Известия НАН Армении, Физика, т.54, №2, с.185–197 (2019)

УДК 535.39

СЕЛЕКТИВНОЕ ОТРАЖЕНИЕ В ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ ФАБРИ-ПЕРО В УСЛОВИЯХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНО-ИНДУЦИРОВАННОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ

Д.Н. ХАЧАТРЯН*, Г.Г. ГРИГОРЯН

Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак, Армения

*e-mail: khachatryan.ipr@gmail.com

(Поступила в редакцию 27 февраля 2019 г.)

Рассмотрено влияние теплового движения атомов щелочных металлов, находящихся в кювете с плоскопараллельными окнами, на формирование электромагнитно-индуцированной прозрачности в Λ-системе. Аналитически и численно исследовано решение совместной системы уравнений матрицы плотности и Максвелла. Получены спектры однократного и многократного отражения при различных оптических длинах и при различных параметрах взаимодействия.

1. Введение

Электромагнитно индуцированной прозрачности (ЭИП) посвящено огромное количество как экспериментальных, так и теоретических работ [1–3]. В основе ЭИП лежит явление квантовой интерференции между альтернативными путями возбуждения одного и того же уровня (см. Рис. 1), приводящее к формированию интерференционного окна прозрачности в области поглощения пробного поля. Помимо излучения накачки на основном переходе $|1\rangle-|3\rangle$, на смежном переходе действует «управляющее» резонансное поле. При условии когерентности этих двух полей, деструктивная интерференция между двумя каналами возбуждения среды может приводить к тому, что верхний уровень будет оставаться незаселенным, т. е. фактически к просветлению среды. При этом окно прозрачности образуется в области резонанса, в которой дисперсионные свойства среды проявляются наиболее сильно. Необычные дисперсионные свойства среды приводят к распространению света со сверхмедленной скоростью [4,5], существенно повышающей время взаимодействия атомов с полем, и возможности когерентного контроля над состоянием атома [6–8]. ЭИП получило широкое практическое применение в таких областях исследований как нелинейная оптика, лазерное охлаждение атомов, новые прецизионные методы магнитометрии и квантовая информатика.

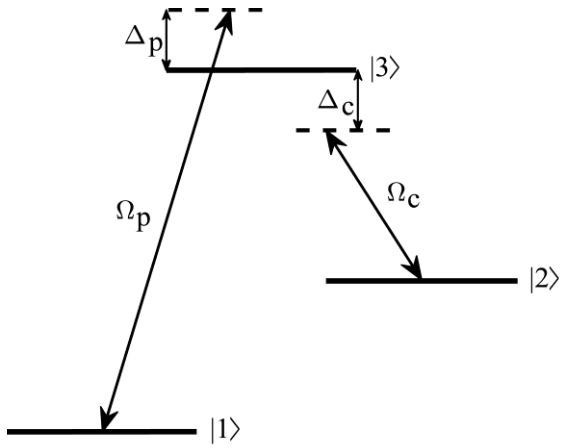

Рис.1. Схема атомных уровней в Λ-системе.

Несмотря на большое количество исследований ЭИП, влияние пространственной дисперсии, обусловленной существованием границ раздела среды, остается практически не изученным. Как известно [9], подобная пространственная дисперсия проявляется наиболее ярко в газовых средах из-за теплового движения атомов. Действительно, атомы, сталкиваясь с окном кюветы, теряют поляризацию. Таким образом, вблизи входного окна для атомов с положительной скоростью наведенный дипольный момент равен нулю, а для атомов с отрицательной скоростью – отличен от нуля. Вблизи выходного окна мы наблюдаем противоположную картину. Подобная селективность поляризации по знаку скорости вблизи окон приводит к субдоплеровской ширине в спектрах селективного отражения (т. е. отражения излучения от границы диэлектрик-атомарные пары, которое имеет ярко выраженную спектральную структуру на частотах атомных переходов) [10–12].

Как правило, при теоретическом рассмотрении задачи селективного отражения делается приближение заданного поля [13–15], при котором полностью пренебрегается поглощение электромагнитного излучения в атомарных полях. Самосогласованная задача исследована только численно [16,17].

В наших предыдущих работах [18,19] на примере двухуровневой среды была разработана относительно простая процедура вычисления спектров отражения, как с учетом реального поглощения в среде, так и с учетом процессов многократного отражения. Полученная в этих работах аналитическая модель основана на самосогласованном решении уравнений Максвелла и матрицы плотности для двухуровневой системы.

Целью настоящей работы является детальное теоретическое исследование электромагнитно-индуцированной прозрачности среды для атомарных паров щелочных металлов, находящихся в кювете с плоскопараллельными окнами.

В работе рассматривается одномерная задача, лазерное излучение предполагается монохроматической плоской волной, падающей по нормали к поверхности раздела. Дифракционными эффектами пренебрегается.

