемые двумя прямоугольными импульсами разнесенными во времени темновой паузой (рис. 2). При этом длительность первого накачивающего импульса предполагается много больше времени установления стационарного состояния КПН, что позволяет использовать стационарное решение системы (18)–(21) в момент окончания накачивающего

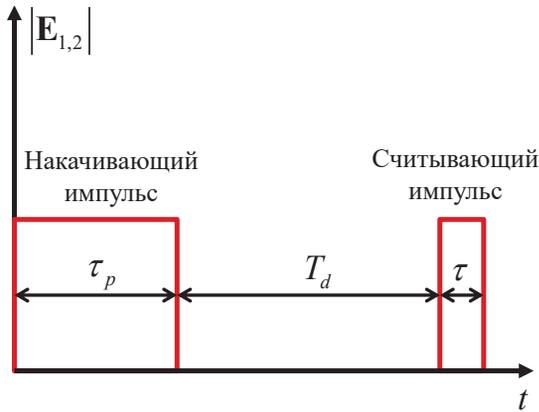


Рис. 2. Последовательность импульсов накачки

импульса. Длительность темновой паузы предполагается много больше времен распадов всех оптических когерентностей и населенностей возбужденных уровней.

Вычисляя зависимость суммарной населенности возбужденных уровней от двухфотонной отстройки $\bar{\rho}_{exc}(\delta)$ в конце считывающего импульса, получим спектр КПН-резонансов, детектируемых методом Рэмси. Для удобства анализа будем рассматривать контраст резонанса, величину которого определим следующим образом:

$$C(\delta) = 1 - \frac{\bar{\rho}_{exc}(\delta)}{\bar{\rho}_{exc}(\delta_{off})},$$

где δ_{off} — значение двухфотонной отстройки вне резонанса КПН.

Проанализируем влияние на спектр резонансов КПН-Рэмси магнитного поля и сделаем это для двух известных поляризационных конфигураций полей $lin \perp lin$ [51] и $lin \parallel lin$ [52]. На рис. 3 видно, что амплитуда резонансов Рэмси оказывается меньше амплитуды резонансов, детектируемых непрерывным излучением. Это объясняется распадом низкочастотных когерентностей между подуровнями основного состояния в процессе темновой паузы. Таким образом, увеличение длительности темновой паузы приводит, с одной стороны, к сужению резонансов, но с другой, — к уменьшению их амплитуды. Увеличение магнитного поля позволяет выделить в гребенке Рэмси отдельные максимумы огибающей, отвечающие КПН-резонансам на радиочастотных переходах $|1\rangle \leftrightarrow |7\rangle$, $|2\rangle \leftrightarrow |6\rangle$ и $|3\rangle \leftrightarrow |5\rangle$, положения которых даются разностями магнитных сдвигов соответствующих переходов: Δ_{71} , Δ_{62} и Δ_{53} . При этом резонанс на радиочастотном переходе $|2\rangle \leftrightarrow |6\rangle$ (жирные линии на рис. 1) отсутствует для конфигурации $lin \parallel lin$, вследствие деструктивной интерференции двух лямбда-схем на данном переходе, как это было показано в [53].

