Резонансы электромагнитно-индуцированных прозрачности и абсорбции в световом поле эллиптически поляризованных волн

Д.В.Коваленко, М.Ю.Басалаев, В.И.Юдин, А.В.Тайченачев

Рассмотрено возбуждение сильным двухчастотным полем резонансов электромагнитно-индуцированных прозрачности (ЭИП) и абсорбции (ЭИА) на вырожденном оптическом замкнутом переходе $F_g \to F_e$ для различных значений полных угловых моментов основного (F_g) и возбужденного (F_e) состояний. Световое поле сформировано из двух сонаправленных волн с произвольными эллиптическими поляризациями. Показано, что процесс спонтанного переноса анизотропии из возбужденного состояния в основное определяет формирование резонанса ЭИА на переходе $F_g = F \to F_e = F + 1$. Полученные результаты обобщают установленную ранее в рамках теории возмущения классификацию переходов на «яркие» ($F_g = F \to F_e = F + 1$) и «темные» ($F_g = F \to F_e = F$ и $F_g = F \to F_e = F - 1$) по отношению к направлению сверхузкого резонанса.

Ключевые слова: *электромагнитно-индуцированная прозрачность, электромагнитно-индуцированная абсорбция, перенос анизотропии, низкочастотная зеемановская когерентность.*

1. Введение

В современной лазерной спектроскопии большой интерес вызывают нелинейные интерференционные эффекты, связанные с атомной когерентностью. Примером таких эффектов являются резонансы электромагнитно-индуцированных прозрачности (ЭИП) [1] и абсорбции (ЭИА) [2]. Первый тип резонанса обусловлен когерентным пленением населенностей (КПН) [3–5], когда электромагнитное поле перестает взаимодействовать с атомной средой; при этом формируется долгоживущее когерентное («темное») состояние и наблюдается сверхузкий провал в сигнале поглощения. В свою очередь, физической причиной резонанса ЭИА, обратного по знаку резонансу ЭИП, является спонтанный перенос анизотропии (включая низкочастотную зеемановскую когерентность) из возбужденного состояния атома в основное [6]. Главной особенностью таких резонансов является их ширина, которая может быть намного меньше естественной и достигать сотен и даже единиц герц [7–9]. Благодаря этому они находят множество значимых приложений в квантовой метрологии [10–12], нелинейной оптике [13, 14], оптических коммуникациях [15] и др.

В настоящее время благодаря различным экспериментальным [2, 16, 17] и теоретическим [18–21] исследованиям сложилась классификация дипольных переходов атомов по знаку резонанса (ЭИП или ЭИА) в режиме слабого насыщения атомного перехода. «Темными» являются переходы типа $F_{\rm g} = F \to F_{\rm e} = F$ и $F_{\rm g} = F \to F_{\rm e} = F - 1$ (где $F_{\rm g}$ и $F_{\rm e}$ – полные угловые моменты атома в основном и возбужденном состояниях соответственно), на которых наблюдаются резонансы ЭИП. «Яркие» переходы – это переходы типа $F_{\rm g} = F \to F_{\rm e} = F + 1$, на которых формируются ЭИА. В частности в работе [22] эта классификация была теоретически обоснована в рамках теории возмущений для двухчастотной конфигурации из двух сонаправленных волн с произвольными эллиптическими поляризациями.

В настоящей работе мы обобщаем полученные в [22] результаты на случай сильного поля, когда теория возмущений неприменима. Для этого рассмотрена модель атомной среды с переносом анизотропии и без неё. Показано, что эту задачу можно свести к уравнениям на матрицу плотности с коэффициентами, периодически зависящими от времени. Применяя метод построения динамического стационарного состояния [23], мы рассчитали периодический сигнал поглощения для различных параметров светового поля и угловых моментов $F_{\rm g}$ и $F_{\rm e}$. В результате была подтверждена ранее сложившаяся классификация дипольных переходов по знаку сверхузкого резонанса вне зависимости от интенсивностей световых волн.

2. Теория и расчеты

Рассмотрим взаимодействие эллиптически поляризованного бихроматического поля

$$\boldsymbol{E}(t) = E_1\boldsymbol{e}_1 \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega_1 t} + E_2\boldsymbol{e}_2 \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega_2 t} + \mathrm{c.c.} \quad (1)$$

с атомной средой, у которой вырожденные по проекциям полного углового момента основное (g) и возбужденное (e) состояния образуют замкнутый оптический дипольный переход $F_{\rm g} \to F_{\rm e}$ (рис.1). Здесь $E_{1,2}$ и $\omega_{1,2}$ – скалярные

Д.В.Коваленко, А.В.Тайченачев. Новосибирский национальный исследовательский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2; Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 15Б; e-mail: dvk.laser@yandex.ru
М.Ю.Басалаев, В.И.Юдин. Новосибирский национальный исследовательский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2; Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 15Б; Новосибирский государственный технический университет, Россия, 630092 Новосибирск, просп. К.Маркса, 20

Поступила в редакцию 11 марта 2020 г.