2. Формализм

Используя традиционные обозначения [20] представим поле лазерного излучения, падающего на первое окно, отраженное поле и поле, выходящее через второе окно в виде:

$$\begin{aligned} E_{inc} &= \mathrm{Re}\left\{E_0 \exp(-i(\omega t - kn_1 x))\right\}, \\ E_{ref} &= \mathrm{Re}\left\{E_R \exp(-i(\omega t + kn_1 x))\right\}, \\ E_{tr} &= \mathrm{Re}\left\{E_T \exp(-i(\omega t - kn_2 x + \phi))\right\}. \end{aligned} \tag{1}$$

Здесь $k = \omega / c$; $\phi = kL(1 - n_2)$, L – длина атомарной среды, $n_{1,2}$ – показатели преломления до первого окна и после второго, а фаза φ введена для удобства вычислений. Поле, распространяющееся в резонансной среде, и поляризацию среды представим в виде:

$$E_{med} = \mathrm{Re}\{E(x)\exp(-i\omega t)\}, \quad P_{med} = \mathrm{Re}\{P(x)\exp(-i\omega t)\}. \tag{2}$$

Из условия непрерывности полей и их производных на границе раздела имеем:

$$\begin{aligned} &E_0 + E_R = E(0), && E_T \exp(ikL) = E(L), \\ &ikn_1(E_0 - E_R) = \frac{dE(0)}{dx}, && ikn_2 E_T \exp(ikL) = \frac{dE(L)}{dx}. \end{aligned} \tag{3}$$

Амплитуда поля, распространяющегося в резонансной среде, $E(x)$ может быть определена из решения самосогласованной системы уравнений Максвелла и уравнений для матрицы плотности.

$$\begin{aligned} &\frac{d^2E(x)}{dx^2} - \frac{1}{c^2}\frac{d^2E(x)}{dt^2} = \frac{4\pi}{c^2}\frac{d^2\left\langle P(x,u)\right\rangle_u}{dt^2}, \\ &P(x,u) = N(u)Sp(\rho d), \\ &\frac{\partial\rho}{\partial t} + u\frac{\partial\rho}{\partial x} = -\frac{i}{\hbar}\left[\mathrm{H}\rho\right] + \Lambda. \end{aligned} \tag{4}$$

Здесь u – тепловая скорость атома, $N(u)$ – плотность распределения атомов по скоростям (которая в дальнейшем предполагается Максвелловским), d – дипольный момент атома на резонансном переходе, Н – гамильтониан взаимодействия, а Λ – диссипативная матрица, включающая в себя как радиационную ширину, так и столкновительную ширину, обусловленную резонансным и нерезонансным поперечниками столкновений, а также ширину лазера, $\langle ... \rangle_u$ – означает усреднение по скоростям атомов.

Корректными граничными условиями для поляризации среды являются следующие условия:

$$P(x=0,u>0)=0, \quad P(x=L,u<0)=0. \tag{5}$$

Выражения (4) и (5) инвариантны относительно одновременной заменим *u* на –*u*, и *x* на *L*–*x*, следовательно

$$P(x,u>0)=P(L-x,u<0). \tag{6}$$

В стационарном режиме уравнения для матрицы плотности рассматриваемой Λ-системы могут быть представлены в следующем виде:

$$\begin{aligned}
&u\frac{d}{dx}\rho_{11}=\gamma_1\rho_{33}-2\operatorname{Im}\left(\Omega_p^*\rho_{31}\right),\\
&u\frac{d}{dx}\rho_{22}=\gamma_2\rho_{33}-2\operatorname{Im}\left(\Omega_c^*\rho_{32}\right),\\
&u\frac{d}{dx}\rho_{33}=-\left(\gamma_1+\gamma_2\right)\rho_{33}+2\operatorname{Im}\left(\Omega_p\rho_{31}\right)+2\operatorname{Im}\left(\Omega_c^*\rho_{31}\right),\\
&u\frac{d}{dx}\rho_{31}=-\left(\Gamma_1+i\Delta_p\right)\ \rho_{31}+i\Omega_p\left(\rho_{11}-\rho_{33}\right)+i\Omega_c\rho_{21},\\
&u\frac{d}{dx}\rho_{32}=-\left(\Gamma_2+i\Delta_c\right)\rho_{32}+i\Omega_c\left(\rho_{22}-\rho_{33}\right)+i\Omega_p\rho_{12},\\
&u\frac{d}{dx}\rho_{21}=-(\gamma_c+i\delta)\rho_{21}-i\Omega_p\rho_{23}+i\Omega_{c1}^*\rho_{31},
\end{aligned} \tag{7}$$

где γ_1 и γ_2 – скорости спонтанной релаксации с уровня 3 на уровни 1 и 2 соответственно, $\Gamma_{1,2}$ – поперечная релаксация между уровнями 1–3 и 2–3, соответственно, обусловленная спонтанными распадами γ_1 и γ_2, а также столкновениями атомов γ_{cm}, γ_c – скорость распада когерентности ρ_{21}, $\Omega_{p,c}$ – частоты Раби взаимодействующих полей на переходах $|1\rangle\to|3\rangle$ и $|1\rangle\to|3\rangle$, $\Delta_p=\omega_{31}-\omega_p$ и $\Delta_c=\omega_{32}-\omega_c$ – однофотонные расстройки от резонанса, $\delta=\Delta_p-\Delta_c$ – двухфотонная расстройка.

