

ОТЧЕТ О ПРОДЕЛАННОЙ РАБОТЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ОБОРУДОВАНИЯ ИВЦ НГУ

1. Тема работы

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

2. Аннотация

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

3. Состав коллектива

1. Коваленко Дмитрий Валериевич, м.н.с. ИЛФ СО РАН.
2. Басалаев Максим Юрьевич, к.ф.-м.н., с.н.с. ИЛФ СО РАН.
3. Юдин Валерий Иванович, д.ф.-м.н., г.н.с. ИЛФ СО РАН.
4. Тайченачев Алексей Владимирович, д.ф.-м.н., г.н.с. ИЛФ СО РАН.

4. Информация о грантах

Грант Российского фонда фундаментальных исследований № 19-32-90181.
Грант Российского научного фонда № 21-12-00057.

5. Научное содержание работы

5.1. Современное состояние проблемы

В современной лазерной спектроскопии большой интерес вызывают нелинейные интерференционные эффекты, основанные на атомной когерентности. Примером таких эффектов являются резонансы электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП) [1] и абсорбции (ЭИА) [2]. Первый тип резонанса связан с явлением когерентного пленения населенностей (КПН) [3], 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 [4]. Главной особенностью таких резонансов является их ширина, которая может быть намного меньше естественной и достигать сотен и даже единиц Гц [5, 6]. Благодаря этому они находят множество значимых приложений в области квантовой метрологии [7, 8], нелинейной оптики, оптических коммуникаций, и др.

В настоящее время, благодаря различным экспериментальным [2, 9, 10] и теоретическим [11, 12] исследованиям сложилась следующая классификация дипольных переходов атомов по знаку резонанса (ЭИП или ЭИА) в режиме слабого насыщения атомного перехода. “Темными” являются переходы типа $F_g = F \rightarrow F_e = F$ и $F_g = F \rightarrow F_e = F - 1$ (где F_g и F_e есть полные угловые моменты атома в основном и возбужденном состояниях, соответственно), на которых наблюдаются резонансы ЭИП. В свою очередь, “яркие” переходы – это переходы типа $F_g = F \rightarrow F_e = F + 1$, на которых формируются ЭИА. В частности, в работе [13] эта классификация была теоретически обоснована в рамках теории возмущений для двухчастотной конфигурации, составленной из двух сонаправленных волн с произвольными эллиптическими поляризациями.

Недавно, мы обобщили результаты, полученные в публикации [13] на случай сильного поля, когда теория возмущений неприменима, в модели неподвижных атомов [14]. В настоящей работе мы продолжаем данное исследование в модели атомарного газа (с учётом максвелловского распределения атомов по скоростям), используя формализм атомной матрицы плотности. В результате, мы подтвердили ранее сложившуюся классификацию дипольных переходов по знаку сверхузкого резонанса вне зависимости от интенсивностей световых волн.

5.2 Подробное описание работы, включая используемые материалы

Рассмотрим взаимодействие эллиптически поляризованного двухчастотного поля

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

с атомной средой, у которой вырожденные по проекциям полного углового момента основное (g) и возбужденное (e) состояния образуют замкнутый оптический дипольный переход $F_g \rightarrow F_e$ (см. рисунок 1). Здесь $E_{1,2}$ и $\omega_{1,2}$ есть скалярные амплитуды и частоты световых волн, соответственно, $k_{1,2}$ – волновые числа. Здесь мы учитываем, что разница частот $\omega_1 - \omega_2$ незначительна и для волновых чисел можно полагать $k_1 = k_2 = k$. Единичные комплексные векторы эллиптической поляризации \mathbf{e}_1 и \mathbf{e}_2 представим в циклическом базисе:

$$\mathbf{e}_j = \sum_{q=0,\pm 1} e_j^{(q)} \mathbf{e}_q \quad (j=1,2), \quad (2)$$