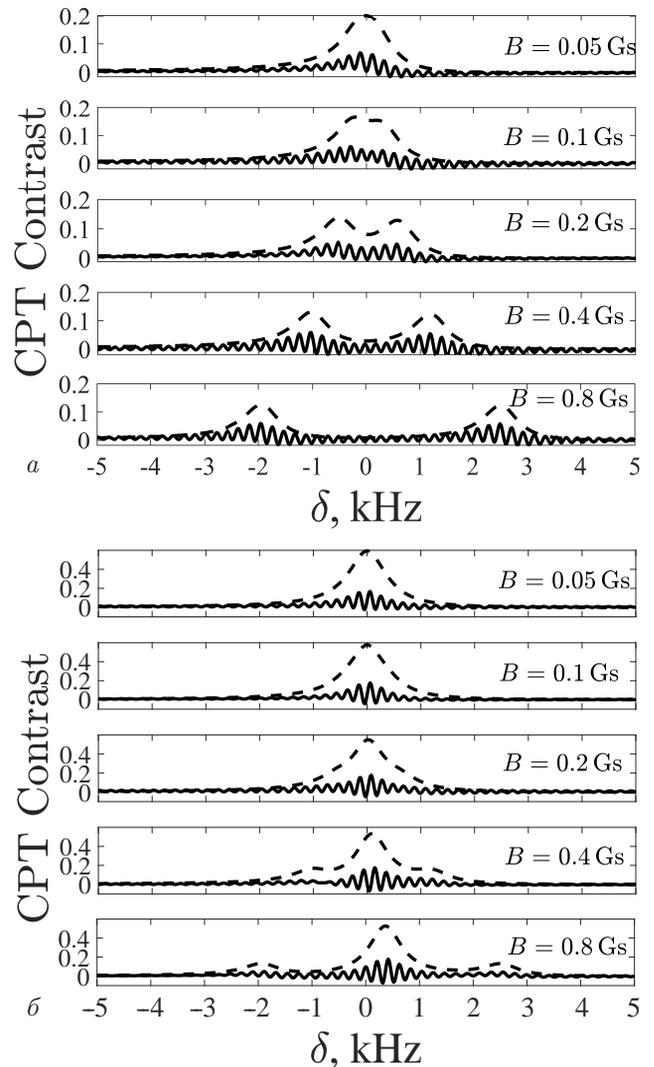


Рис. 3. Зависимости контрастных спектров КПН-резонансов от магнитного поля, детектируемых методом Рэмси (сплошные кривые) и непрерывным излучением (штриховые кривые), для конфигураций $lin \perp lin$ (а) и $lin \parallel lin$ (б). Параметры расчета: $I_1 = I_2 = 0.2 \text{ мВт/см}^2$, $T = 40^\circ\text{C}$, $T_d = 5 \text{ мс}$, $\gamma_{12} = 250 \text{ с}^{-1}$, $\eta^{opt} = 0.2$, $\eta^{rf} = 2\gamma_{12}/\nu$, $n_{buf} = 4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, буферный газ — азот

Проанализируем изменение формы резонансов Рэмси при увеличении магнитного поля более детально. Рисунок 4 демонстрирует немонотонную зависимость амплитуды резонансов Рэмси от магнитного поля. В частности, при некоторых значениях магнитного поля амплитуда резонансов достигает локального минимума. Этот результат вполне согласуется с экспериментальными данными [54] и объясняется деструктивной интерференцией различных каналов возбуждения КПН-резонансов Рэмси. В процессе темновой паузы низкочастотные когерентности $\bar{\rho}_{g_1g_2}$ меняют фазу на величину $(\delta + \Delta_{g_1g_2})T_d$. Если к концу темновой паузы различные когерент-