Таким образом, даже в стационарном режиме у нас остается система дифференциальных уравнений. Зависимость матрицы плотности от пространственной координаты обусловлена наличием стенок, ограничивающих резонансную среду, т. е. неоднородностью среды (пространственной дисперсией). Для формирования полностью стационарного режима атомы должны «забыть» о наличии стенок, т. е. пролететь достаточно большое расстояние. Это расстояние может быть оценено следующей формулой

$$\gamma_{1,2}x/\langle u\rangle>>1, \tag{8}$$

т. е. среднее время пролета расстояния x должно быть много больше времени спонтанных распадов.

3. Решение уравнений матрицы плотности

При решении системы дифференциальных уравнений (7) ограничимся линейным по пробному полю приближением и приближением заданной накачки по управляющему полю. Заданное управляющее поле представим в виде $\Omega_c \exp(ik_c x)$. Тогда систему уравнений (7) можно разбить на две независимые подсистемы.

Первая система уравнений получается из (7) при $\Omega_p = 0$.

$$u\frac{d}{dx}\rho_{11} = \gamma_1\rho_{33},$$
$$u\frac{d}{dx}\rho_{22} = \gamma_2\rho_{33} - 2\,\mathrm{Im}\left(\Omega_c\rho_{32}\right), \tag{9}$$
$$u\frac{d}{dx}\rho_{32} = -\left(\Gamma_2 + i\Delta_c - ik_c u\right)\rho_{32} + i\Omega_c\left(2\rho_{22} + \rho_{11} - 1\right).$$

Решая эту систему дифференциальных уравнений с постоянными коэффициентами и подставляя найденные функции в оставшиеся два уравнения, получаем вторую систему уравнений:

$$u\frac{d}{dx}\rho_{31} = -\left(\Gamma_1 + i\Delta_p\right)\ \rho_{31} + i\Omega_p\left(2\rho_{11} + \rho_{22} - 1\right) + i\Omega_c\rho_{21},$$
$$u\frac{d}{dx}\rho_{21} = -(\gamma_c + i\delta - k_c u)\rho_{21} - i\Omega_p\rho_{23} + i\Omega_{c1}^{*}\rho_{31}. \tag{10}$$

Граничные условия для обеих систем различны для атомов с положительными и отрицательными скоростями (см. выражение (5)). Атомы с положительными скоростями – это атомы, отлетающие от стенки и при $x = 0$ они должны находится в равновесном состоянии. А атомы, налетающие на стенку, т. е. атомы с отрицательными скоростями, уже провзаимодействовали с полем. Если длина кювета L удовлетворяет условию (8), то для атомов с отрицательными скоростями при решении системы уравнений (9) в качестве граничных условий при $x = 0$ может быть использовано стационарное решение для двухуровневой системы с затуханием на дополнительный уровень (в нашем случае уровень 1), а именно

$$\rho_{11}(x = 0, t \to \infty) = 1,$$
$$\rho_{ij}(x = 0, t \to \infty) = 0,\ \text{при}\ i, j \neq 1. \tag{11}$$

А для системы (10) корректными граничными условиями для атомов с отрицательными скоростями являются условия

$$
\begin{aligned}
&\rho_{31}(x=L, t\to\infty)=0,\\
&\rho_{21}(x=L, t\to\infty)=0.
\end{aligned}
\tag{12}
$$

Решая дифференциальные уравнения с заданными граничными условиями получаем для атомов с отрицательными скоростями

$$
\begin{aligned}
\rho_{31}(x) &= i\int_x^L \Omega_p(\tau)\chi(x-\tau)d\tau,\\
\rho_{21}(x) &= \Omega_c\int_x^L \Omega_p(\tau)\chi_1(x-\tau)d\tau.
\end{aligned}
\tag{13}
$$

Здесь функции $\chi(x)$ и $\chi_1(x)$ определяются следующими выражениями

$$
\begin{aligned}
\chi(x) &= \frac{p_1u+\gamma_c+i\delta-k_cu}{u^2(p_1-p_2)}e^{p_1x}-\frac{p_2u+\gamma_c+i\delta-k_cu}{u^2(p_1-p_2)}e^{p_2x},\\
\chi_1(x) &= \frac{e^{p_1x}}{u^2(p_1-p_2)}-\frac{e^{p_2x}}{u^2(p_1-p_2)}.
\end{aligned}
\tag{14}
$$

Входящие в (14) параметры p_1 и p_2 являются корнями квадратного уравнения

$$
\left(up+\Gamma_1+i\Delta\right)\left(up+\gamma_c+i\left(\delta-k_cu\right)\right)+\Omega_c^2=0. \tag{15}
$$

Для атомов с положительными скоростями получаем аналогичные выражения при замене в (13) L на 0 в пределах интегрирования.