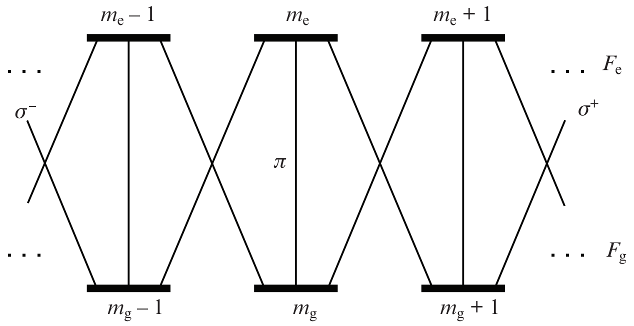

Рис.1. Схема уровней энергии атома, вырожденных по проекциям полных угловых моментов основного (F_g) и возбужденного (F_e) состояний на ось квантования z. Линиями обозначены светоиндуцируемые переходы σ^+-, σ^-- и π-типов.

амплитуды и частоты световых волн соответственно. Единичные комплексные векторы эллиптической поляризации $\boldsymbol{e}_1$ и $\boldsymbol{e}_2$ представим в циклическом базисе:

$$\boldsymbol{e}_j = \sum_{q=0,\pm1} e_j^{(q)} \boldsymbol{e}_q \;\; (j = 1,2), \tag{2}$$

где $\boldsymbol{e}_{\pm1} = \mp(\boldsymbol{e}_x \pm \mathrm{i}\boldsymbol{e}_y)/\sqrt{2}$; $\boldsymbol{e}_0 = \boldsymbol{e}_z$ – орты циклического базиса; $e_j^{(q)}$ – контравариантные компоненты единичного вектора поляризации j-й волны. Направим ось x вдоль главной оси эллипса поляризации волны $\boldsymbol{E}_1$; тогда для единичных векторов поляризации (2) имеем

$$\begin{gathered}\boldsymbol{e}_1 = -\sin(\varepsilon_1 - \pi/4)\boldsymbol{e}_{-1} - \cos(\varepsilon_1 - \pi/4)\boldsymbol{e}_{+1},\\ \boldsymbol{e}_2 = -\sin(\varepsilon_2 - \pi/4)\mathrm{e}^{\mathrm{i}\phi}\boldsymbol{e}_{-1} - \cos(\varepsilon_2 - \pi/4)\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\phi}\boldsymbol{e}_{+1}.\end{gathered} \tag{3}$$

Здесь ϕ – угол между главными осями эллипсов поляризации (рис.2); параметр эллиптичности ε определен в интервале $-\pi/4 \leqslant \varepsilon \leqslant \pi/4$ причем $|\tan(\varepsilon)|$ есть отношение полуосей эллипса, а знак ε задает направление вращения электрической составляющей светового поля. В частности, $\varepsilon = \pm\pi/4$ и $\varepsilon = 0$ отвечают циркулярной (правой и левой) и линейной поляризациям соответственно.

Атомная среда предполагается достаточно разреженной, что позволяет пренебречь эффектами межатомного взаимодействия и решать задачу в одноатомном приближении. Для математического описания взаимодействия атомов с электромагнитным полем будем использовать стандартный формализм матрицы плотности $\hat{\rho}$, уравнение для которой таково:

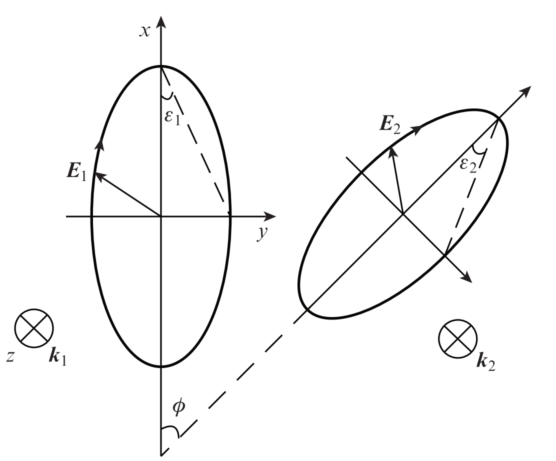

Рис.2. Взаимная ориентация эллипсов поляризации волн; $\boldsymbol{k}_1 = \boldsymbol{k}_2$ – волновые векторы волн, ϕ – угол между главными осями эллипсов, $\varepsilon_{1,2}$ – параметры эллиптичности.

