

СПЕКТРОСКОПИЯ ПРОБНОГО ПОЛЯ В ДВУХУРОВНЕВЫХ СИСТЕМАХ В УСЛОВИЯХ ПРОИЗВОЛЬНОЙ ФАЗОВОЙ ПАМЯТИ ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ

*А. И. Пархоменко**, *А. М. Шалагин***

*Институт автоматики и электрометрии Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 21 июня 2004 г.

Теоретически исследован спектр поглощения (усиления) слабого зондирующего поля двухуровневыми атомами, находящимися в сильном резонансном лазерном поле и испытывающими столкновения с атомами буферного газа. Анализ проведен для систем с малым доплеровским уширением при относительно слабом ограничении на интенсивность сильного поля для общего случая произвольного изменения фазы наведенного излучением дипольного момента при упругих столкновениях частиц газа. Показано, что, несмотря на однородный характер уширения линии поглощения, спектр пробного поля обладает ярко выраженной анизотропией по отношению к взаимной ориентации волновых векторов сильного и пробного излучений. Установлено, что ширина резонансов в спектре пробного поля в определенных (легко создаваемых в эксперименте) условиях пропорциональна коэффициенту диффузии взаимодействующих с излучением атомов. Этот факт может служить основой спектроскопического метода измерения транспортных частот столкновений поглощающих излучение частиц с буферными. Показано, что эффекты фазовой памяти при столкновениях приводят к сильной качественной и количественной модификации спектра пробного поля. Предложены простые рабочие формулы для спектра пробного поля, которые удобно использовать при обработке экспериментальных данных.

PACS: 42.50.Gy, 42.50.Hz, 42.62.Fi

1. ВВЕДЕНИЕ

Метод пробного поля, разработанный в 1970-х годах, является одним из наиболее распространенных и эффективных методов нелинейной спектроскопии [1–3]. Суть метода состоит в том, что слабое (пробное) поле «зондирует» структуру состояний атома, возмущенных сильным полем. Возможность изменения частоты, поляризации и направления распространения пробного поля делает этот метод мощным инструментом исследования разнообразных релаксационных процессов.

Изучение взаимодействия слабого поля с атомами, находящимися в сильном резонансном лазерном поле, вызывает интерес исследователей также и в связи с возможностью получения безынервного усиления излучения. Возможность безынервного усиления излучения предсказана в 1961 г. [4]. В

работе [4] рассматривалось взаимодействие пробного поля с двухуровневыми атомами, возмущенными сильным лазерным полем. Оказалось, что в некотором интервале частот пробное поле не поглощается, а усиливается безынервной средой. Причиной возникновения безынервного усиления в данном случае являются нелинейные интерференционные эффекты¹⁾ [1]. Предсказанный в [4] эффект безынервного усиления двухуровневыми атомами исследовался затем во многих теоретических работах [5–11] и наблюдался экспериментально в радиодиапазоне [12, 13] и в оптической области спектра [14, 15].

В теоретических работах взаимодействие пробного поля с атомами исследовалось при тех или иных

*E-mail: par@iae.nsk.su

**E-mail: shalagin@iae.nsk.su

¹⁾ Когерентные нелинейные явления в атомах, обусловленные корреляцией квантовых состояний, вызванной внешним полем, получили название нелинейных интерференционных эффектов [1].

допущениях и приближениях: расчеты выполнены либо в рамках теории возмущений по интенсивности сильного лазерного излучения, либо в пренебрежении движением и столкновениями атомов. Вместе с тем для интерпретации современных экспериментальных данных требуется выход за рамки теории возмущений по интенсивности сильного поля и последовательный учет столкновений атомов.

В настоящей работе теоретически исследован спектр поглощения (усиления) пробного поля двухуровневыми атомами, находящимися в сильном резонансном лазерном поле и испытывающими столкновения с атомами буферного газа. Анализ проведен при относительно слабом ограничении на интенсивность сильного поля для общего случая произвольного изменения (от полного сбоя до полного сохранения) фазы наведенного излучением дипольного момента при упругих столкновениях частиц газа (столкновения, сохраняющие фазу, приводят, как известно, к эффекту Дикке сужения спектральных линий [1, 2]). Рассмотрен случай слабоселективного по скоростям взаимодействия атомов с излучением, соответствующий малому доплеровскому уширению по сравнению с суммой частоты столкновений и скорости радиационной релаксации. Это позволило применить простой метод расчета, основанный на процедуре усреднения по скоростям в самих кинетических уравнениях для матрицы плотности. В итоге получены уравнения, совпадающие с соответствующей системой уравнений для покоящихся частиц с точностью до переопределения констант релаксации, в котором отражено движение частиц по диффузионному закону.

Учет движения атомов при малом доплеровском уширении, казалось бы, должен приводить лишь к небольшим поправкам к спектру пробного поля. Тем не менее оказывается, что даже при малом доплеровском уширении учет движения атомов совершенно необходим, так как он приводит к неожиданно резкой качественной и количественной (на порядки) трансформации спектра пробного поля. Теоретическому исследованию этой неожиданно резкой трансформации спектра пробного поля посвящена данная работа.

2. ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Пусть двухуровневый атом находится во внешнем электромагнитном поле \mathcal{E} , представленном сильной и слабой бегущими волнами, резонансными перехода $m-n$ между основным (n) и возбужденным (m) уровнями:

$$\mathcal{E} = \frac{1}{2} \left\{ \mathbf{E} \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - i\omega t) + \mathbf{E}_\mu \exp(i\mathbf{k}_\mu \cdot \mathbf{r} - i\omega_\mu t - \varphi_0) \right\} + \text{с.с.} \quad (1)$$

Величины с индексом μ характеризуют слабое (пробное) поле; ω , ω_μ и \mathbf{k} , \mathbf{k}_μ — частоты и волновые векторы соответствующих волн; φ_0 — фазовый сдвиг пробного поля по отношению к сильному. В резонансном приближении взаимодействие излучения с двухуровневыми частицами описывается следующими кинетическими уравнениями для матрицы плотности [1]:

$$\begin{aligned} \left[\frac{d}{dt} + \Gamma_m \right] \rho_m(\mathbf{v}) &= S[\rho_m(\mathbf{v})] - \\ &- 2 \operatorname{Re} \left\{ i [G^* + G_\mu^* \exp(-i\varphi)] \rho_{mn}(\mathbf{v}) \right\}, \\ \frac{d}{dt} \rho_n(\mathbf{v}) &= \Gamma_m \rho_m(\mathbf{v}) + S[\rho_n(\mathbf{v})] + \\ &+ 2 \operatorname{Re} \left\{ i [G^* + G_\mu^* \exp(-i\varphi)] \rho_{mn}(\mathbf{v}) \right\}, \\ \left[\frac{d}{dt} + \frac{\Gamma_m}{2} - i(\Omega_0 - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}) \right] \rho_{mn}(\mathbf{v}) &= \\ &= S[\rho_{mn}(\mathbf{v})] + i [G + G_\mu \exp(i\varphi)] [\rho_n(\mathbf{v}) - \rho_m(\mathbf{v})], \end{aligned} \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned} \varphi &= \mathbf{q} \cdot \mathbf{r} - \varepsilon t - \varphi_0, \quad \mathbf{q} = \mathbf{k}_\mu - \mathbf{k}, \\ \varepsilon &= \omega_\mu - \omega, \quad \Omega_0 = \omega - \omega_{mn}, \\ G &= \frac{d_{mn} E}{2\hbar}, \quad G_\mu = \frac{d_{m\mu} E_\mu}{2\hbar}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь $\rho_i(\mathbf{v})$ — распределение частиц по скоростям на уровне i ($i = m, n$); $S[\rho_i(\mathbf{v})]$ и $S[\rho_{mn}(\mathbf{v})]$ — интегралы столкновений; Γ_m — скорость спонтанного распада возбужденного уровня m ; d_{mn} — матричный элемент дипольного момента перехода $m-n$; ω_{mn} — частота перехода $m-n$.