Как следует из полученных выражений когерентности среды ρ_{31}, ρ_{21} в результате теплового движения атомов и наличия границ среды существенно зависят от x (пространственная дисперсия).

4. Решение уравнений Максвелла

Вычисляя с помощью полученной матрицы плотности поляризацию среды и подставляя ее в уравнение Максвелла, получаем интегро-дифференциальное уравнение, аналитическое решение которого в общем случае затруднительно

$$
\begin{aligned}
&\frac{d^2E(x)}{dx^2}+k^2E(x)\\
&=-4\pi k^2q^2\left\{\int_0^x E(y)\langle\chi(x-y)\rangle_{u>0}dy+\int_L^x E(y)\langle\chi(x-y)\rangle_{u<0}dy\right\},
\end{aligned}
\tag{16}
$$

где $q=N\left|d_{13}\right|^2/\hbar$.

Однако, как было показано в работах [19,20], для нахождения коэффициентов отражения $R=\left|E_R/E_0\right|^2$ достаточно определить только асимптотическое решение при $x\to L$. Действительно, четыре уравнения (3) связывают шесть неизвестных величин. Следовательно, если мы можем выразить две из них (а именно $E(L)$ и $dE(L)/dx$) через две другие ($E(0)$ и $dE(0)/dx$), то коэффициент R определится из условий (3). Вклад от второго интеграла в уравнении (13) в асимптотическое решение пренебрежимо мал и нам достаточно решить следующее дисперсионное уравнение, в которое входит усреднение только по положительным скоростям:

$$\frac{d^2E(x)}{dx^2}+k^2E(x)=-4\pi k^2 q\int_0^x E(y)<\chi(x-y)>_{u>0}dy. \tag{17}$$

Для решения уравнения (17) можно воспользоваться преобразованием Лапласа. В Лапласовских образах решение выглядит следующим образом:

$$\tilde{E}(s)=\frac{sE(0)+dE(0)/dx}{s^2+k^2(1+4\pi q\tilde{\chi}(s))}, \tag{18}$$

где функция $\tilde{\chi}(s)$ является Лапласовским образом функции $\chi(x)$, определенной в (14)

$$\tilde{\chi}(s)=iq\frac{us+\gamma_c+i(\delta-k_c u)}{(us+(\Gamma_1+i\Delta))(us+\gamma_c+i(\delta-k_c u)+\left|\Omega_c\right|^2)}. \tag{19}$$

Используя выражение (19), поле в области около выходного окна может быть представлено как сумма двух волн:

$$E(L)=\frac{1}{s_2-s_1}\left\{(s_2E(0)+dE(0)/dx)e^{s_2L}-(s_1E(0)+dE(0)/dx)e^{s_1L}\right\}. \tag{20}$$

Здесь $s_{1,2}$ являются корнями уравнения

$$s^2+k^2(1+4\pi\tilde{\chi}(s))=0. \tag{21}$$

Используя формулы (3) и (20), можно окончательно вычислить коэффициент отражения резонансной среды в условиях электромагнитно-индуцированной прозрачности.

$$R=\left|\frac{r_1(s_1)-Ae^{\Phi}r_2(s_2)}{1-Ae^{\Phi}r_1(s_2)r_2(s_2)}\right|^2, \tag{22}$$

где введены следующие обозначения:

$$r_1(s)=\frac{n_1-n(s)}{n_1+n(s)},\qquad r_2(s)=\frac{n_2-n(s)}{n_2+n(s)},$$
$$\Phi=ikL(n(s_1)+n(s_2)),\quad A=\frac{(n_1+n(s_2))(n_2+n(s_2))}{(n_1+n(s_1))(n_2+n(s_1))}, \tag{23}$$

где $n(s)=1+2\pi\tilde{\chi}(s)$.

В разреженных средах, когда параметр связи q мал (что соответствует случаю, когда однородная ширина линии много меньше доплеровской), параметры $s_{1,2}$ можно вычислить с необходимой степенью точности используя простую итерационную процедуру, детально рассмотренную в [19].

$$
\begin{aligned}
s_1^{(n)} &= -ik(1+2\pi\tilde{\chi}(s_1^{n-1})) = -ikn(s_1^{n-1}),\\
s_2^{(n)} &= ik(1+2\pi\tilde{\chi}(s_2^{n-1})) = ikn(s_2^{n-1}).
\end{aligned} \tag{24}
$$

Сходимость итерационной процедуры продемонстрирована на Рис.2. Как следует из численных расчетов при различных параметрах разница между нулевой и первой итерацией весьма существенна, в то время как между третьей и четвертой становится пренебрежимо мала.

Отметим, что учет первой итерации и последующих соответствует учету реального поглощения в среде, при этом в литературе, как правило, используется только нулевая итерация (см, например, [13]).