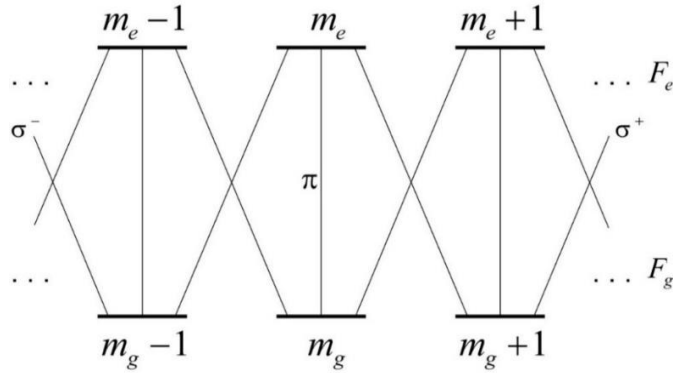


Рисунок 1 – Схема уровней энергии атома, вырожденных по проекциям полных угловых моментов основного F_g и возбужденного F_e состояний на ось квантования z . Линиями обозначены светоиндуцируемые переходы σ^+ , σ^- и π -типов.

где $\mathbf{e}_{\pm 1} = \mp(\mathbf{e}_x \pm i\mathbf{e}_y) / \sqrt{2}$, $\mathbf{e}_0 = \mathbf{e}_z$ – орты циклического базиса, а $e_j^{(q)}$ – контравариантные компоненты единичного вектора поляризации j -й волны. Направим ось x вдоль главной оси эллипса поляризации волны \mathbf{E}_1 ; тогда для единичных векторов поляризации (2) имеем:

$$\begin{aligned} \mathbf{e}_1 &= -\sin(\varepsilon_1 - \pi/4)\mathbf{e}_{-1} - \cos(\varepsilon_1 - \pi/4)\mathbf{e}_{+1}, \\ \mathbf{e}_2 &= -\sin(\varepsilon_2 - \pi/4)e^{i\phi}\mathbf{e}_{-1} - \cos(\varepsilon_2 - \pi/4)e^{-i\phi}\mathbf{e}_{+1}. \end{aligned} \quad (3)$$

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

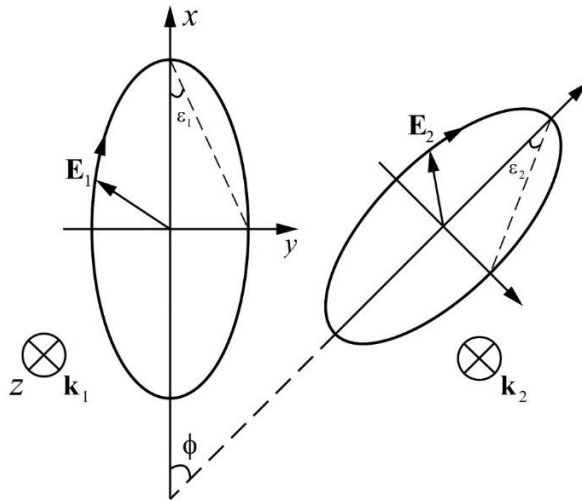


Рисунок 2 – Взаимная ориентация эллипсов поляризации волн: $\mathbf{k}_1 = \mathbf{k}_2$ – волновые векторы волн, ϕ – угол между главными осями эллипсов, $\varepsilon_{1,2}$ – параметры эллиптичности.