$$\frac{\partial}{\partial t}\hat{\rho} = -\frac{\mathrm{i}}{\hbar}[(\hat{H}_0 + \hat{V}), \hat{\rho}] + \hat{\Gamma}\{\hat{\rho}\}, \tag{4}$$

где

$$\hat{H}_0 = \sum_{j=\mathrm{g,e}} \sum_{m_j} \mathcal{E}_j |F_j, m_j\rangle\langle F_j, m_j| \tag{5}$$

– гамильтониан невозмущенного атома в базисе зеемановских состояний $|F, m\rangle$; $\mathcal{E}_j$ – энергия j-го состояния; m_j – проекции j-го углового момента F_j на ось квантования z, пробегающие значения $m_j = -F_j, -F_j + 1, \ldots, F_j$; $\hat{\Gamma}\{\hat{\rho}\}$ – оператор, описывающий релаксационные процессы (спонтанные, столкновительные, пролетные и т. д.); $\hat{V} = -(\hat{\boldsymbol{d}} \cdot \boldsymbol{E})$ – оператор взаимодействия атомов с полем ($\hat{\boldsymbol{d}}$ – векторный оператор электрического дипольного момента), который в приближении вращающейся волны определяется как

$$\hat{V} = \hbar R_1 \hat{V}_1(t) + \hbar R_2 \hat{V}_2(t) + \mathrm{h.c.} \tag{6}$$

Здесь $R_{1,2} = -dE_{1,2}/\hbar$ – частоты Раби (d – приведенный матричный элемент дипольного момента $\hat{\boldsymbol{d}}$); h.c. – эрмитово сопряжение;

$$\hat{V}_{1,2}(t) = \hat{V}_{1,2}\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega_{1,2}t} \tag{7}$$

– безразмерные операторы взаимодействия;

$$\hat{V}_j = \hat{\boldsymbol{T}} \cdot e_j = \sum_{q=0,\pm1} \hat{T}_q e_j^{(q)} \; (j = 1, 2). \tag{8}$$

Циклические компоненты векторного оператора $\hat{\boldsymbol{T}}$ выражаются через $3jm$-символы:

$$\hat{T}_q = \sum_{\{m\}} (-1)^{F_e - m_e} \begin{pmatrix} F_e & 1 & F_g \\ -m_e & q & m_g \end{pmatrix} |F_e, m_e\rangle\langle F_g, m_g|. \tag{9}$$

Разобьем матрицу плотности $\hat{\rho}$ на четыре блока,

$$\hat{\rho} = \hat{\rho}^{\mathrm{gg}} + \hat{\rho}^{\mathrm{ee}} + \hat{\rho}^{\mathrm{eg}} + \hat{\rho}^{\mathrm{ge}}, \tag{10}$$

где каждый из блоков есть матрица

$$\hat{\rho}^{ab} = \sum_{m_a, m_b} \rho^{ab}_{m_a, m_b} |F_a, m_a\rangle\langle F_b, m_b|. \tag{11}$$

В силу эрмитовости матрицы плотности $\hat{\rho}^{\mathrm{gg}\dagger} = \hat{\rho}^{\mathrm{gg}}$, $\hat{\rho}^{\mathrm{ee}\dagger} = \hat{\rho}^{\mathrm{ee}}$, $\hat{\rho}^{\mathrm{eg}\dagger} = \hat{\rho}^{\mathrm{ge}}$. Диагональные матричные блоки $\hat{\rho}^{\mathrm{gg}}$ и $\hat{\rho}^{\mathrm{ee}}$ описывают населенности атомных состояний и низкочастотные (зеемановские) когерентности, а недиагональные матричные блоки $\hat{\rho}^{\mathrm{eg}}$ и $\hat{\rho}^{\mathrm{ge}}$ соответствуют оптическим когерентностям.