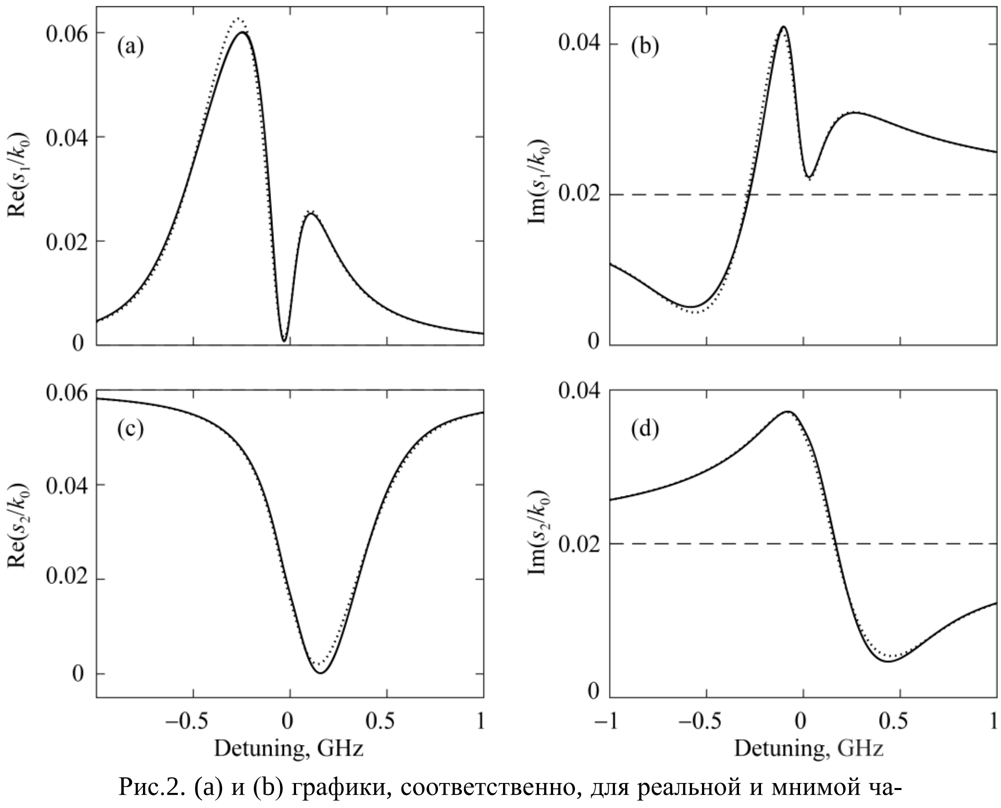

Рис.2. (a) и (b) графики, соответственно, для реальной и мнимой части s_1, а (c) и (d) для s_2, нормированные на $k_0 = \omega_{31}/c$. Пунктирные горизонтальные линии соответствуют нулевой итерации, точечные – первой итерации, а сплошные соответствуют второй и третьей итерации, которые из-за сходимости итерационного процесса совпадают. Параметры: Γ_1 = 400 МГц, $\gamma_c = 4\times10^{-3}$ МГц, $N = 4\times10^{14}$ см$^{-3}$, $\Omega_c = 3\times10^{-2}$ МГц.

Как было показано в работе [19], s_1 и s_2 сами по себе не имеют физического смысла, эффективным комплексным показателем преломление среды является величина $n_{\text{eff}} = (n(s_1) + n(s_2))/2$, а в спектрах однократного отражения работает только величина $n(s_1)$, что и приводит к субдоплеровской структуре этих спектров. Графики для $n(s_1)$ и n_{eff} приведены на Рис. 3.

Как видно из Рис.3a,b, эффективный показатель преломления демонстрирует дисперсионную форму и профиль поглощения ЭИП. Остаточное поглощение определяется величиной γ_c, которая в разреженных средах обусловлена, в основном, столкновениями с окнами кюветы и обратно пропорциональна параметру, определяемому неравенством (8).