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 имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial t} \hat{\rho} + \mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \hat{\rho} + \hat{\Gamma}\{\hat{\rho}\} = -\frac{i}{\hbar} [(\hat{H}_0 + \hat{V}), \hat{\rho}]. \quad (4)$$

где \hat{H}_0 – гамильтониан невозмущенного атома, который в базисе зеемановских состояний $|F, m\rangle$ имеет вид

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

\mathcal{E}_j – энергия j -го состояния. Проекция m_j j -го углового момента F_j на ось квантования z пробегает значения $m_j = -F_j, -F_j + 1, \dots, F_j$. \mathbf{v} – вектор скорости атома. Оператор $\hat{\Gamma}\{\hat{\rho}\}$ описывает релаксационные процессы (спонтанные, столкновительные, пролетные и т.д.), $\hat{V} = -(\hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E})$ – оператор взаимодействия атомов с полем (где $\hat{\mathbf{d}}$ – векторный оператор электрического дипольного момента), который в приближении вращающейся волны определяется как

$$\hat{V}(z, t) = \hbar R_1 \hat{V}_1(z, t) + \hbar R_2 \hat{V}_2(z, t) + \text{э.с.} \quad (6)$$

Здесь $R_{1,2} = -dE_{1,2} / \hbar$ есть частоты Раби, (d – приведенный матричный элемент дипольного момента $\hat{\mathbf{d}}$), э.с. означает эрмитово сопряжение. Безразмерные операторы взаимодействия $\hat{V}_{1,2}(t)$ имеют вид:

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

Где

$$\hat{V}_j = \hat{\mathbf{T}} \cdot \mathbf{e}_j = \sum_{q=0,\pm 1} \hat{T}_q e_j^{(q)}, \quad j=1,2. \quad (8)$$

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

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

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

$$\hat{\rho} = \hat{\rho}^{gg} + \hat{\rho}^{ee} + \hat{\rho}^{eg} + \hat{\rho}^{ge}, \quad (10)$$

где каждый из блоков есть матрица

$$\hat{\rho}^{ab} = \sum_{m_a, m_b} \rho_{m_a, m_b}^{ab} |F_a, m_a\rangle \langle F_b, m_b|, \quad (11)$$

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

$$\hat{\rho}^{eg} = \hat{\rho}^{eg} e^{-i(\omega_1 t - kz)}, \quad \hat{\rho}^{ge} = \hat{\rho}^{ge} e^{i(\omega_1 t - kz)}, \quad (12)$$

получаем следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \gamma_{opt} + \Gamma_0 - i\delta + ikv_z \right) \hat{\rho}^{eg} &= -iR_1 \left[\hat{V}_1 \hat{\rho}^{gg} - \hat{\rho}^{ee} \hat{V}_1 \right] - \\ &\quad - iR_2 e^{-i\Delta t} \left[\hat{V}_2 \hat{\rho}^{gg} - \hat{\rho}^{ee} \hat{V}_2 \right], \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + \gamma_{opt} + \Gamma_0 + i\delta - ikv_z \right) \hat{\rho}^{ge} &= -iR_1 \left[\hat{V}_1^\dagger \hat{\rho}^{ee} - \hat{\rho}^{gg} \hat{V}_1^\dagger \right] - \\ &\quad - iR_2 e^{i\Delta t} \left[\hat{V}_2^\dagger \hat{\rho}^{ee} - \hat{\rho}^{gg} \hat{V}_2^\dagger \right], \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + \gamma_{sp} + \Gamma_0 \right) \hat{\rho}^{ee} &= -iR_1 \left[\hat{V}_1 \hat{\rho}^{ge} - \hat{\rho}^{eg} \hat{V}_1^\dagger \right] - \\ &\quad - iR_2 \left[e^{-i\Delta t} \hat{V}_2 \hat{\rho}^{ge} - e^{i\Delta t} \hat{\rho}^{eg} \hat{V}_2^\dagger \right], \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + \Gamma_0 \right) \hat{\rho}^{gg} - \Gamma_0 \hat{\rho}^{gg}(0) &= \hat{\gamma} \{ \hat{\rho}^{ee} \} - iR_1 \left[\hat{V}_1^\dagger \hat{\rho}^{eg} - \hat{\rho}^{ge} \hat{V}_1 \right] - \\ &\quad - iR_2 \left[e^{i\Delta t} \hat{V}_2^\dagger \hat{\rho}^{eg} - e^{-i\Delta t} \hat{\rho}^{ge} \hat{V}_2 \right]. \end{aligned} \quad (13)$$