Для интегралов столкновений в (2) будем использовать модель сильных столкновений [1]:

$$\begin{aligned} S[\rho_i(\mathbf{v})] &= -\nu_i \rho_i(\mathbf{v}) + \nu_i \rho_i W(\mathbf{v}), \\ \rho_i &\equiv \int \rho_i(\mathbf{v}) d\mathbf{v}, \quad i = m, n, \\ S[\rho_{mn}(\mathbf{v})] &= -\nu \rho_{mn}(\mathbf{v}) + \tilde{\nu} \rho_{mn} W(\mathbf{v}), \\ \rho_{mn} &\equiv \int \rho_{mn}(\mathbf{v}) d\mathbf{v}, \end{aligned} \quad (4)$$

где $W(\mathbf{v})$ — максвелловское распределение по скоростям, ν_m и ν_n — частоты столкновений поглощающих частиц в возбужденном и основном состояниях с буферными частицами, ν и $\tilde{\nu}$ — «недиагональные» частоты «ухода» и «прихода», являющиеся в общем случае комплексными величинами. Величины ν_i ($i = m, n$) связаны соотношением $D_i = v_T^2 / 2\nu_i$

с коэффициентом диффузии D_i частиц в состоянии i , где v_T — наиболее вероятная скорость поглощающих частиц [16]. Случаю отсутствия фазовой памяти при столкновениях соответствует

$$\tilde{\nu} = 0. \quad (5)$$

В случае полной фазовой памяти при столкновениях частоты ухода ν и прихода $\tilde{\nu}$ вещественны и равны между собой [1]:

$$\tilde{\nu} = \nu = \nu_m = \nu_n. \quad (6)$$

Далее ради упрощения задачи мы ограничимся рассмотрением случая слабого различия транспортных частот столкновений:

$$\frac{|\nu_m - \nu_n|}{\nu_n} \ll 1. \quad (7)$$

При этом условии частоты столкновений ν_m, ν_n можно заменить на среднюю транспортную частоту

$$\bar{\nu} = \frac{\nu_m + \nu_n}{2}. \quad (8)$$

Отметим, что в рамках условия (7) можно рассматривать столкновения любых типов: как сохраняющих фазу наведенного излучением дипольного момента, так и вызывающих сильный сбой фазы. Действительно, оценки в модели взаимодействия твердых сфер показывают (см. Заключение), что эффекты фазовой памяти могут проявляться при условии достаточно слабого различия транспортных частот столкновений, не превышающего нескольких процентов. Условие же (7) выполняется и при различии частот столкновений на 10–15 %, когда столкновения вызывают заведомо сильный сбой фазы атомного осциллятора.

Решение уравнений (2) ищем в виде

$$\rho_i(\mathbf{v}) = R_i(\mathbf{v}) + 2 \operatorname{Re} [r_i(\mathbf{v}) \exp(i\varphi)], \quad i = m, n, \quad (9)$$

$$\rho_{mn}(\mathbf{v}) = R(\mathbf{v}) + r(\mathbf{v}) \exp(i\varphi) + \tilde{r}(\mathbf{v}) \exp(-i\varphi).$$

Матричные элементы $R_i(\mathbf{v}), R(\mathbf{v})$ отвечают решению задачи с одним только сильным полем G . Малые добавки $r_i(\mathbf{v}), r(\mathbf{v}), \tilde{r}(\mathbf{v})$ обусловлены наличием пробного поля G_μ .

В стационарных и пространственно однородных условиях система уравнений (2) при подстановке в нее (9) и с учетом (7) в первом приближении по G_μ разбивается, соответственно, на две следующие подсистемы:

$$\begin{aligned} (\Gamma_m + \bar{\nu}) R_m(\mathbf{v}) &= \bar{\nu} R_m W(\mathbf{v}) - 2 \operatorname{Re} [iG^* R(\mathbf{v})], \\ R_m(\mathbf{v}) + R_n(\mathbf{v}) &= (R_m + R_n) W(\mathbf{v}), \\ [\Gamma - i(\Omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v})] R(\mathbf{v}) &= \\ &= \tilde{\nu} R W(\mathbf{v}) + iG [R_n(\mathbf{v}) - R_m(\mathbf{v})] \end{aligned} \quad (10)$$

и

$$\begin{aligned} [\Gamma_m + \bar{\nu} - i(\varepsilon - \mathbf{q} \cdot \mathbf{v})] r_m(\mathbf{v}) &= \bar{\nu} r_m W(\mathbf{v}) + \\ &+ i [G \tilde{r}^*(\mathbf{v}) + G_\mu R^*(\mathbf{v}) - G^* r(\mathbf{v})], \\ [\Gamma - i(\Omega_\mu - \mathbf{k}_\mu \cdot \mathbf{v})] r(\mathbf{v}) &= \tilde{\nu} r W(\mathbf{v}) - \\ &- 2iG r_m(\mathbf{v}) + iG_\mu [R_n(\mathbf{v}) - R_m(\mathbf{v})], \\ \{\Gamma - i[\varepsilon - \Omega - (\mathbf{q} - \mathbf{k}) \cdot \mathbf{v}]\} \tilde{r}^*(\mathbf{v}) &= \\ &= \tilde{\nu}^* \tilde{r}^* W(\mathbf{v}) + 2iG^* r_m(\mathbf{v}). \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$\begin{aligned} \Gamma &= \frac{\Gamma_m}{2} + \nu', \quad \Omega = \Omega_0 - \nu'', \\ \Omega_\mu &= \omega_\mu - \omega_{mn} - \nu''. \end{aligned} \quad (12)$$

Верхние индексы (') и (") означают действительную и мнимую части комплексного числа. Величины $R, R_i, r, \tilde{r}^*, r_i$ в (10), (11) являются интегралами по скоростям от величин, соответственно, $R(\mathbf{v}), R_i(\mathbf{v}), r(\mathbf{v}), \tilde{r}^*(\mathbf{v}), r_i(\mathbf{v})$ ($R \equiv \int R(\mathbf{v}) d\mathbf{v}$, и т. д.). При получении системы уравнений (11) использовано соотношение $r_m(\mathbf{v}) + r_n(\mathbf{v}) = 0$, справедливое в условиях (7).