Далее, подставляя выражения (5), (6) в уравнение (4) и выделяя в оптических когерентностях быстрые временные осцилляции на частоте одной из волн (например, на ω_1),

$$\hat{\rho}^{\mathrm{eg}} = \hat{\tilde{\rho}}^{\mathrm{eg}}\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega_1 t}, \;\; \hat{\rho}^{\mathrm{ge}} = \hat{\tilde{\rho}}^{\mathrm{ge}}\mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega_1 t}, \tag{12}$$

получаем следующую систему уравнений:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \gamma_{\rm opt} + \Gamma_0 - {\rm i}\delta\right)\hat{\tilde{\rho}}^{\rm eg} = -{\rm i}R_1(\hat{V}_1\hat{\rho}^{\rm gg} - \hat{\rho}^{\rm ee}\hat{V}_1)$$

$$-{\rm i}R_2{\rm e}^{-{\rm i}\Delta t}(\hat{V}_2\hat{\rho}^{\rm gg} - \hat{\rho}^{\rm ee}\hat{V}_2),$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \gamma_{\rm opt} + \Gamma_0 + {\rm i}\delta\right)\hat{\tilde{\rho}}^{\rm ge} = -{\rm i}R_1(\hat{V}_1^{\dagger}\hat{\rho}^{ee} - \hat{\rho}^{\rm gg}\hat{V}_1^{\dagger})$$

$$-{\rm i}R_2{\rm e}^{{\rm i}\Delta t}(\hat{V}_2^{\dagger}\hat{\rho}^{\rm ee} - \hat{\rho}^{\rm gg}\hat{V}_2^{\dagger}),$$

$$(13)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \gamma_{\rm sp} + \Gamma_0\right)\hat{\rho}^{\rm ee} = -{\rm i}R_1(\hat{V}_1\hat{\tilde{\rho}}^{\rm ge} - \hat{\tilde{\rho}}^{\rm eg}\hat{V}_1^{\dagger})$$

$$-{\rm i}R_2({\rm e}^{-{\rm i}\Delta t}\hat{V}_2\hat{\tilde{\rho}}^{\rm ge} - {\rm e}^{{\rm i}\Delta t}\hat{\tilde{\rho}}^{\rm eg}\hat{V}_2^{\dagger}),$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \Gamma_0\right)\hat{\rho}^{\rm gg} - \Gamma_0\hat{\rho}^{\rm gg}(0) = \hat{\gamma}\{\hat{\rho}^{\rm ee}\} - {\rm i}R_1(\hat{V}_1^{\dagger}\hat{\tilde{\rho}}^{\rm eg} - \hat{\tilde{\rho}}^{\rm ge}\hat{V}_1)$$

$$-{\rm i}R_2({\rm e}^{{\rm i}\Delta t}\hat{V}_2^{\dagger}\hat{\tilde{\rho}}^{\rm eg} - {\rm e}^{-{\rm i}\Delta t}\hat{\tilde{\rho}}^{\rm ge}\hat{V}_2).$$

Здесь $\Delta \equiv \omega_2 - \omega_1$; $\gamma_{\rm sp}$ – скорость радиационного распада возбужденного состояния; Γ_0 – константа, отвечающая за времяпролетную или диффузионную релаксацию в основном состоянии к начальному (изотропному) распределению $\hat{\rho}^{\rm gg}(0) = \hat{1}^{\rm gg}\cdot{\rm Tr}\{\hat{\rho}\}/(2F_{\rm g}+1)$ в отсутствие светового поля; $\hat{1}^{\rm gg}$ – единичная матрица размерности $(2F_{\rm g} + 1) \times (2F_{\rm g} + 1)$; ${\rm Tr}\{...\}$ – операция взятия следа матрицы; $\gamma_{\rm opt}$ – скорость релаксации оптических когерентностей; $\delta \equiv \omega_1 - \omega_0$ – отстройка частоты одной из волн светового поля ω_1 от частоты перехода ω_0; $\hat{\gamma}\{\hat{\rho}^{\rm ee}\}$ – оператор, описывающий приход атомов с возбужденного уровня на основной. В стандартной модели спонтанной релаксации с учетом переноса анизотропии

$$\hat{\gamma}\{\hat{\rho}^{\rm ee}\} = \gamma_{\rm sp}(2F_{\rm e}+1)\sum_{q=0,\pm1}\hat{T}_q^{\dagger}\hat{\rho}^{\rm ee}\hat{T}_q. \tag{14}$$

В модели без переноса анизотропии имеет место другое выражение:

$$\hat{\gamma}\{\hat{\rho}^{\rm ee}\} = \gamma_{\rm sp}\frac{\hat{1}^{\rm gg}\cdot{\rm Tr}\{\hat{\rho}^{\rm ee}\}}{2F_{\rm g}+1}. \tag{15}$$