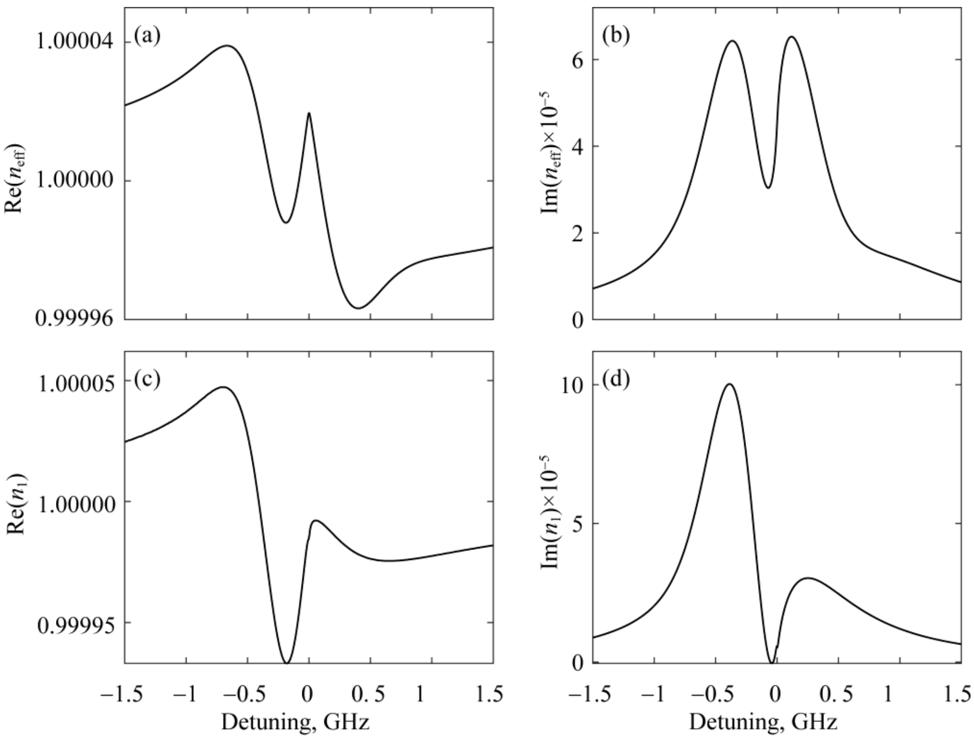

Рис.3. (a) и (b) графики для реальной и мнимой части n_{eff}, (c) и (d) графики для реальной и мнимой части $n(s_1)$. Параметры: Γ_1 = 20 МГц, $\gamma_c = 4\times10^{-3}$ МГц, $N = 1\times10^{12}$ см$^{-3}$, $\Omega_c = 6\times10^{-2}$ МГц.

5. Спектры однократного и многократного отражения

При исследовании спектров отражения ограничимся случаем неколлинеарного распространения полей (то есть случаем $k_c < 0$). Отметим, что такой режим распространения считается наиболее неблагоприятным для ЭИП в газовых средах из-за доплеровского уширения линий. На Рис.4 приведены графики спектров однократного отражения при различных значениях γ_c.

Как следует из этого рисунка, чувствительность коэффициента отражения к параметру γ_c, который характеризует время распада когерентности нижних подуровней, очень высока. С увеличением γ_c дисперсионная структура начинает искажаться и полностью пропадает уже при значениях 0.1МГц.

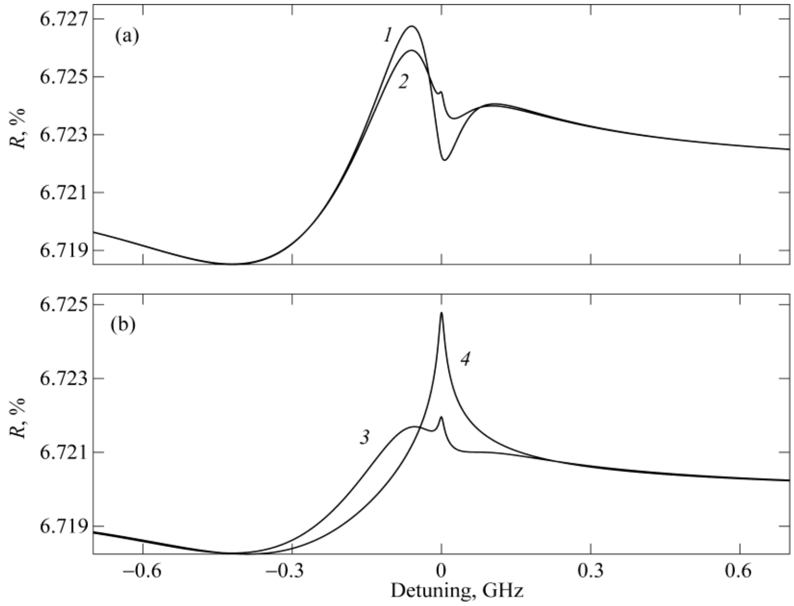

Рис.4. Однократное отражение при ЭИП для разных значений γ_c. 1 – γ_c = 10^{-3} МГц, 2 – γ_c = 5×10^{-3} МГц, 3 – γ_c = 9×10^{-3} МГц, 4 – γ_c = 0.1 МГц. Остальные параметры: Γ_1 = 20 МГц, N = 1×10^{12} см$^{-3}$, Ω_c = 3×10^{-2} МГц.

Анализ спектров многократного отражения показывает, что помимо осцилляций резонатора Фабри-Перо на крыльях резонанса, в области вблизи резонанса также возникает интерференционная структура, обусловленная ЭИП (см. Рис. 5).

На вставке Рис.5 показан профиль спектра в окне прозрачности ЭИП. Отметим, что если бы не было окна прозрачности ЭИП, поле Ω_p при выбранных параметрах поглотилось бы не дойдя до второй стенки (в чем можно убедиться из графиков селективного отражения без ЭИП при похожих параметрах среды, как, например, в [19,21]). Полученная структура отличается от спектра однократного отражения, приведенного на Рис. 4, и является результатом многократного отражения. Естественно предположить, что интерференционный профиль спектра вблизи резонанса должен зависеть от оптической длины резонатора. На Рис.6 приведены спектры отражения для разных длин кюветы при фиксированной плотности среды.