Вероятность поглощения пробного поля на частоте ω_μ (число актов поглощения излучения в единицу времени в расчете на один поглощающий атом) согласно общим правилам определяется выражением

$$\begin{aligned} P_\mu &\equiv -\frac{2}{N} \operatorname{Re} [iG_\mu^* \exp(-i\varphi) \rho_{mn}] = -\frac{2}{N} \times \\ &\times \operatorname{Re} \left\{ iG_\mu^* \left[r + \tilde{r} \exp(-2i\varphi) + R \exp(-i\varphi) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (13)$$

где N — концентрация поглощающих частиц. При $\omega_\mu \neq \omega$ осциллирующими членами $\tilde{r} \exp(-2i\varphi)$ и $R \exp(-i\varphi)$ в правой части (13) можно пренебречь и формула для вероятности поглощения пробного поля принимает вид

$$P_\mu = -\frac{2}{N} \operatorname{Re} [iG_\mu^* r]. \quad (14)$$

Эту формулу можно использовать вместо (13) и при $\omega_\mu = \omega$, если учесть, что в реальных экспериментальных условиях сдвиг фазы φ_0 между пробной и сильной волнами испытывает флуктуации.

Таким образом, в соответствии с поставленной задачей нам нужно найти величину r из системы уравнений (10), (11).

3. МЕТОД ПРЕДВАРИТЕЛЬНОГО УСРЕДНЕНИЯ ПО СКОРОСТЯМ

Решение системы уравнений (10), (11) в общем случае произвольного соотношения между однородной и доплеровской ширинами линии поглощения

приводит к слишком сложному и громоздкому выражению для вероятности поглощения пробного поля, которое поддается анализу только численными методами. Оказывается, однако, что в случае однородного уширения линии поглощения, когда доплеровская ширина kv_T мала по сравнению с величиной Γ ,

$$\Gamma \gg kv_T, \quad (15)$$

существует приближенный, но очень простой и эффективный метод решения этих уравнений относительно интегральных по скоростям величин $R, R_i, r, \tilde{r}^*, r_i$ — метод предварительного усреднения по скоростям.

Перейдем к описанию предлагаемого метода. Уравнения (11) и последнее уравнение в (10) имеют одинаковую структуру и каждое из них можно представить в виде

$$[\Gamma_a - i(\Omega_a - \mathbf{k}_a \cdot \mathbf{v})] f_a(\mathbf{v}) = \nu_a f_a W(\mathbf{v}) + Q_a(\mathbf{v}), \quad (16)$$

где $f_a \equiv \int f_a(\mathbf{v}) d\mathbf{v}$; величины с индексом a представляют собой соответствующие параметры и функции (например, имея в виду последнее уравнение в (11), в (16) следует положить: $\Gamma_a = \Gamma$, $\Omega_a = \varepsilon - \Omega$, $\mathbf{k}_a = \mathbf{q} - \mathbf{k}$, $f_a(\mathbf{v}) = \tilde{r}^*(\mathbf{v})$, $\nu_a = \tilde{\nu}^*$, $Q_a(\mathbf{v}) = 2iG^*r_m(\mathbf{v})$.

Для интегральной величины f_a из (16) получаем следующее уравнение:

$$\begin{aligned} (1 - \nu_a I_a) f_a &= J_a, \\ I_a &= \int \frac{W(\mathbf{v}) d\mathbf{v}}{\Gamma_a - i(\Omega_a - \mathbf{k}_a \cdot \mathbf{v})}, \\ J_a &= \int \frac{Q_a(\mathbf{v}) d\mathbf{v}}{\Gamma_a - i(\Omega_a - \mathbf{k}_a \cdot \mathbf{v})}. \end{aligned} \quad (17)$$

Учитывая, что в условиях (15) однородного уширения выполнено соотношение $\Gamma_a \gg k_a v_T$, для вычисления интеграла I_a воспользуемся известным асимптотическим разложением [17]

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-t^2)}{z - t} dt = \frac{\sqrt{\pi}z}{z^2 - 1/2}, \quad |z| \gg 1, \quad (18)$$

с помощью которого находим

$$I_a = \frac{\Gamma_a - i\Omega_a}{(\Gamma_a - i\Omega_a)^2 + \frac{(k_a v_T)^2}{2}}. \quad (19)$$

Вычислим теперь интеграл J_a . Подынтегральная функция $Q_a(\mathbf{v})$ быстро уменьшается при $|\mathbf{v}| > v_T$, поэтому ввиду условия $\Gamma_a \gg k_a v_T$ пренебрежем доплеровским сдвигом $\mathbf{k}_a \cdot \mathbf{v}$ в подынтегральном выражении для J_a , что сразу же дает: $J_a = Q_a/(\Gamma_a - i\Omega_a)$.

С учетом того, что функция $Q_a(\mathbf{v})$ обладает слабой несимметричностью (в условиях (15) однородного уширения линии поглощения взаимодействие атомов с излучением обладает невысокой селективностью по скоростям, так что распределение атомов по скоростям в состояниях m, n мало отличается от максвелловского), заключаем, что в полученном выражении для интеграла J_a отброшены малые поправки порядка $(k_a v_T)^2/|\Gamma_a - i\Omega_a|^2 \ll 1$. Заметим, что, несмотря на одинаковую структуру интегралов I_a и J_a , пренебрегать доплеровским сдвигом $\mathbf{k}_a \cdot \mathbf{v}$ в подынтегральном выражении для I_a нельзя ввиду сильной чувствительности фактора $1 - \nu_a I_a$ в уравнении (17) к величине $k_a v_T$ (при $\Gamma_a \approx \nu_a$).

В итоге из (10) и (11) с учетом (17), (19) с точностью до малых поправок порядка $(k_a v_T)^2/|\Gamma_a - i\Omega_a|^2 \ll 1$ получаем следующие уравнения:

$$\begin{aligned} \Gamma_m R_m &= -2 \operatorname{Re}[iG^*R], \\ (\Gamma_k - i\Omega_1)R &= iG(R_n - R_m), \\ (\Gamma_q - i\varepsilon)r_m &= i(G\tilde{r}^* + G_\mu R^* - G^*r), \\ (\Gamma_\mu - i\Omega_{1\mu})r &= -2iGr_m + iG_\mu(R_n - R_m), \\ [\Gamma_p - i(\varepsilon - \Omega_1)]\tilde{r}^* &= 2iG^*r_m. \end{aligned} \quad (20)$$

Здесь введены обозначения:

$$\begin{aligned} \Gamma_q &= \Gamma_m + \frac{(qv_T)^2}{2(\Gamma_m + \bar{\nu} - i\varepsilon)}, \\ \Gamma_k &= \Gamma_1 + \frac{(kv_T)^2}{2(\Gamma - i\Omega)}, \\ \Gamma_\mu &= \Gamma_1 + \frac{(k_\mu v_T)^2}{2(\Gamma - i\Omega_\mu)}, \\ \Gamma_p &= \Gamma_1 + \frac{(k_1 v_T)^2}{2[\Gamma - i(\varepsilon - \Omega)]}, \\ \Gamma_1 &= \frac{\Gamma_m}{2} + (\nu - \tilde{\nu})', \\ k_1 &= |2\mathbf{k} - \mathbf{k}_\mu|, \quad \Omega_1 = \Omega + \tilde{\nu}'', \\ \Omega_{1\mu} &= \Omega_\mu + \tilde{\nu}'''. \end{aligned} \quad (21)$$

Систему уравнений (20) следует дополнить условием нормировки $R_m + R_n = N$ (R_m и R_n — парциальные концентрации поглощающих частиц на уровнях m и n , N — полная концентрация поглощающих частиц).