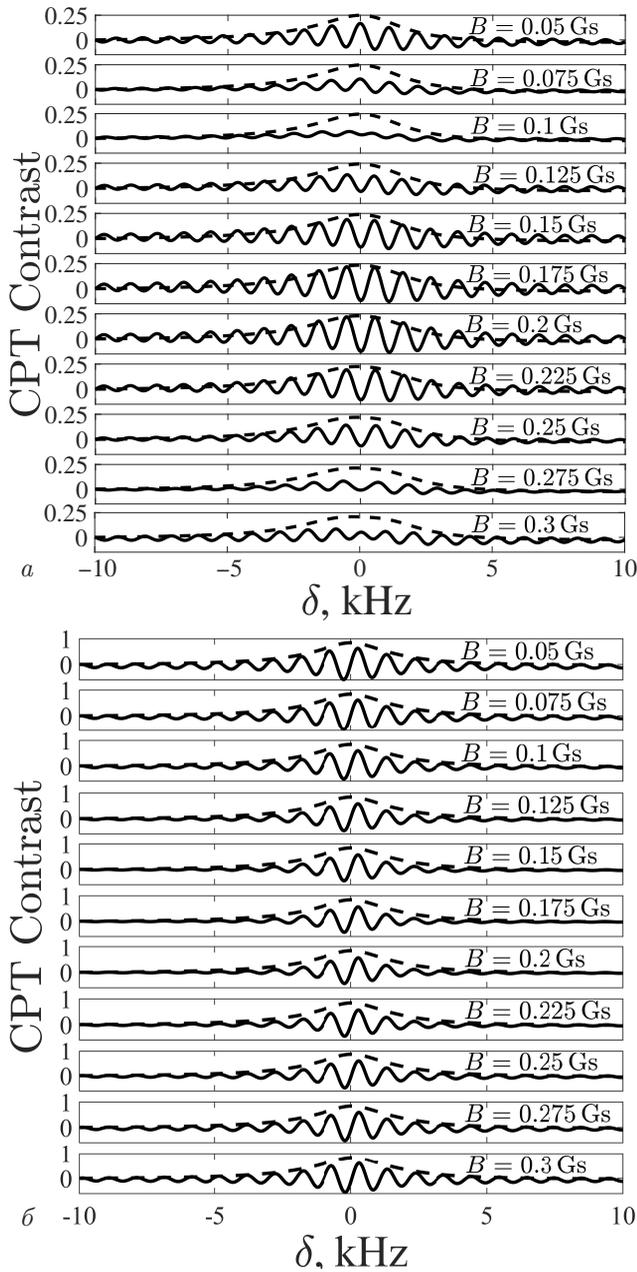


Рис. 4. Зависимости контрастных спектров КПН-резонансов от магнитного поля, детектируемых методом Рэмси (сплошные кривые) и непрерывным излучением (штриховые кривые), для конфигураций $lin \parallel lin$ (а) и $lin \perp lin$ (б). Параметры расчета: $I_1 = I_2 = 1 \text{ мВт/см}^2$, $T = 40^\circ\text{C}$, $T_d = 1 \text{ мс}$. Остальные параметры те же, что в подписи к рис. 3

ности двух рабочих подуровней g_1g_2 и $g'_1g'_2$ оказались в противофазе, т. е. выполнилось условие

$$(\Delta_{g_1g_2} - \Delta_{g'_1g'_2}) T_d = \pi(2p - 1), \quad p = 1, 2, \dots, \quad (24)$$

то соответствующие лямбда-схемы будут ослаблять

друг друга. Так, используя выражение (24), получим, что при $T_d = 1 \text{ мс}$ лямбда-схемы на переходах $|1\rangle \leftrightarrow |7\rangle$ и $|3\rangle \leftrightarrow |5\rangle$ будут ослаблять друг друга для $B \approx 0.09, 0.27, 0.45, \dots \text{ Гс}$, что хорошо видно на рис. 4а, так как для конфигураций $lin \parallel lin$ резонанс на переходе $|2\rangle \leftrightarrow |6\rangle$ отсутствует. Примечательно, что в данном случае при переходе через данные значения магнитного поля центральный пик меняет свою выпуклость. В конфигурации $lin \perp lin$ основной вклад в ослабление амплитуды гребенки Рэмси вносят совместно интерференции между лямбда-схемами на радиочастотных переходах $|1\rangle \leftrightarrow |7\rangle$ и $|2\rangle \leftrightarrow |6\rangle$, а также $|2\rangle \leftrightarrow |6\rangle$ и $|3\rangle \leftrightarrow |5\rangle$. Таким образом, из (24) получим, что при $T_d = 1 \text{ мс}$ минимальная амплитуда впервые достигается в интервале $B \in 0.09\text{--}0.18$. Однако в связи с тем, что резонанс на переходе $|2\rangle \leftrightarrow |6\rangle$ является значительно более амплитудным, интерференционный вклад соседних резонансов в данном случае оказывается мал, и на рис. 4б амплитуда изменяется крайне слабо. Таким образом, амплитуда резонансов Рэмси для конфигурации $lin \perp lin$ менее чувствительна к изменению магнитного поля. Отметим, что в формуле (24) пренебрегается влиянием светового сдвига.

На рис. 5 показано, как меняется гребенка Рэмси при переходе от конфигурации $lin \perp lin$ к правой циркулярной поляризации обоих полей. Видно, что в огибающей гребенки Рэмси при увеличении эллиптичности остается только один минимум, соответствующий резонансу на переходе $|2\rangle \leftrightarrow |6\rangle$. Амплитуда резонансов при этом уменьшается, вследствие образования «кармана» на уровне $|8\rangle$, что делает использование циркулярной поляризации при возбуждении КПН менее выгодным. Из рис. 5а,б видно, что это имеет место как для короткой $T_d = 1$, так и для длительной $T_d = 5$ темновой паузы.