Отметим, что для циклического перехода $F_{\rm g} \to F_{\rm e}$ суммарная населенность на основном и возбужденном уровнях сохраняется:

$${\rm Tr}\{\hat{\rho}^{\rm gg}\} + {\rm Tr}\{\hat{\rho}^{\rm ee}\} = 1. \tag{16}$$

Видно, что правые части уравнений (13) являются периодическими функциями времени с периодом $T = 2\pi/|\Delta|$. Для расчета временной зависимости матрицы плотности, описываемой данными уравнениями, мы использовали наш метод построения динамического стационарного состояния, подробно изложенный в работе [23]. Суть этого метода состоит в следующем. Для начала необходимо представить систему дифференциальных уравнений для матрицы плотности (13) в векторном виде:

$$\partial_t\boldsymbol{\rho}(t) = \hat{L}(t)\boldsymbol{\rho}(t), \quad {\rm Tr}\{\hat{\rho}(t)\} = \sum_j\rho_{jj}(t) = 1. \tag{17}$$

Здесь вектор-столбец $\boldsymbol{\rho}(t)$ формируется из матричных элементов $\rho_{jk}(t)$, а линейный оператор $\hat{L}(t)$ построен из коэффициентов динамической системы уравнений (13). Если для некоторого момента времени t_1 существует вектор $\boldsymbol{\rho}(t_1)$, то, в соответствии с уравнением (13), для другого момента времени, t_2, мы можем записать:

$$\boldsymbol{\rho}(t_2) = \hat{A}(t_2, t_1)\boldsymbol{\rho}(t_1), \tag{18}$$

где двухвременной оператор эволюции $\hat{A}(t_2, t_1)$ определяется из матричной зависимости $\hat{L}(t)$. В случае справедливости условия периодичности, $\hat{L}(t + T) = \hat{L}(t)$, для произвольных t_2 и t_1 имеет место следующее соотношение:

$$\hat{A}(t_2 + T,\ t_1 + T) = \hat{A}(t_2,\ t_1). \tag{19}$$

В работе [23] было строго доказано существование периодического решения $\boldsymbol{\rho}(t + T) = \boldsymbol{\rho}(t)$ для произвольной периодически возбуждаемой квантовой системы. Вследствие релаксационных процессов это состояние реализуется как асимптотическое ($t \to +\infty$) независимо от начальных условий. Таким образом, периодичность является главным свойством динамического стационарного состояния, которое удовлетворяет следующему уравнению:

$$\boldsymbol{\rho}(t) = \hat{A}(t + T, t)\boldsymbol{\rho}(t), \quad {\rm Tr}\{\hat{\rho}(t)\} = \sum_j\rho_{jj}(t) = 1. \tag{20}$$

Это уравнение может быть использовано для построения универсального вычислительного алгоритма (без применения формализма Флоке или Фурье). Действительно, рассмотрим некоторый выбранный временной интервал $[t_0, t_0 + T]$, который можно разбить на N малых подынтервалов между точками $t_n = t_0 + n\tau$ ($n = 0, 1, \ldots, N$), где $\tau = T/N$ – длительность подынтервалов. Зависимость $\hat{L}(t)$ мы аппроксимируем ступенчатой функцией, где матрица $\hat{L}(t)$ имеет постоянное значение $\hat{L}(t_{n-1})$ внутри подынтервала $(t_{n-1}, t_n]$. В этом случае вектор $\boldsymbol{\rho}(t_0)$ в начальной точке t_0 определяется уравнением (20) с оператором эволюции $\hat{A}(t_0 + T, t_0)$ в форме последовательного произведения матричных экспонент:

$$\hat{A}(t_0 + T, t_0) \approx \prod_{n=1}^{n=N}{\rm e}^{\tau\hat{L}(t_{n-1})} = {\rm e}^{\tau\hat{L}(t_{n-1})}\times\cdots\times{\rm e}^{\tau\hat{L}(t_1)}\times{\rm e}^{\tau\hat{L}(t_0)}. \tag{21}$$

Векторы $\boldsymbol{\rho}(t_n)$ в других точках интервала $[t_0, t_0 + T]$ определяются через рекуррентное соотношение

$$\boldsymbol{\rho}(t_n) = {\rm e}^{\tau\hat{L}(t_{n-1})}\boldsymbol{\rho}(t_n - 1). \tag{22}$$