Здесь $\Delta \equiv \omega_2 - \omega_1$ есть разность частот волн поля, γ_{sp} – скорость радиационного распада возбужденного состояния, константа Γ_0 отвечает за времяпролетную или диффузионную релаксацию в основном состоянии к начальному (изотропному) распределению $\hat{\rho}^{gs}(0) = \hat{1}^{gs} \cdot \text{Tr}\{\hat{\rho}\} / (2F_g + 1)$ в отсутствие светового поля (где $\hat{1}^{gs}$ – единичная матрица размерности $(2F_g + 1) \times (2F_g + 1)$, а $\text{Tr}\{\dots\}$ обозначает операцию взятия следа матрицы), γ_{opt} есть скорость релаксации оптических когерентностей. Отстройка частоты одной из волн светового поля ω_1 от частоты перехода ω_0 обозначена как $\delta \equiv \omega_1 - \omega_0$. Оператор $\hat{\gamma}\{\hat{\rho}^{ee}\}$ описывает приход атомов с возбужденного уровня на основной. v_z – проекция скорости атома на ось z (учитывается только одномерное движение атомов вдоль оси z , то есть вектор скорости атома имеет вид: $\mathbf{v} = (0, 0, v_z)$). В стандартной модели спонтанной релаксации с учетом переноса анизотропии этот оператор определяется как

$$\hat{\gamma}\{\hat{\rho}^{ee}\} = \gamma_{sp} (2F_e + 1) \sum_{q=0,\pm 1} \hat{T}_q^\dagger \hat{\rho}^{ee} \hat{T}_q. \quad (14)$$

В модели без переноса анизотропии имеет место другое выражение:

$$\hat{\gamma}\{\hat{\rho}^{ee}\} = \gamma_{sp} \frac{\hat{1}^{gs} \cdot \text{Tr}\{\hat{\rho}^{ee}\}}{2F_g + 1}. \quad (15)$$

Отметим, что для циклического перехода $F_g \rightarrow F_e$ суммарная населенность на основном и возбужденном уровнях сохраняется:

$$\text{Tr}\{\hat{\rho}^{gs}\} + \text{Tr}\{\hat{\rho}^{ee}\} = 1. \quad (16)$$

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

$$A(t, kv_z) = \text{Tr}\{\hat{\rho}^{ee}(t, kv_z)\} \quad (17)$$

Видно, что правые части уравнений (13) являются периодическими функциями времени с периодом $T = 2\pi/|\Delta|$. В соответствии с теоремой о существовании динамического стационарного состояния для матрицы плотности [15], временная зависимость сигнала (17) также является периодической с тем же периодом T . В настоящей работе с помощью метода матричных цепных дробей мы находим нулевую гармонику сигнала (17), выражение для которой имеет следующий вид:

$$A_0(kv_z) = \frac{1}{T} \int_0^T A(t, kv_z). \quad (18)$$

Далее выражение (18) должно быть усреднено по максвелловскому скоростному распределению атомов:

$$\bar{A}_0 = \frac{k}{\sqrt{\pi}\omega_D} \int_{-\infty}^{+\infty} A_0(kv_z) \cdot e^{-\frac{(kv_z)^2}{\omega_D^2}} d(v_z), \quad (19)$$

где ω_D есть доплеровская ширина спектральной линии.

5.3 Полученные результаты

В данной работе исследуется спектроскопический сигнал (19) для замкнутого дипольного перехода в зависимости от значений F_g и F_e . Сигнал поглощения (19) 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 $R_1^2 + R_2^2 \gg \gamma_{sp}\Gamma_0$, то есть для достаточно сильной интенсивности поля, когда теория возмущений [13] уже неприменима. Рассматривалась модель со спонтанным переносом анизотропии (14) (см. рисунок 3) и без неё (15) (см. рисунок 4).