На рис. 6а представлено сравнение поведений резонансов Рэмси при увеличении эллиптичности для конфигураций $\sigma^+\sigma^+$ и $\sigma^+\sigma^-$ при изначальной конфигурации $lin \parallel lin$. Видно, что при переходе к циркулярным поляризациям в огибающей резонансов остается пик, в случае $\sigma^+\sigma^-$ соответствующий КПП-резонансу на переходе $|2\rangle \leftrightarrow |6\rangle$, а в случае $\sigma^+\sigma^+$ — на переходе $|1\rangle \leftrightarrow |7\rangle$. Отметим, что положение последнего несколько отличается от величины Δ_{71} , вследствие влияния светового сдвига. При этом амплитуда центрального относительно экстремума огибающей резонанса меняется с изменением эллиптичности немонотонно, имея выраженный максимум в окрестности $\pi/8$ для случая конфигурации $\sigma^+\sigma^-$ (рис. 6б). Таким образом, для конфигурации $\sigma^+\sigma^-$ существует оптимальная эллиптич-

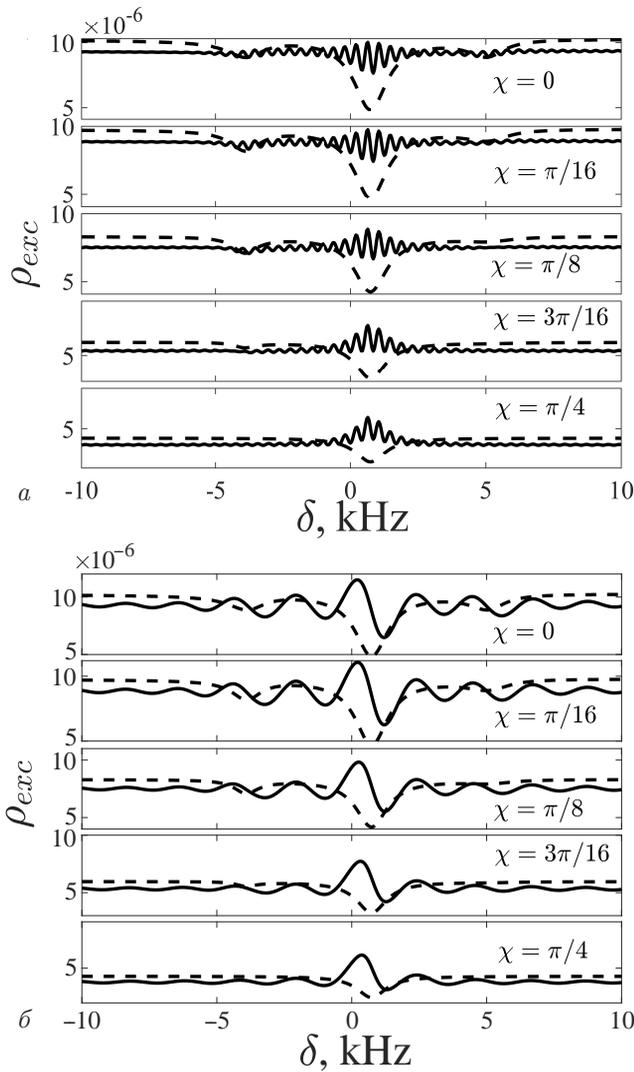


Рис. 5. Зависимости спектров КПН-резонансов, детектируемых методом Рэмси (сплошные кривые) и непрерывным излучением (штриховые кривые), от показателя эллиптичности χ при переходе от конфигурации $lin \perp lin$ к правой циркулярной поляризации обоих полей для $T_d = 5$ мс (а), 1 мс (б). Параметры расчета: $I_1 = I_2 = 0.2$ мВт/см², $T = 40^\circ\text{C}$, $B = 0.8$ Гс. Остальные параметры те же, что в подписи к рис. 3