Система алгебраических уравнений (20) формально совпадает с таковой для покоящихся частиц (см., например, [1–3]). Изменение состоит в обобщении констант релаксации на предмет учета движения частиц по диффузионному закону. Решение уравнений (20) стандартным путем приводит к следующему выражению для вероятности P_μ поглощения пробного поля:

$$P_\mu = 2|G_\mu|^2 \frac{R_n - R_m}{N} B_\mu,$$

$$B_\mu = \text{Re} \frac{(\Gamma_q - i\varepsilon)[\Gamma_p - i(\varepsilon - \Omega_1)] - 2|G|^2 \frac{\Gamma_p - \Gamma_k^* - i\varepsilon}{\Gamma_k^* + i\Omega_1}}{(\Gamma_q - i\varepsilon)(\Gamma_\mu - i\Omega_{1\mu})[\Gamma_p - i(\varepsilon - \Omega_1)] + 2|G|^2(\Gamma_\mu + \Gamma_p - 2i\varepsilon)}. \quad (22)$$

Величина $(R_n - R_m)/N$ в (22) есть относительная разность заселенностей между основным и возбужденным состояниями:

$$\frac{R_n - R_m}{N} = \left(1 + \frac{4|G|^2}{\Gamma_m} \text{Re} \frac{1}{\Gamma_k - i\Omega_1} \right)^{-1}. \quad (23)$$

Фактор B_μ в (22) описывает форму спектра пробного поля.

Формула (22) для вероятности поглощения является естественным обобщением соответствующей формулы для покоящихся частиц (см., например, задачу 11 в [1]) и совпадает с ней при замене $\Gamma_k, \Gamma_\mu, \Gamma_p \rightarrow \Gamma_1$ и $\Gamma_q \rightarrow \Gamma_m$. Таким образом, спектр пробного поля как для покоящихся, так и для движущихся частиц описывается одной общей формулой (22). Движение атомов проявляется лишь в изменении релаксационных констант $\Gamma_i, i = k, q, \mu, p$, за счет добавок, отражающих диффузионный закон перемещения.

Прямое сравнение численных расчетов зависимости $P_\mu(\Omega_\mu)$ по формуле (22) и по точной формуле, полученной путем решения системы уравнений (10), (11) (точная формула ввиду ее громоздкости в данной работе не приводится), показывает, что в случае сильного сбоя фазы атомного осциллятора при столкновениях формула (22) хорошо описывает спектр пробного поля при любой интенсивности излучения. В случае же столкновений, сохраняющих фазовую память, формула (22) справедлива при не слишком высокой интенсивности излучения, такой что

$$\frac{2|G|^2}{|(\Gamma_m + \bar{\nu} - i\varepsilon)(\Gamma - i\Omega_\mu)|} \ll 1, \quad (24)$$

$$\frac{2|G|^2}{|(\Gamma_m + \bar{\nu} - i\varepsilon)[\Gamma - i(\varepsilon - \Omega)]|} \ll 1.$$

Заметим, что эти условия зависят от отстройки Ω частоты излучения и при достаточно больших значениях отстройки ($|\Omega| \gg \Gamma$) могут выполняться и при $|G| \gtrsim \Gamma$.

4. АНАЛИЗ СПЕКТРА ПРОБНОГО ПОЛЯ

Проанализируем влияние столкновений на спектр пробного поля. Выясним сначала поведение введенных в (12), (21) величин, входящих в конечное выражение для вероятности поглощения пробного поля. При полном сохранении фазовой памяти в столкновениях в соответствии с (6) и (8) имеем

$$\Gamma = \frac{\Gamma_m}{2} + \bar{\nu}, \quad \Gamma_1 = \frac{\Gamma_m}{2}, \quad (25)$$

$$\Omega_1 = \Omega, \quad \Omega_{1\mu} = \Omega_\mu.$$

Таким образом, при полной фазовой памяти и достаточно большой частоте столкновений (при $\bar{\nu} \gg \Gamma_m/2$) выполняется соотношение

$$\Gamma_1 \ll \Gamma. \quad (26)$$

В отсутствие фазовой памяти из (5), (12), (21) следует, что

$$\Gamma_1 = \Gamma, \quad \Omega_1 = \Omega, \quad \Omega_{1\mu} = \Omega_\mu. \quad (27)$$

При частичной фазовой памяти выполняется соотношение $\Gamma_1 < \Gamma$ и даже может быть $\Gamma_1 \ll \Gamma$. Отстройки частот излучений Ω, Ω_1 и $\Omega_\mu, \Omega_{1\mu}$ с учетом столкновительных сдвигов могут различаться между собой. Далее, однако, мы не будем учитывать это различие при анализе, ориентируясь на условия (25), (27).

При этих же условиях ввиду (15) величины Γ_i (21), входящие в формулу (22) для вероятности поглощения пробного поля, можно полагать действительными. Ниже при анализе мы будем подразумевать, что соответствующая замена

$$\Gamma_i \rightarrow \text{Re} \Gamma_i \quad (28)$$

уже сделана, $i = k, q, \mu, p$.

Рассмотрим теперь спектр пробного поля при различных значениях параметров задачи и приведем простые аналитические соотношения для некоторых предельных случаев.

4.1. Спектр пробного поля в условиях его расщепления на три компоненты

Как уже известно (см., например, [1–3]), количество и положение компонент спектра поглощения (усиления) пробного поля обусловлено эффектом полевого расщепления уровней (эффект Ауслера–Таунса, или динамический эффект Штарка). В рассматриваемой здесь задаче должно быть в общем случае три спектральных компоненты: при $\Omega_\mu = \Omega$ и при $\Omega_\mu = \Omega \pm \sqrt{\Omega^2 + 4|G|^2}$.