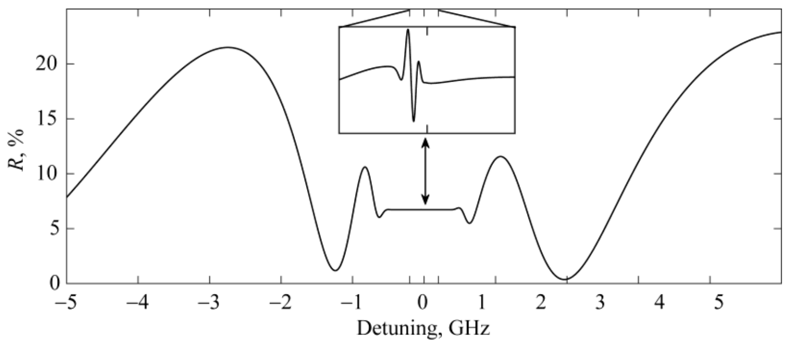

Рис.5. Спектр отражения от резонатора Фабри-Перо. В вставке увеличенная область резонанса от значений –0.2 МГц до 0.2 МГц. Параметры: Γ_1 = 20 МГц, $\gamma_c = 10^{-3}$ МГц, $N = 1{\times}10^{12}$ см$^{-3}$, $\Omega_c = 3{\times}10^{-2}$ МГц, L = 1 см.

Как видно из Рис.6, окно прозрачности имеет сдвиг от двухфотонного резонанса, соответствующего нулевому значению расстройки. Это обусловлено тем, что расстройка δ в уравнении (19) получает сдвиг, который равен $-k_c u$. В зависимости от знака k_c мы можем получить сдвиг влево или вправо от резонансной частоты. В рассматриваемом случае k_c выбрано отрицательной величиной, что и приводит к сдвигу в красную сторону от двухфотонного резонанса.

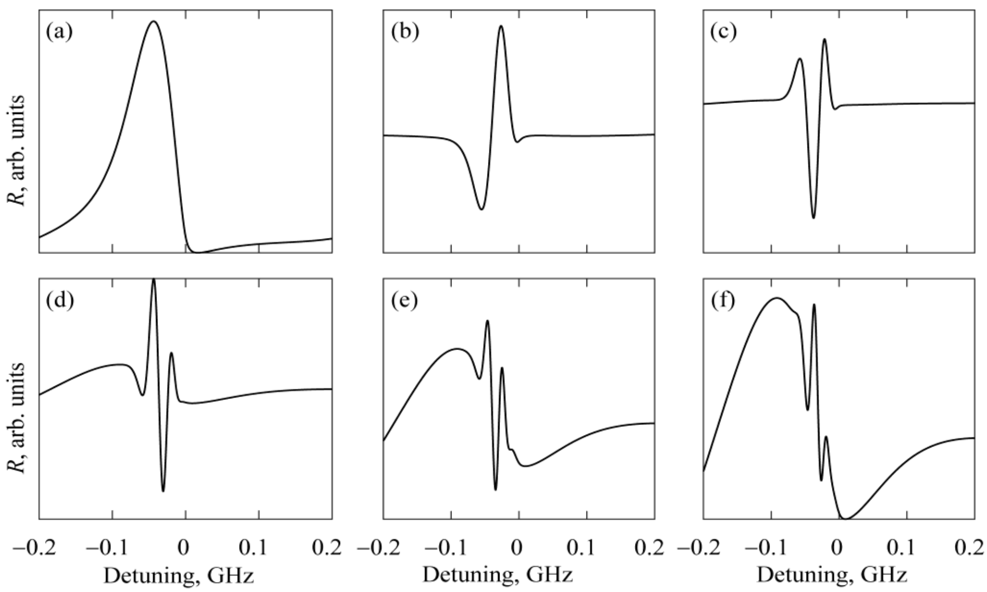

Рис.6. Зависимость спектра отражения от длины среды: (a–f) – L = 0.1, 0.4, 0.7, 1, 1.2, 1.3 см. Для (b–f) максимальное значение R изменяется вблизи R = 6.7 %, а для случая (a) возрастает до 14%. Остальные параметры те же, что и на Рис. 5.

6. Заключение

В работе исследуется влияние пространственной дисперсии, обусловленной тепловым движением атомов в трехуровневой среде, заполняющей интерферометр Фабри-Перо, при взаимодействии с двумя лазерными импульсами, действующими на смежных переходах. В линейном по пробному полю приближении получено нестационарное решение уравнений для матрицы плотности и определена поляризация среды, существенно зависящая от длины распространения. Из уравнений Максвелла с помощью итерационной процедуры построено асимптотическое решение для поля вблизи выходного окна. Вычислен коэффициент отражения, который, как правило, измеряется в экспериментах. Спектры отражения проанализированы в режиме встречного распространения пробного и управляющего полей. Показано, что дисперсионные свойства среды с электромагнитно-индуцированной прозрачностью хорошо проявляются в спектрах однократного отражения. Получены графики многократного отражения, в которых продемонстрировано формирование окна прозрачности. Показана сильная зависимость спектров селективного отражения от параметра γ_c, характеризующего скорость разрушения когерентности нижних подуровней и оптической длины кюветы. Продемонстрированная чувствительность спектров к оптической длине может найти практическое применение для детектирования примесей в газовых смесях.