ность, в которой резонанс имеет наилучший параметр качества. Данный эффект можно также объяснить влиянием интерференции различных Λ -схем. Как отмечалось выше, при конфигурации $lin \parallel lin$ резонанс на радиочастотном переходе $|2\rangle \leftrightarrow |6\rangle$ отсутствует. При переходе к циркулярной поляризации $\sigma^+\sigma^+$ наблюдается только одно из его плеч, вследствие правил отбора. Однако при промежуточных значениях эллиптичности между $lin \parallel lin$ - и $\sigma^+\sigma^+$ -поляризациями второе плечо двойной Λ -схемы на переходе $|2\rangle \leftrightarrow |6\rangle$ проявляется, внося конструктивный вклад в спектр при малых значениях

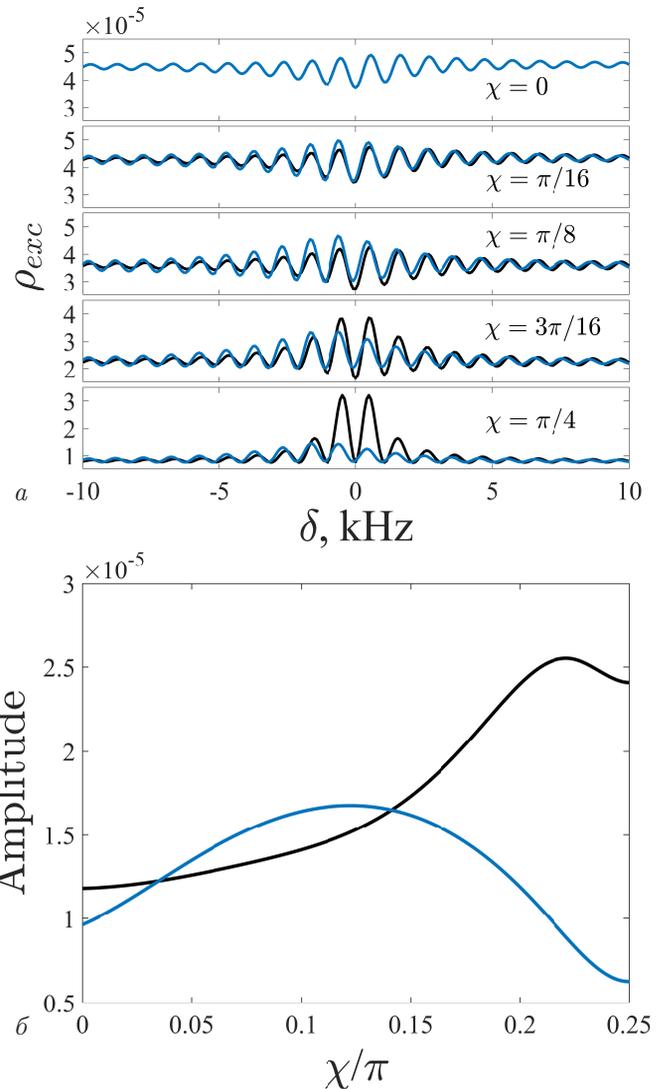


Рис. 6. Зависимости спектров (а) и амплитуд (б) КПН-резонансов, детектируемых методом Рэмси, от показателя эллиптичности двух право-циркулярно поляризованных волн ($\sigma^+\sigma^+$) (синяя кривая) и одной право- и другой лево-циркулярно поляризованных волн ($\sigma^+\sigma^-$) (черная кривая) при конфигурации $lin \parallel lin$ для $\chi = 0$. Параметры расчета: $I_1 = I_2 = 1$ мВт/см², $T = 40^\circ\text{C}$, $T_d = 1$ мс, $B = 0.05$ Гс. Остальные параметры те же, что в подписи к рис. 3

магнитного поля. Стоит отметить, что при значениях магнитного поля, удовлетворяющих условию деструктивной интерференции (24), изменение эллиптичности будет приводить к обратному эффекту.