Начнем анализ со случая, когда эти компоненты спектрально разрешены. Это происходит при выполнении условия

$$\Omega_R \equiv \sqrt{4|G|^2 + \Omega^2} \gg \Gamma_\mu, \Gamma_p, \Gamma_k. \quad (29)$$

При этом формулу (22) можно преобразовать к следующему выражению, где указанные три спектральные компоненты фигурируют в явном виде:

$$B_\mu = \text{Re} \left\{ \frac{1}{\Gamma_k + i\Omega} \left[\frac{iA^{(-)}}{\Gamma_{ef}^{(-)} - i(\Omega_\mu - \Omega_\mu^{(-)})} + \frac{iA^{(+)}}{\Gamma_{ef}^{(+)} - i(\Omega_\mu - \Omega_\mu^{(+)})} + \frac{A^{(0)}}{\Gamma_{ef}^{(0)} - i(\Omega_\mu - \Omega)} \right] \right\}, \quad (30)$$

где

$$\begin{aligned} \Gamma_{ef}^{(\pm)} &= \frac{\Gamma_\mu + \Gamma_p}{2} \pm \frac{\Omega(\Gamma_p - \Gamma_\mu)}{2\Omega_R} - \\ &\quad - \frac{|G|^2(\Gamma_\mu + \Gamma_p - 2\Gamma_q)}{\Omega_R^2}, \\ \Gamma_{ef}^{(0)} &= \frac{2|G|^2(\Gamma_\mu + \Gamma_p) + \Omega^2\Gamma_q}{\Omega_R^2}, \\ A^{(\pm)} &= \frac{\Omega}{2\Omega_R} \left(\Omega_R \mp \Omega \mp \frac{2|G|^2}{\Omega} \right), \\ A^{(0)} &= \frac{2|G|^2}{\Omega_R^4} \left[2|G|^2(2\Gamma_k + \Gamma_\mu - \Gamma_p) + \right. \\ &\quad \left. + \Omega^2(\Gamma_\mu + \Gamma_k - \Gamma_q) \right], \\ \Omega_\mu^{(\pm)} &= \Omega \pm \Omega_R. \end{aligned} \quad (31)$$

Центральная спектральная компонента расположена в окрестности $\Omega_\mu = \Omega$. Ее полуширина определяется величиной $\Gamma_{ef}^{(0)}$. Две боковые компоненты с полуширинами $\Gamma_{ef}^{(\pm)}$ расположены в окрестности $\Omega_\mu = \Omega_\mu^{(\pm)}$, так что расстояние между ними равно

$2\Omega_R$. Величины $A^{(0)}, A^{(\pm)}$ характеризуют амплитуды соответствующих компонент. Как ширины, так и амплитуды резонансов в спектре пробного поля зависят от интенсивности и отстройки частоты излучения, взаимной ориентации волновых векторов \mathbf{k} и \mathbf{k}_μ , частоты столкновений, степени сохранения фазовой памяти при столкновениях. Рассмотрим различные частные случаи для выражения (30).

4.1.1. Высокая интенсивность излучения

При достаточно высокой интенсивности излучения ($2|G| \gg |\Omega|, \Gamma_\mu, \Gamma_p, \Gamma_k$) из (30) следует, что спектр пробного поля описывается формулой

$$B_\mu = \text{Re} \left\{ \frac{1}{2(\Gamma_k + i\Omega)} \left[\frac{i|G|}{\Gamma_{ef} - i(\Omega_\mu + 2|G|)} - \frac{i|G|}{\Gamma_{ef} - i(\Omega_\mu - 2|G|)} + \frac{A_0}{\Gamma_{ef}^{(0)} - i(\Omega_\mu - \Omega)} \right] \right\}, \quad (32)$$

где

$$\begin{aligned} \Gamma_{ef} &= \frac{2\Gamma_q + \Gamma_\mu + \Gamma_p}{4}, \quad \Gamma_{ef}^{(0)} = \frac{\Gamma_\mu + \Gamma_p}{2}, \\ A_0 &= \Gamma_k + \frac{\Gamma_\mu - \Gamma_p}{2}. \end{aligned} \quad (33)$$

Форма спектра существенно зависит от соотношения между $|\Omega|$ и Γ_k . Рассмотрим два различных случая для выражения (32): точного резонанса сильного поля ($\Omega = 0$) и достаточно большой отстройки частоты сильного поля от центра линии поглощения ($|\Omega| \gg \Gamma_k$).

Точный резонанс для сильного поля. Рассмотрим сначала случай $\Omega = 0$. Согласно (32) в этом случае контур $P_\mu(\Omega_\mu)$ симметричен относительно $\Omega_\mu = 0$ и имеет две боковые компоненты дисперсионной формы, расположенные вблизи $\Omega_\mu = \pm 2|G|$ (рис. 1). Центральная компонента лоренцевой формы расположена вблизи $\Omega_\mu = 0$ и по амплитуде во много раз меньше боковых. Ширины компонент зависят от степени сохранения фазовой памяти при столкновениях. В качестве единицы измерения на всех рисунках взята величина

$$P_0 = \frac{2|G_\mu|^2}{\Gamma_1 + \gamma}, \quad \gamma = \frac{(kv_T)^2}{2\Gamma},$$

которая есть вероятность поглощения пробного излучения в центре линии в отсутствие сильного поля.

В отсутствие фазовой памяти (напомним, что при этом $\Gamma_1 = \Gamma$) уширение боковых компонент определяется величиной $\Gamma_{ef} = \Gamma/2$, полуширина центральной компоненты $\Gamma_{ef}^{(0)} = \Gamma$.

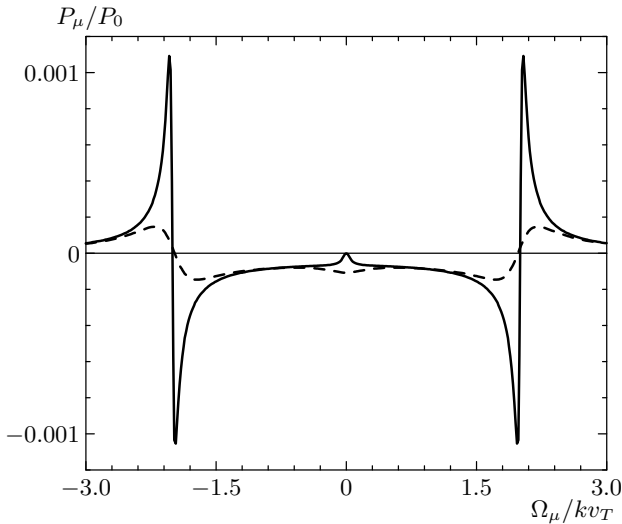


Рис. 1. Зависимость вероятности поглощения пробного поля P_μ от отстройки частоты Ω_μ в случае столкновений, сохраняющих фазу наведенного излучением дипольного момента, $\Omega = 0$, $|G|/kv_T = 1$, $\bar{v}/kv_T = 10$, $\Gamma_m/kv_T = 10^{-2}$; сплошная кривая — $\mathbf{k} \uparrow \uparrow \mathbf{k}_\mu$, штриховая — $\mathbf{k} \uparrow \downarrow \mathbf{k}_\mu$