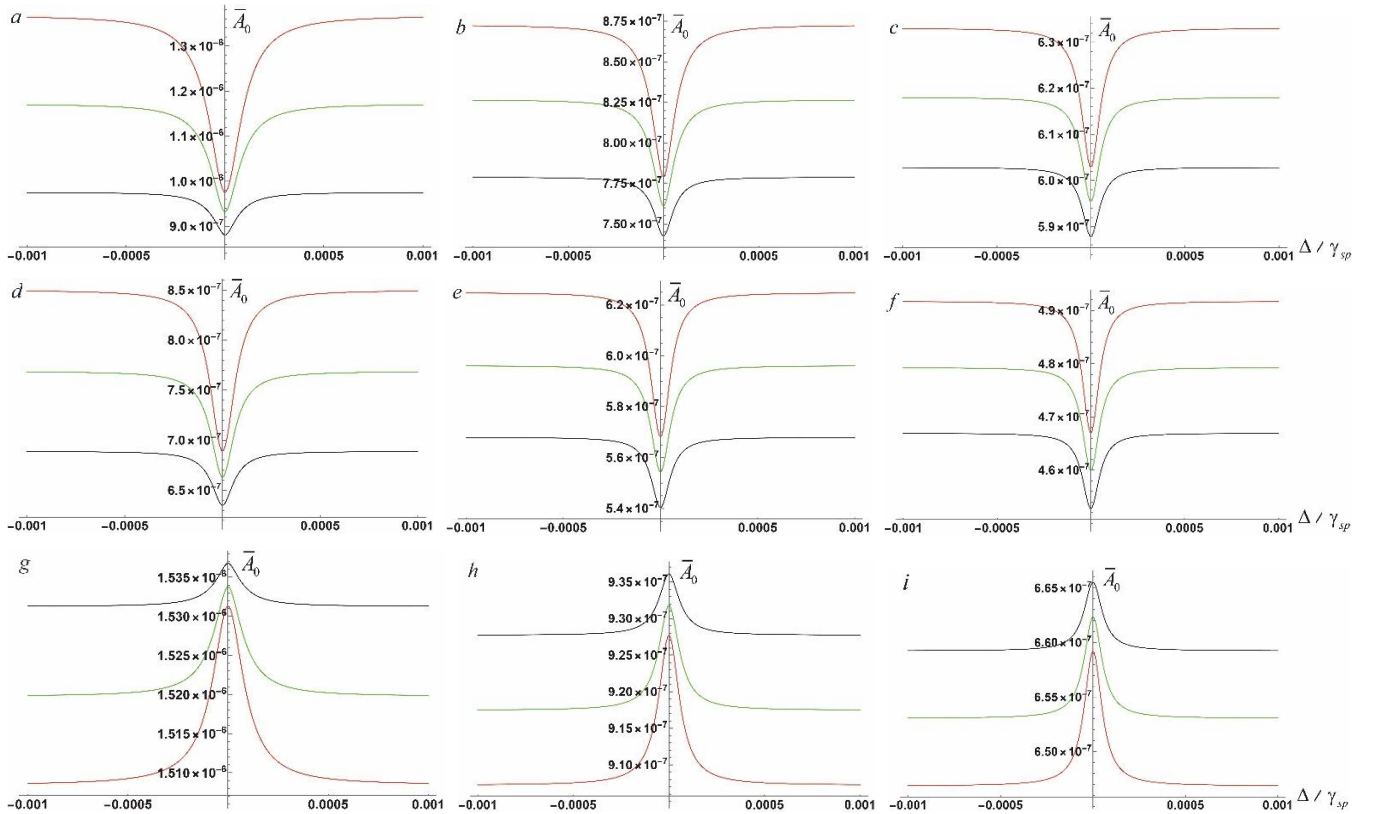


Рисунок 3 – Зависимость сигнала \bar{A}_0 (19) от разности частот волн $\Delta \equiv \omega_2 - \omega_1$ (в единицах γ_{sp}) в модели со спонтанным переносом анизотропии из возбужденного состояния в основное для