Проанализируем поведение светового сдвига центрального резонанса Рэмси. Из рис. 7а видно, что зависимость сдвига от температуры в указанном диапазоне близка к линейной, что согласуется с результатами работы [29], где такое поведение объяснялось температурным уширением дисперсионного контура. При этом изменение магнитного поля приводит к изменению угла наклона зависимости, вследствие

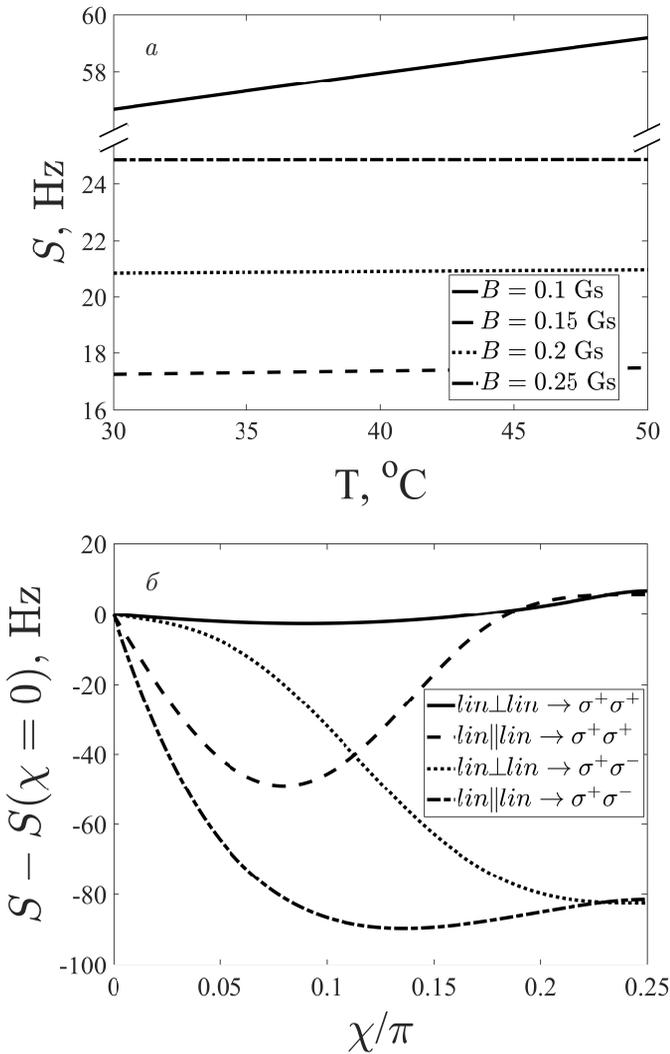


Рис. 7. Зависимости сдвига центрального резонанса КПН S , детектируемого методом Рэмси, от температуры при различных величинах магнитного поля B для конфигурации $lin \parallel lin$ (а) и от эллиптичности при переходе к различным конфигурациям циркулярных поляризаций (б). Параметры расчета: $I_1 = I_2 = 1 \text{ мВт/см}^2$, $T = 40^\circ\text{C}$, $T_d = 1 \text{ мс}$. Остальные параметры те же, что в подписи к рис. 3

зеemanовских сдвигов рабочих подуровней. Таким образом, выбором величины магнитного поля оказывается возможно подавить зависимость сдвига от температуры. На рис. 7б представлены зависимости относительного сдвига центрального резонанса Рэмси от степени эллиптичности полей при переходе от линейных поляризаций к циркулярным. Видно, что ход данных зависимостей становится более пологим в окрестности $\pi/4$, что объясняется изотропностью системы в поперечной лазерному лучу плоскости. Таким образом, резонансы, возбуждаемые циркулярно поляризованными полями, оказываются ме-