В качестве спектроскопического сигнала мы рассматриваем поглощение светового поля, которое в приближении оптически тонкой среды определяется полной населенностью возбужденного уровня:

$$S = {\rm Tr}\{\hat{\rho}^{\rm ee}\}. \tag{23}$$

Далее сигнал (23) должен быть усреднен по периоду T:

$$\langle S\rangle_T = \frac{1}{T}\int_0^T S(t)\,{\rm d}t. \tag{24}$$

В настоящей работе мы исследуем спектроскопический сигнал $\langle S\rangle_T$ для замкнутого дипольного перехода в зависимости от значений $F_{\rm g}$ и $F_{\rm e}$. Сигнал поглощения (24)

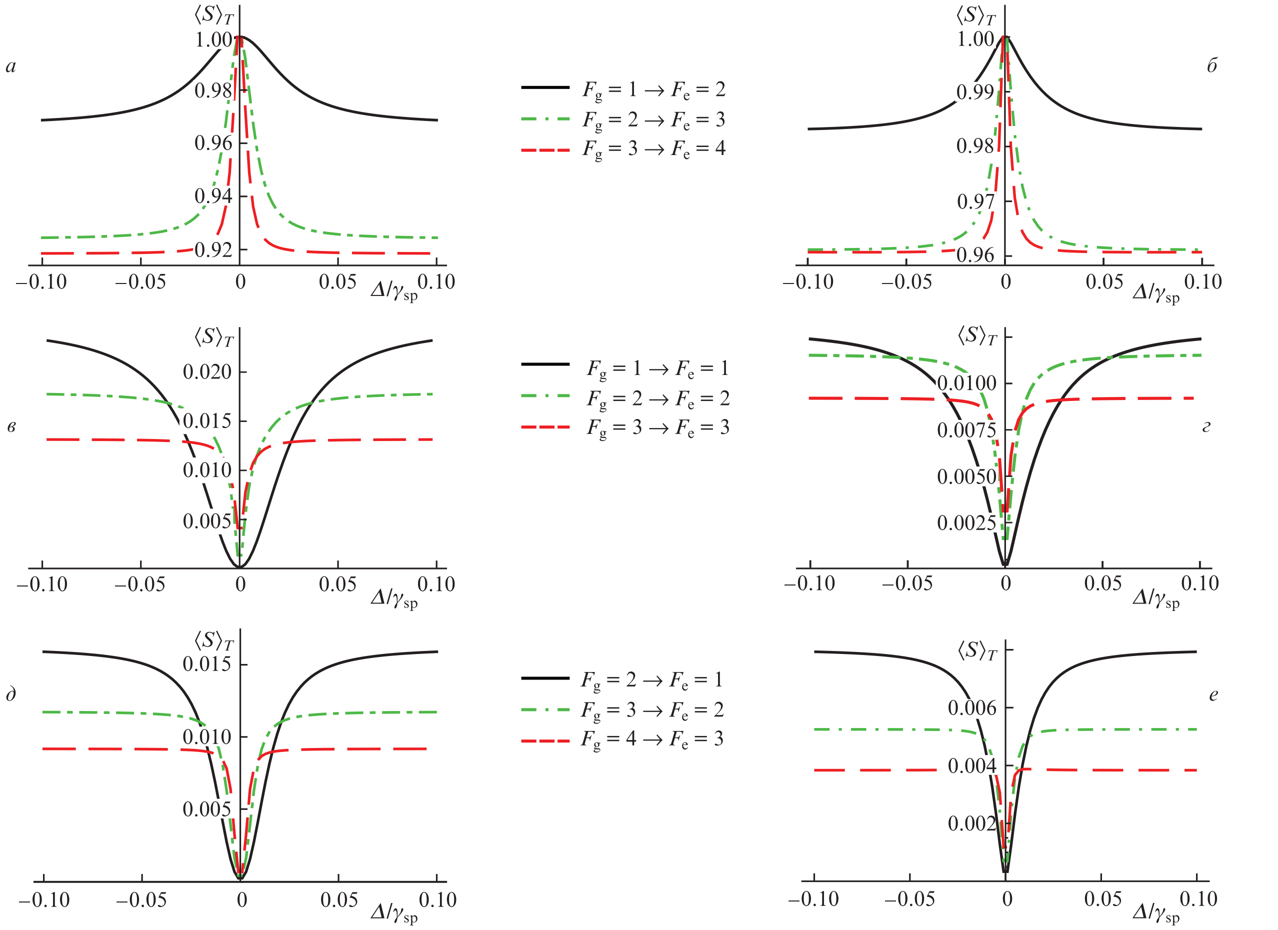

Рис.3. Зависимости сигнала поглощения $\langle S \rangle_T$ от разности частот волн $\Delta \equiv \omega_2 - \omega_1$ (в единицах γ_{sp}) в модели со спонтанным переносом анизотропии из возбужденного состояния в основное для частных случаев переходов $F_g = F \to F_e = F + 1$ (кривые нормированы на значение сигнала вблизи $\Delta = 0$) (*а*, *б*), $F_g = F \to F_e = F$ (*б*, *в*) и $F_g = F \to F_e = F - 1$ (*д*, *е*) при $\varepsilon_1 = \pi/4$, $\varepsilon_2 = -\pi/4$ (*а*, *в*, *д*) и $\varepsilon_1 = \pi/8$, $\varepsilon_2 = -\pi/8$ (*б*, *г*, *е*). Другие параметры модели: $R_1 = R_2 = \gamma_{sp}$, $\gamma_{opt} = 50\gamma_{sp}$, $\Gamma_0 = 10^{-4}\gamma_{sp}$, $\phi = 0$.

является функцией разности частот волн Δ, и сверхузкая резонансная структура проявляется вблизи $\Delta = 0$. Численные расчеты проводились для различных эллиптических поляризаций волн (включая линейную и циркулярную) и при условии $R_1^2 + R_2^2 \gg \gamma_{sp}\Gamma_0$, т. е. для достаточно большой интенсивности поля, когда теория возмущений [22] уже неприменима. Рассматривалась модель со спонтанным переносом анизотропии (14) (рис.3) и без неё (15) (рис.4).