переходов (a) $F_g = 1 \rightarrow F_e = 1$, (b) $F_g = 2 \rightarrow F_e = 2$, (c) $F_g = 3 \rightarrow F_e = 3$, (d) $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1$, (e) $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2$, (f) $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3$, (g) $F_g = 1 \rightarrow F_e = 2$, (h) $F_g = 2 \rightarrow F_e = 3$ и (i) $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$ для $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 0$ (черные линии), $\varepsilon_1 = \pi/8$, $\varepsilon_2 = -\pi/8$ (зелёные линии) и $\varepsilon_1 = \pi/4$, $\varepsilon_2 = -\pi/4$ (красные линии). Другие параметры модели: $R_1 = R_2 = 0.01\gamma_{sp}$, $\omega_D = 52\gamma_{sp}$, $\gamma_{opt} = 0.5\gamma_{sp}$, $\Gamma_0 = 0.5 \cdot 10^{-4}\gamma_{sp}$, $\delta = 0$, $\phi = 0$.

На рисунках 3(a, b, c) и 3(d, e, f) приведены зависимости сигнала (19) от Δ для частных случаев переходов $F_g = F \rightarrow F_e = F$ и $F_g = F \rightarrow F_e = F - 1$, соответственно. Видно, что данные резонансы направлены вниз, и проявляется эффект ЭИП, поэтому переходы эти являются “тёмными”. В свою очередь, на рисунках 3(g, h, i) представлены аналогичные зависимости для частных случаев переходов $F_g = F \rightarrow F_e = F + 1$. В этом случае резонансы направлены вверх, то есть имеет место эффект ЭИА, в связи с чем данные переходы являются “яркими”. Однако, если спонтанный перенос анизотропии отсутствует (15), резонансы для переходов $F_g = 1 \rightarrow F_e = 2$ (рисунок 4a), $F_g = 2 \rightarrow F_e = 3$ (рисунок 4b), и $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$ (рисунок 4c) уже направлены вниз (по сравнению с резонансами на рисунке 3(g, h, i)), то есть формируются ЭИП резонансы. Таким образом, в модели атомарного газа эллиптичность волн не влияет на знак сверхузкого резонанса в двухчастотной конфигурации светового поля для сильных интенсивностей волн, и этот знак определяется только значениями угловых моментов F_g и F_e . При этом формирование резонанса ЭИА связано со спонтанным переносом анизотропии из возбужденного состояния в основное.