нее чувствительны к флуктуациям эллиптичности по сравнению с резонансами, возбуждаемыми линейно поляризованными полями, как по амплитуде (рис. 6б), так и по сдвигу (рис. 7б).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе на основе метода матрицы плотности в вигнеровском представлении по поступательным степеням свободы атомов построена теория возбуждения резонансов когерентного пленения населенности, детектируемых методом импульсного возбуждения Рэмси в газовых ячейках с парами ^{87}Rb . Построенная теория учитывает полную магнитную структуру уровней D_1 -линии ^{87}Rb и может быть использована при анализе других нестационарных эффектов, возникающих при взаимодействии резонансного бихроматического излучения с парами атомов ^{87}Rb . Рассчитаны спектры резонансов КПН-Рэмси и изучена зависимость их формы и сдвигов от различных параметров накачки, таких как величина внешнего магнитного поля, степень эллиптичности частотных компонент излучения и температура среды. Установлено, что имеет место интерференция различных каналов возбуждения резонансов Рэмси, проявляющаяся как немонотонное изменение амплитуды резонансов в зависимости от величины магнитного поля. Предложены выражения для оценки областей параметров, реализующих деструктивную интерференцию, приводящую к минимальным значениям амплитуд резонансов. Обнаружено существование оптимальной по амплитуде резонансов эллиптичности внешних полей при использовании $\sigma^+\sigma^-$ -конфигурации. При анализе сдвигов резонансов была показана возможность подавления зависимостей этих сдвигов от температуры и эллиптичности путем подбора определенных значений магнитного поля и поляризаций соответственно.

Финансирование. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, грант № 21-72-10004 (разработка численных алгоритмов решения систем интегродифференциальных уравнений). Г. В. Волошин благодарит Фонд развития теоретической физики и математики «БАЗИС» за поддержку выполненных в рамках данной работы исследований особенностей влияния температуры ансамбля и связанного с этим движения атомов на коллективные эффекты, обусловленные конечной оптической толщиной (грант № 21-1-1-36-1), и руководителя соответствующего проекта И. М. Соколова.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Alzetta 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. A. Akulshin, A. Celikov, and V. Velichansky, *Opt. Commun.* **84**, 139 (1991).
6. P. D. D. Schwindt, S. Knappe, V. Shah, L. Hollberg, and J. Kitching, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 6409 (2004).
7. R. Mhaskar, S. Knappe, and J. Kitching, *A Low-Power, High-Sensitivity Micromachined Optical Magnetometer*, *Appl. Phys. Lett.* **101**, 241105 (2012).
8. V. Andryushkov, D. Radnatarov, and S. Kobtsev, *Appl. Opt.* **61**, 3604 (2022).
9. O. Kocharovskaya and Ya. I. Khanin, *Pis'ma v Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **48**, 581 (1988).
10. M. D. Lukin, *Rev. Mod. Phys.* **75**, 457 (2003).
11. M. Fleischhauer, A. Imamoglu, and J. P. Marangos, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 633 (2005).
12. R. Zhang and X.-B. Wang, *Phys. Rev. A* **94**, 063856 (2016).
13. J. Vanier, *Appl. Phys. B* **81**, 421 (2005).
14. С. А. Зибров, В. Л. Величанский, А. С. Зибров и др., *Письма в ЖЭТФ* **82**, 534 (2005).
15. S. A. Zibrov, I. Novikova, D. F. Phillips et al., *Phys. Rev. A* **81**, 013833 (2010).
16. J. Kitching, *Chip-Scale Atomic Devices*, *Appl. Phys. Rev.* **5**, 031302 (2018).
17. S. Kobtsev, S. Donchenko, S. Khripunov, D. Radnatarov, I. Blinov, and V. Palchikov, *Opt. Laser Technol.* **119**, 105634 (2019).
18. М. Н. Скворцов, С. М. Игнатович, В. И. Вишняков и др., *КЭ* **50**, 576 (2020).
19. M. Petersen, M. A. Hafiz, E. de Clercq, and R. Boudot, *JOSA B* **39**, 910 (2022).
20. G. D. Martinez, C. Li, A. Staron et al., *Nat. Commun.* **14**, 3501 (2023).
21. N. F. Ramsey, *Phys. Rev.* **76**, 996 (1949).
22. Ф. Риле, *Стандарты частоты. Принципы и приложения*, Физматлит, Москва (2009).
23. M. Gozzelino, S. Micalizio, F. Levi, A. Godone, and C. E. Calosso, *IEEE Trans. on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control* **65** (2018).
24. S. Micalizio and A. Godone, *Phys. Rev. A* **99**, 043425 (2019).
25. К. А. Баранцев, Е. Н. Попов, А. Н. Литвинов, *КЭ* **7**, 615 (2018).
26. В. Н. Барышев, Г. В. Осипенко, М. С. Алейников, И. Ю. Блинов, *КЭ* **49**, 283 (2019).
27. P.-F. Cheng, J.-W. Zhang, and L.-J. Wang, *Chinese Phys. B* **28**, 070601 (2019).
28. Г. В. Волошин, К. А. Баранцев, Е. Н. Попов, А. Н. Литвинов, *ЖЭТФ* **156**, 5 (2019).
29. Г. В. Волошин, К. А. Баранцев, А. Н. Литвинов, *КЭ* **50**, 1023 (2020).
30. Г. В. Волошин, К. А. Баранцев, А. Н. Литвинов, *КЭ* **52**, 108 (2022).
31. M. A. Hafiz, C. Carlé, N. Passilly, J. M. Danet, C. E. Calosso, and R. Boudot, *Appl. Phys. Lett.* **120**, 064101 (2022).
32. К. А. Баранцев and А. Н. Литвинов, *JOSA B* **39**, 230 (2022).
33. Д. В. Коваленко, М. Ю. Басалаев, В. И. Юдин, Т. Занон-Виллет, А. В. Тайченачев, *КЭ* **51**, 495 (2021).
34. В. Н. Барышев, Г. В. Осипенко, А. В. Новоселов, А. Г. Суховерская и др., *КЭ* **52**, 538 (2022).
35. M. Gozzelino, S. Micalizio, C. E. Calosso et al., *arXiv:2308.15249v1 [physics.atom-ph]*.
36. R. Fang, C. Han, B. J. Lu, and C. Lee, *arXiv:2303.07118v1 [physics.atom-ph]*.
37. A. V. Taichenachev, V. I. Yudin, R. Wynands, M. Stahler, J. Kitching, and L. Hollberg, *Phys. Rev. A* **67**, 033810 (2003).
38. 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).
39. V. M. Datsyuk, I. M. Sokolov, D. V. Kupriyanov, and M. D. Havey, *Phys. Rev. A* **74**, 043812 (2006).
40. V. M. Datsyuk, I. M. Sokolov, D. V. Kupriyanov, and M. D. Havey, *Phys. Rev. A* **77**, 033823 (2008).
41. A. S. Kuraptsev, I. M. Sokolov, and M. D. Havey, *Phys. Rev. A* **96**, 023830 (2017).