На рис.3,*а*, *б* приведены зависимости сигнала $\langle S \rangle_T$ от Δ для частных случаев переходов $F_g = F \to F_e = F + 1$. Видно, что данные резонансы направлены вверх, т. е. имеет место эффект ЭИА, поэтому переходы $F_g = F \to F_e = F + 1$ являются «яркими». На рис.3,*в*, *г* и *д*, *е* представлены аналогичные зависимости для частных случаев переходов $F_g = F \to F_e = F$ и $F_g = F \to F_e = F - 1$ соответственно. В этом случае резонансы направлены вниз, и проявляется эффект ЭИП, в связи с чем данные переходы являются «тёмными». На рис.4 показаны сверхузкие резонансы, которые формируются на переходах $F_g = 1 \to F_e = 2$ (рис.4,*а*), $F_g = 2 \to F_e = 3$ (рис.4,*б*) и $F_g = 3 \to F_e = 4$ (рис.4,*в*) без учета спонтанного переноса анизотропии. Однако здесь резонансы уже направлены вниз (в отличие от результатов рис.3,*а*, *б*), т. е. образуются резонансы ЭИП. Таким образом, эллиптичность волн не влияет на знак сверхузкого резонанса в двухчастотной конфигурации при больших интенсивностях волн, и этот знак определяется только угловыми моментами F_g и F_e. При этом формирование

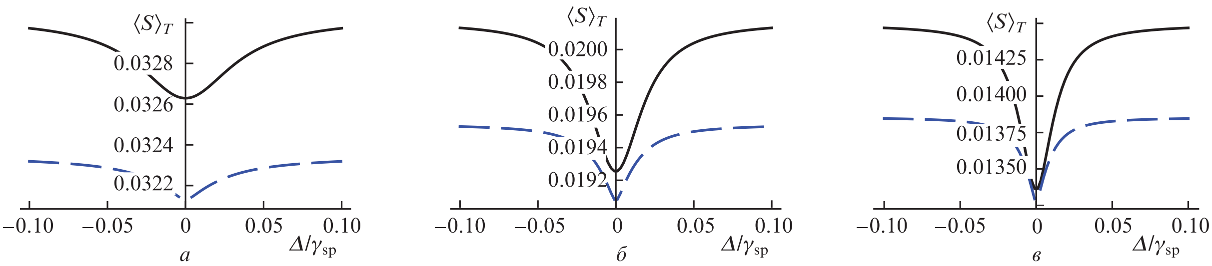

Рис.4. Зависимости сигнала поглощения $\langle S \rangle_T$ от разности частот волн $\Delta \equiv \omega_2 - \omega_1$ (в единицах γ_{sp}) в модели без спонтанного переноса анизотропии из возбужденного состояния в основное для переходов $F_g = 1 \to F_e = 2$ (*а*), $F_g = 2 \to F_e = 3$ (*б*) и $F_g = 3 \to F_e = 4$ (*в*) при $\varepsilon_1 = \pi/4$, $\varepsilon_2 = -\pi/4$ (сплошные кривые) и $\varepsilon_1 = \pi/8$, $\varepsilon_2 = -\pi/8$ (штриховые кривые). Другие параметры модели: $R_1 = R_2 = 2\gamma_{sp}$, $\gamma_{opt} = 50\gamma_{sp}$, $\Gamma_0 = 10^{-4}\gamma_{sp}$, $\phi = 0$.