Исследование выполнено в рамках ГКН МОН Армении, проект № SCS 18A-1c26.

ЛИТЕРАТУРА

1. **M. Fleischhauer, A. Imamoglu, J.P. Marangos.** Rev. Mod. Phys, **77**, 633 (2005).
2. **M.O. Scully, M.S. Zubairy.** Quantum Optics. Cambridge, Cambridge University Press, 1997.
3. **S.E.Harris.** Physics Today, **50**, 36 (1997).
4. **L.V. Hau, S.E. Harris, Z. Dutton, C.H. Behroozi.** Nature, **397**, 594 (1999).
5. **M.M. Kash, V.A. Sautenkov, A.S. Zibrov, L. Hollberg, G.R. Welch, M.D. Lukin, Y. Rostovtsev, E.S. Fry, M.O. Scully.** Phys. Rev. Lett., **82**, 5229 (1999).
6. **N.V. Vitanov, A.A. Rangelov, B.W. Shore, K. Bergmann.** Rev. Mod. Phys., **89**, 015006 (2017).
7. **P. Kral, I. Thanopulos, M. Shapiro.** Rev. Mod. Phys., **79**, 53 (2007).
8. **S.E. Harris, J. E. Field, A. Kasapi.** Phys. Rev. A, **46**, R29(R) (1992).
9. **Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц.** Электродинамика сплошных сред, Москва, Физматлит (2005).
10. **J.-L. Cojan.** Ann. Phys., **12**, 385 (1954).
11. **A.D. Sargsyan, G.T. Hakhumyan, A.S. Sarkisyan, A.O. Amiryan, D. Sarkisyan.** J. Contemp. Phys., **51**, 312 (2016).

12. **A.D. Sargsyan, A.S. Sarkisyan, D.H. Sarkisyan.** J. Contemp. Phys., **53**, 301 (2018).
13. **T.A. Vartanyan, D. L. Lin.** Phys. Rev. A, **51**, 1959 (1995).
14. **B. Zambon, G. Nienhuis.** Opt. Commun., **143**, 308 (1997).
15. **G. Dutier, S. Saltiel, D. Bloch, M. Ducloy.** JOSA B, **20**, 793 (2003).
16. **J. Guo, A. Gallagher, J. Cooper.** Phys. Rev. A, **53**, 1130 (1996).
17. **P. Wang, A. Gallagher, J. Cooper.** Phys. Rev. A, **56**, 1598 (1997).
18. **A. Papoyan, S. Shmavonyan, D. Khachatryan, G. Grigoryan.** JOSA B, **34**, 877 (2017).
19. **D. Khachatryan.** Opt. Commun., **436**, 76 (2019).
20. **A. Badalyan, V. Chaltykyan, G. Grigoryan, A. Papoyan, S. Shmavonyan, M. Movsessian.** Eur. Phys. J. D, **37**, 157 (2006).
21. **D. Bloch, M. Ducloy.** Advances In Atomic, Molecular, and Optical Physics, chapter Atom-wall interaction. Amsterdam, Elsevier, 2005.

ՍԵԼԵԿՏԻՎ ԱՆԴՐԱԴԱՐՁՈՒՄԸ ՖԱԲՐԻ-ՊԵՐՈ ԻՆՏԵՐՖԵՐՈՄԵՏՐԻՑ ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆՈՐԵՆ ՄԱԿԱԾՎԱԾ ԹԱՓԱՆՑԻԿՈՒԹՅԱՆ ՊԱՅՄԱՆՆԵՐՈՒՄ

Դ.Ն. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ, Գ.Հ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ

Դիտարկվել է զուգահեռ ապակիներով բջջի մեջ գտնվող ալկալի մետաղների ատոմների ջերմային շարժման ազդեցությունը Λ-համակարգում էլեկտրամագնիսա-կանորեն մակածված թափանցիկության առաջացման վրա: Անալիտիկորեն և թվային հաշվարկներով ուսումնասիրված է խտության մատրիցայի և Մաքսվելի միավորված հավասարումների համակարգը: Ստացվել են տարբեր օպտիկական երկարությունների և տարբեր փոխազդեցության պարամետրերի դեպքում եզակի և բազմակի անդրադարձման սպեկտրեր:

SELECTIVE REFLECTION FOR A FABRY-PEROT INTERFEROMETER IN PRESENCE OF ELECTROMAGNETICALLY INDUCED TRANSPARENCY

D.N. KHACHATRYAN, G.G. GRIGORYAN

The influence of thermal motion of atoms of alkali metals filled in a cell with parallel windows on formation of electromagnetically induced transparency in Λ-system was examined. Combined system of equations of density matrix and Maxwell was studied analytically and numerically. Spectra of single and multiple reflections for different optical distances and for different parameters of interaction was obtained.