42. Ya. A. Fofanov, A. S. Kuraptsev, I. M. Sokolov, and M. D. Havey, *Phys. Rev. A* **84**, 053811 (2011).
43. A. S. Kuraptsev and I. M. Sokolov, *Phys. Rev. A* **90**, 012511 (2014).
44. Y. A. Fofanov, I. M. Sokolov, R. Kaiser, and W. Guerin, *Phys. Rev. A* **104**, 02370 (2021).
45. Д. А. Варшалович, А. Н. Москалев, В. К. Херсонский, *Квантовая теория углового момента*, Наука, Ленинград (1975).
46. V. Weisskopf, *Naturwissenschaften* **23**, 631 (1935).
47. С. Г. Раутиан, Г. И. Смирнов, А. М. Шалагин, *Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул*, Наука, Новосибирск (1979).
48. D. A. Steck, *Rubidium 87 D Line Data*, <http://steck.us/alkalidata> (revision 2.2.1, 21 November 2019).
49. W. Happer, *Rev. Mod. Phys.* **44**, 169 (1972).
50. K. M. Sabakar, M. I. Vaskovskaya, D. S. Chuchelov, E. A. Tsygankov, V. V. Vassiliev, S. A. Zibrov, and V. L. Velichansky, *Phys. Rev. Appl.* **20**, 034015 (2023).
51. T. Zanon, S. Guerandel, E. de Clercq, D. Holleville, N. Dimarcq, and A. Clairon, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 193002 (2005).
52. A. V. Taichenachev, V. I. Yudin, V. L. Velichansky, and S. A. Zibrov, *JETP Lett.* **82**, 449 (2005).
53. Г. А. Казаков, Б. Г. Матисов, И. Е. Мазец, Ю. В. Рождественский, *ЖТФ* **77**, 20 (2006).
54. X. L. Sun, J. W. Zhang, P. F. Cheng, C. Xu, L. Zhao, and L. J. Wang, *Opt. Express* **24**, 4532 (2016).