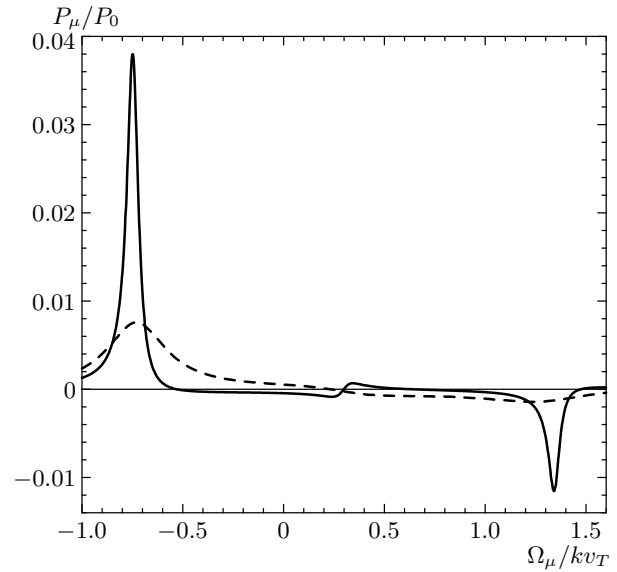


Рис. 2. Зависимость $P_\mu(\Omega_\mu)$; столкновения сохраняют фазовую память, $\Omega/kv_T = 0.3$, $|G|/kv_T = 0.5$, $\bar{v}/kv_T = 10$, $\Gamma_m/kv_T = 10^{-2}$; сплошная кривая — $\mathbf{k} \uparrow \uparrow \mathbf{k}_\mu$, штриховая — $\mathbf{k} \uparrow \downarrow \mathbf{k}_\mu$

В случае полного сохранения фазовой памяти при столкновениях в (32) имеем²⁾:

$$\begin{aligned} \Gamma_{ef} &= \frac{3\Gamma_m}{4} + (5k^2 - 4\mathbf{k} \cdot \mathbf{k}_\mu) \frac{D}{2}, \\ \Gamma_{ef}^{(0)} &= \frac{\Gamma_m}{2} + (3k^2 - 2\mathbf{k} \cdot \mathbf{k}_\mu) D, \\ A_0 &= \frac{\Gamma_m}{2} + (2\mathbf{k} \cdot \mathbf{k}_\mu - k^2) D, \\ \Gamma_k &= \frac{\Gamma_m}{2} + k^2 D, \end{aligned} \quad (34)$$

где $D = v_T^2/2\bar{v}$ — коэффициент диффузии взаимодействующих с излучением частиц. Согласно (34) ширины и амплитуды резонансов в спектре $P_\mu(\Omega_\mu)$ зависят от коэффициента диффузии частиц и анизотропны по отношению к взаимной ориентации волновых векторов сильного и пробного излучений (рис. 1).

Анизотропия особенно ярко проявляется при $\Gamma_m \ll k^2 D$. В случае однонаправленных волн (в дальнейшем будем применять обозначение $\mathbf{k} \uparrow \uparrow \mathbf{k}_\mu$) для величин (34) имеем: $\Gamma_{ef} = k^2 D/2$, $\Gamma_{ef}^{(0)} = A_0 = k^2 D$. В случае же встречных волн ($\mathbf{k} \uparrow \downarrow \mathbf{k}_\mu$) $\Gamma_{ef} = 9k^2 D/2$, $\Gamma_{ef}^{(0)} = 5k^2 D$, $A_0 = -3k^2 D$.

²⁾ Отличие модулей волновых векторов \mathbf{k}_μ и \mathbf{k} мало по сравнению с k : $|\mathbf{k}_\mu - \mathbf{k}| = k|\varepsilon/\omega \ll k$. Поэтому положим $k_\mu = k$.

Таким образом, при $\mathbf{k} \uparrow \downarrow \mathbf{k}_\mu$ в сравнении со случаем $\mathbf{k} \uparrow \uparrow \mathbf{k}_\mu$ ширины боковых дисперсионноподобных резонансов увеличиваются в 9 раз, их амплитуды уменьшаются в 9 раз, ширина центрального лоренцева резонанса увеличивается в 5 раз, причем его амплитуда «изменяет знак» (изменяет знак величина A_0).

Случай $|\Omega| \gg \Gamma_k$. В этом случае (но все еще при условии $|\Omega| \ll 2|G|$) из (32) следует, что контур линии $P_\mu(\Omega_\mu)$ асимметричен относительно точки $\Omega_\mu = \Omega$. Боковые компоненты имеют лоренцеву форму, а центральная компонента — дисперсионную (рис. 2). Вблизи боковой компоненты, расположенной в окрестности $\Omega_\mu = 2|G| \text{sign } \Omega$, вероятность поглощения $P_\mu(\Omega_\mu) < 0$ (знак B_μ отрицателен), что означает усиление пробного поля. Вблизи другой боковой компоненты, расположенной в окрестности $\Omega_\mu = -2|G| \text{sign } \Omega$, пробное поле поглощается ($P_\mu(\Omega_\mu) > 0$). В случае полной фазовой памяти спектр пробного поля резко анизотропен по отношению к взаимной ориентации волновых векторов \mathbf{k} и \mathbf{k}_μ (рис. 2). При изменении угла между \mathbf{k} и \mathbf{k}_μ ширины и амплитуды всех трех резонансов ведут себя точно таким же образом, как и в рассмотренном выше случае $\Omega = 0$.

4.1.2. Большая отстройка частоты сильного поля

В предельном случае большой отстройки частоты сильного поля ($|\Omega| \gg 2|G|, \Gamma_\mu, \Gamma_p, \Gamma_k$) из (30) следует, что спектр пробного поля описывается формулой

$$B_\mu = \text{Re} \left\{ \frac{1}{\Gamma_\mu - i\Omega_\mu} - \frac{|G|^4}{\Omega^4 [\Gamma_p - i(\Omega_\mu - 2\Omega)]} - \frac{2i|G|^2(\Gamma_\mu + \Gamma_k - \Gamma_q)}{\Omega^3 [\Gamma_q - i(\Omega_\mu - \Omega)]} \right\}. \quad (35)$$

Спектр асимметричен относительно точки $\Omega_\mu = \Omega$ и имеет две боковые компоненты лоренцевой формы с полуширинами Γ_μ и Γ_p и центральную компоненту дисперсионной формы, ширина которой определяется величиной Γ_q .

Полуширина Γ_μ резонанса в окрестности $\Omega_\mu = 0$ не зависит от взаимной ориентации волновых векторов \mathbf{k} и \mathbf{k}_μ . В случае столкновений, достаточно сильно сбивающих фазу атомного осциллятора (при $\Gamma_1 \gg (k_\mu v_T)^2/2\Gamma$), полуширина Γ_μ равна $\Gamma_1 \approx \Gamma$. В случае столкновений, сохраняющих фазу атомного осциллятора ($\Gamma_1 = \Gamma_m/2$), для полуширины резонанса имеем

$$\Gamma_\mu = \frac{\Gamma_m}{2} + k^2 D. \quad (36)$$

Если при этом $\Gamma_m \ll 2k^2 D$, то полуширина резонанса определяется только коэффициентом диффузии: $\Gamma_\mu = k^2 D$.