резонанса ЭИА связано со спонтанным переносом анизотропии из возбужденного состояния в основное.

3. Заключение

В настоящей работе мы провели теоретическое исследование знака сверхузкого резонанса в зависимости от значений полных угловых моментов основного (F_g) и возбужденного (F_e) состояний замкнутого дипольного перехода вне рамок теории возмущений. В качестве модели нами рассматривалось взаимодействие между двухчастотным полем двух коллинеарных волн с произвольной эллиптической поляризацией и двухуровневой атомной системой, вырожденной по проекциям полного углового момента. Показано, что тип резонанса (ЭИП или ЭИА) не зависит от параметров эллиптичности и интенсивности волн. При этом резонанс ЭИА формируется за счет спонтанного переноса анизотропии из возбужденного состояния атома в основное. В итоге мы обобщили проведенную ранее классификацию циклических дипольных переходов по направлению сверхузкого резонанса для сильного светового поля. «Яркими» являются переходы $F_g = F \to F_e = F + 1$, на которых возможно наблюдение резонансов ЭИА. В свою очередь к «тёмным» переходам относятся переходы $F_g = F \to F_e = F$ и $F_g = F \to F_e = F - 1$, для которых наблюдаются резонансы ЭИП.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (проект №18-72-00065), РФФИ (гранты №19-32-90181, 20-02-00505), гранта Президента Российской Федерации (МК-161.2020.2) и фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС» (проект №19-1-1-67-2).

1. Alzetta G. et al. *Nuovo Cim. B*, **36**, 5 (1976).
2. Akulshin A.M., Barreiro S., Lezama A. *Phys. Rev. A*, **57**, 2996 (1998).
3. Arimondo E., Orriols G. *Lett. Nuovo Cim.*, **17**, 333 (1976).
4. Агапьев Б.Д. и др. *УФН*, **163**, 1 (1993) [*Phys. Usp*., **36** (9), 763 (1993)].
5. Arimondo E. *Progr. Opt.*, **35**, 257 (1996).
6. Taichenachev A.V., Tumaikin A.M., Yudin V.I. *Phys. Rev. A*, **61**, 011802 (1999).
7. Erhard M., Helm H. *Phys. Rev. A: At., Mol., Opt. Phys.*, **63**, 043813 (2001).
8. Balabas M.V. et al. *Phys. Rev. Lett*., **105**, 070801 (2010).
9. Lee H.J., Moon H.S. *J. Opt. Soc. Am. B*, **30**, 2301 (2013).
10. Vanier J. *Appl. Phys. B*, **81**, 421 (2005).
11. Shah V., Kitching J. *Adv. At. Mol. Opt. Phys*., **59**, 21 (2010).
12. Brazhnikov D. et al. *Opt. Express*, **27**, 36034 (2019).
13. Fleischhauer M., Imamoglu A., Marangos J.P. *Rev. Mod. Phys*., **77**, 633 (2005).
14. Pradhan S., Behera R., Das A.K. *Appl. Phys. Lett*., **100**, 173502 (2012).
15. Mikhailov E.E. et al. *Phys. Rev. A: At., Mol., Opt. Phys*., **69**, 063808 (2004).
16. Lezama A., Barreiro S., Akulshin A.M. *Phys. Rev. A: At., Mol., Opt. Phys.*, **59**, 4732 (1999).
17. Dancheva Y. et al. *Opt. Commun*., **178**, 103 (2000).
18. Renzoni F. et al. *J. Opt. B: Quantum Semiclas. Opt*., **3**, S7 (2001).
19. Бражников Д.В. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **83**, 71 (2006) [*JETP Lett*., **83** (2), 64 (2006)].
20. Auzinsh M. et al. *Phys. Rev. A: At., Mol., Opt. Phys.*, **78**, 013417 (2008).
21. Breschi E., Weis A. *Phys. Rev. A: At., Mol., Opt. Phys*., **86**, 053427 (2012).
22. Лазебный Д.Б. и др. *ЖЭТФ*, **148**, 1068 (2015) [*JETP*, **121**, 934 (2015)].
23. Yudin V.I., Taichenachev A.V., Basalaev M.Yu. *Phys. Rev. A*, **93**, 013820 (2016).