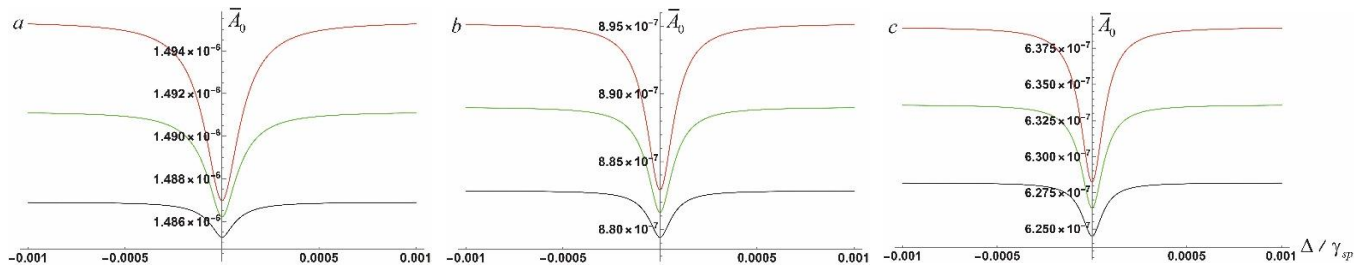


Рисунок 4 – Зависимость сигнала \bar{A}_0 (19) от разности частот волн $\Delta \equiv \omega_2 - \omega_1$ (в единицах γ_{sp}) в модели без спонтанного переноса анизотропии из возбужденного состояния в основное для переходов (a) $F_g = 1 \rightarrow F_e = 2$, (b) $F_g = 2 \rightarrow F_e = 3$ и (c) $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$ для $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 0$ (черные линии), $\varepsilon_1 = \pi/8$, $\varepsilon_2 = -\pi/8$ (зелёные линии) и $\varepsilon_1 = \pi/4$, $\varepsilon_2 = -\pi/4$ (красные линии). Другие параметры модели: $R_1 = R_2 = 0.01\gamma_{sp}$, $\omega_D = 52\gamma_{sp}$, $\gamma_{opt} = 0.5\gamma_{sp}$, $\Gamma_0 = 0.5 \cdot 10^{-4}\gamma_{sp}$, $\delta = 0$, $\phi = 0$.

Список литературы:

- [1] G. Alzetta, A. Gozzini, L. Moi, and G. Orriols, Nuovo Cim. B, vol. 36, pp. 5–20, 1976.
- [2] A.M. Akulshin, S. Barreiro, and A. Lezama, Phys. Rev. A, vol. 57, pp. 2996–3002, 1998.
- [3] E. Arimondo and G. Orriols, Lett. Nuovo Cim., vol. 17, pp. 333–338, 1976.

- [4] A.V. Taichenachev, A.M. Tumaikin, and V.I. Yudin, *Phys. Rev. A*, vol. 61, Art. 011802, 1999.
- [5] M. Merimaa, Th. Lindvall, I. Tittonen, and E. Ikonen, *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 20, pp. 273–279, 2003.
- [6] M.V. Balabas et al., *Phys. Rev. Lett.*, vol. 105, Art. 070801, 2010.
- [7] J. Vanier. *Appl. Phys. B*, vol. 81, pp. 421–442, 2005.
- [8] D. Brazhnikov et al., *Opt. Express*, vol. 27, Art. 36034, 2019.
- [9] A. Lezama, S. Barreiro, A.M. Akulshin, *Phys. Rev. A*, vol. 59, Art. 4732, 1999.
- [10] Y. Dancheva et al., *Opt. Commun.*, vol. 178, pp. 103–110, 2000.
- [11] C. Goren, A.D. Wilson-Gordon, M. Rosenbluh, and H. Friedmann, *Phys. Rev. A: At., Mol., Opt. Phys.*, vol. 69, Art. 053818, 2004.
- [12] E. Breschi, A. Weis, *Phys. Rev. A*, vol. 86, Art. 053427, 2012.
- [13] D.B. Lazebnyi et al., *JETP*, vol. 121, pp. 934–949, 2015.
- [14] D.V. Kovalenko et al., *Quantum Electron.*, vol. 50, pp. 571–575, 2020.
- [15] V.I. Yudin, A.V. Taichenachev, M.Yu. Basalaev, *Phys. Rev. A*, vol. 93, Art. 013820, 2016.

6. Эффект от использования кластера в достижении целей работы

Проведение теоретических расчетов, результаты которых представлены выше, фактически является невозможным на персональных компьютерах из-за большого объема требуемой памяти (используются матрицы больших размерностей) и чрезмерно долгого времени счета (используется численное интегрирование решения системы уравнений по времени и по максвелловскому распределению атомов по скоростям). Поэтому применения кластера, позволяющего проводить вычисления с высокой скоростью, является определяющим фактором для успешного выполнения настоящей работы.

7. Публикация, содержащая результаты работы

D.V. Kovalenko, M.Yu. Basalaev, V.I. Yudin, A.V. Taichenachev, "EIT/EIA Resonances Driven by the Light Field of Elliptically Polarized Waves", 2021 Joint Conference of the European Frequency and Time Forum and IEEE International Frequency Control Symposium (EFTF/IFCS), 2021, pp. 1-5.

DOI: 10.1109/EFTF/IFCS52194.2021.9604247.