Резонанс в окрестности $\Omega_\mu = 2\Omega$ имеет полуширину Γ_p . В отсутствие фазовой памяти при столкновениях $\Gamma_p = \Gamma_1 = \Gamma$. При полном сохранении фазовой памяти в столкновениях полуширина резонанса зависит от взаимной ориентации волновых векторов \mathbf{k} и \mathbf{k}_μ и коэффициента диффузии D взаимодействующих с излучением частиц:

$$\Gamma_p = \frac{\Gamma_m}{2} + (5k^2 - 4\mathbf{k} \cdot \mathbf{k}_\mu) D. \quad (37)$$

Если $\Gamma_m \ll 2k^2 D$, то в случае однонаправленных волн $\Gamma_p = k^2 D$, в случае же встречных волн полуширина резонанса возрастает в 9 раз: $\Gamma_p = 9k^2 D$ (рис. 3).

В окрестности резонанса $\Omega_\mu = 2\Omega$ возможно усиление пробного поля. Оказывается, что в этой окрестности существенный вклад в работу пробного поля дает крыло линии резонанса, описываемого первым членом в выражении (35). Этот вклад ра-

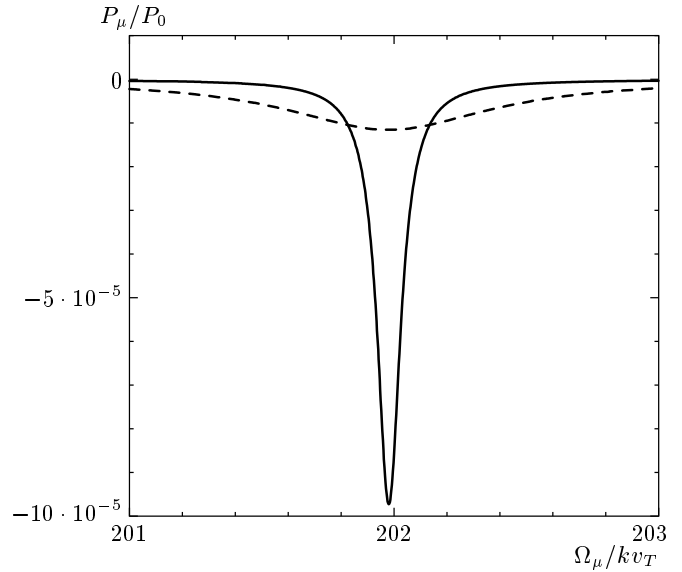


Рис. 3. Зависимость $P_\mu(\Omega_\mu)$ в окрестности $\Omega_\mu = 2\Omega$; столкновения сохраняют фазовую память, $\Omega/kv_T = 100$, $|G|/kv_T = 10$, $\bar{v}/kv_T = 10$, $\Gamma_m/kv_T = 10^{-2}$; сплошная кривая — $\mathbf{k} \uparrow \uparrow \mathbf{k}_\mu$, штриховая — $\mathbf{k} \uparrow \downarrow \mathbf{k}_\mu$

вен $\Gamma_\mu/4\Omega^2$ (вклад третьего члена мал). В итоге в указанной окрестности получаем:

$$B_\mu = \frac{\Gamma_\mu}{4\Omega^2} \left\{ 1 - \frac{4|G|^4 \Gamma_p}{\Omega^2 \Gamma_\mu [\Gamma_p^2 + (\Omega_\mu - 2\Omega)^2]} \right\}, \quad (38)$$

$$\Gamma_p = \Gamma_1 + \frac{(k_1 v_T)^2}{2\Gamma}, \quad \Gamma_\mu = \Gamma_1 + \frac{\gamma \Gamma^2}{\Gamma^2 + 4\Omega^2},$$

$$\gamma = \frac{(kv_T)^2}{2\Gamma}.$$

При достаточно высокой интенсивности излучения ($4|G|^4 > \Omega^2 \Gamma_\mu \Gamma_p$) величина B_μ становится отрицательной, что соответствует усилению пробного излучения в окрестности $\Omega_\mu = 2\Omega$.

В случае слабого сбоя фазы атомного осциллятора при столкновениях и достаточно малой скорости спонтанного распада возбужденного уровня возможно выполнение условия $\Gamma_1 < \gamma \Gamma^2/4\Omega^2$. В этом случае возникает довольно интересная ситуация: условие возникновения отрицательных значений B_μ не зависит от отстройки частоты Ω сильного поля в области

$$kv_T \sqrt{\frac{\Gamma}{8\Gamma_1}} \gg |\Omega| \gg \frac{\Gamma}{2}.$$

Возможность усиления пробного излучения в далеком крыле линии в окрестности $\Omega_\mu = 2\Omega$ иллюстрирует рис. 3.

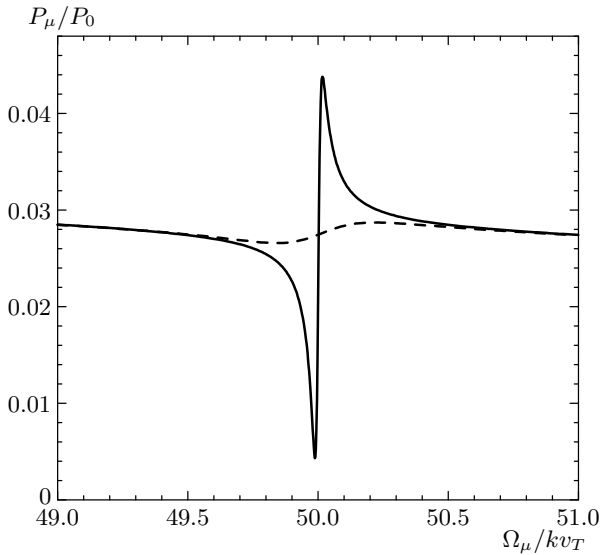


Рис. 4. Зависимость $P_\mu(\Omega_\mu)$ в окрестности $\Omega_\mu = \Omega$; столкновения не сохраняют фазовую память, $\Omega/kv_T = 50$, $|G|/kv_T = 0.5$, $\bar{v}/kv_T = 10$, $\Gamma_m/kv_T = 10^{-2}$; сплошная кривая — $\mathbf{k} \uparrow \uparrow \mathbf{k}_\mu$, штриховая — $\mathbf{k} \uparrow \downarrow \mathbf{k}_\mu$

Третий член в формуле (35) описывает центральный дисперсионноподобный резонанс в окрестности $\Omega_\mu = \Omega$. Ширина резонанса определяется величиной Γ_q , которая с учетом (28) дается выражением

$$\Gamma_q = \Gamma_m + q^2 D = \Gamma_m + 2(k^2 - \mathbf{k} \cdot \mathbf{k}_\mu) D. \quad (39)$$

Величина Γ_q зависит от коэффициента диффузии частиц и анизотропна по отношению к взаимной ориентации волновых векторов сильного и пробного излучений.

Обратим внимание на следующее важное обстоятельство. Даже в отсутствие фазовой памяти для атомного осциллятора в спектре пробного поля существует линия с «диффузионным» уширением, характерным для эффекта Дикке, которая сужается при увеличении давления буферного газа. Это связано с тем, что сильное и пробное поля индуцируют осцилляции (биения) заселенностей (см. (9) и уравнения (11)). Эти биения, с одной стороны, чувствительны к эффекту Доплера, и, с другой стороны, их фаза столкновениями принципиально не сбивается, поскольку при столкновениях не меняются заселенности уровней. Таким образом, мы здесь имеем практически полный аналог эффекта Дикке, что и приводит к появлению соответствующей спектральной структуры. Эта структура обладает ярко выраженной анизотропией (рис. 4).

Амплитуда резонанса пропорциональна величине

$$\Gamma_\mu + \Gamma_k - \Gamma_q = 2\Gamma_1 - \Gamma_m + 2\mathbf{k} \cdot \mathbf{k}_\mu D. \quad (40)$$

Из выражения (40) видно, что резонанс при $\Omega_\mu = \Omega$ имеет сугубо столкновительное происхождение (радиационные константы релаксации в (40) компенсируются). В условиях (15) однородного уширения всегда выполнено соотношение $\Gamma \gg \mathbf{k} \cdot \mathbf{k}_\mu D$, отсюда заключаем, что в рассматриваемой ситуации эффекты фазовой памяти «тушат» центральный резонанс.

4.2. Нерасщепленный спектр пробного поля при $\Omega = 0$

Рассмотрим спектр пробного поля при точном резонансе для сильного поля ($\Omega = 0$) в условиях перекрытия всех трех компонент, т. е. при не слишком высокой интенсивности излучения.

Наиболее интересен случай, когда столкновения достаточно сильно сбивают фазу атомного осциллятора, так что $\Gamma_1 \gg (k_1 v_T)^2 / 2\Gamma$ и можно полагать, что $\Gamma_k = \Gamma_\mu = \Gamma_p = \Gamma_1$. В этом случае при не слишком высокой интенсивности излучения (при $2|G| \ll \Gamma_1$) из (22) следует, что спектр пробного поля описывается выражением

$$B_\mu = \text{Re} \left\{ \frac{1}{\Gamma_1 - i\Omega_\mu} - \frac{4|G|^2}{\Gamma_1^2 \left(\Gamma_q + \frac{4|G|^2}{\Gamma_1} - i\Omega_\mu \right)} \right\}, \quad (41)$$

где для Γ_q при достаточно больших давлениях буферного газа ($\bar{v} \gg \Gamma_m$) справедлива формула (39).

Согласно (41) спектр пробного поля состоит из двух лоренцевых контуров, суммирующихся с разными знаками. Первое слагаемое в фигурных скобках описывает лоренцеву линию поглощения с полушириной Γ_1 , характерную для случая, когда сильное поле отсутствует. Второе слагаемое обусловлено упомянутыми выше биениями заселенностей и описывает провал с полушириной $\Gamma_q + 4|G|^2/\Gamma_1$ на фоне лоренцева контура с полушириной Γ_1 , обусловленного первым слагаемым. Ширина провала анизотропна по отношению к взаимной ориентации волновых векторов сильного и пробного излучений. Анизотропия особенно ярко проявляется при слабой интенсивности излучения ($4|G|^2 \ll \Gamma_1 \Gamma_q$), когда полуширина провала равна Γ_q . При этом в случае однонаправленных волн полуширина провала определяется только скоростью радиационного распада возбужденного состояния: $\Gamma_q = \Gamma_m$. В случае же встречных волн

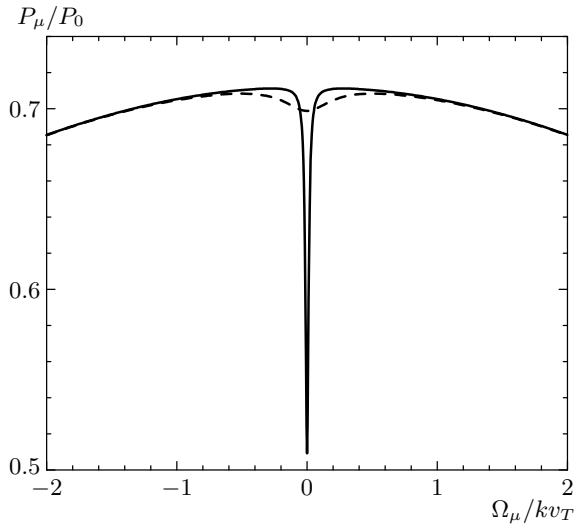


Рис. 5. Зависимость $P_\mu(\Omega_\mu)$; столкновения не сохраняют фазовую память, $\Omega = 0$, $|G|/kv_T = 0.1$, $\bar{\nu}/kv_T = 10$, $\Gamma_m/kv_T = 10^{-2}$; сплошная кривая — $\mathbf{k} \uparrow \uparrow \mathbf{k}_\mu$, штриховая — $\mathbf{k} \uparrow \downarrow \mathbf{k}_\mu$

полуширина провала зависит от коэффициента диффузии D поглощающих частиц: $\Gamma_q = \Gamma_m + 4k^2D$. Относительная глубина провала при слабой интенсивности излучения равна $4|G|^2/\Gamma_1\Gamma_q$.

Анизотропию ширины провала по отношению к взаимной ориентации волновых векторов \mathbf{k}_μ и \mathbf{k} иллюстрирует рис. 5.

Частный случай, которому отвечает формула (41), наиболее перспективен для исследования эффектов биения заселенностей.

С ростом интенсивности излучения ширины провалов для случаев однонаправленных и встречных волн практически сравниваются, глубины же их все еще могут существенно различаться. С дальнейшим ростом интенсивности (при $4|G|^2 \gg \Gamma_1\Gamma_q$) анизотропия спектра пробного поля исчезает.

В случае полного сохранения фазовой памяти спектр пробного поля, как показывает анализ, обладает ярко выраженной анизотропией по отношению к взаимной ориентации волновых векторов \mathbf{k}_μ и \mathbf{k} при любой интенсивности излучения.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе теоретически исследован спектр поглощения (усиления) слабого зондирующего поля двухуровневыми атомами, находящимися в сильном резонансном лазерном поле и испытывающими столкновения с атомами буферного газа. Анализ

проведен для случая однородного уширения линии поглощения ($\Gamma \gg kv_T$) при достаточно больших давлениях буферного газа, когда частота столкновений велика по сравнению с доплеровской шириной линии поглощения. Задача решена при относительно слабом ограничении на интенсивность сильного поля и в условиях произвольного изменения (от полного сбоя до полного сохранения) фазы наведенного излучением дипольного момента при упругих столкновениях частиц газа.

Неожиданным оказался тот факт, что несмотря на однородный характер уширения линии поглощения спектр пробного поля обладает ярко выраженной анизотропией по отношению к взаимной ориентации волновых векторов сильного и пробного излучений. Кроме того, ширина и амплитуда резонансов в спектре пробного поля могут зависеть от коэффициента диффузии $D = v_T^2/2\bar{\nu}$ поглощающих излучение частиц (как при сбое, так и при сохранении фазовой памяти). Это обстоятельство может служить основой спектроскопического метода измерения коэффициента диффузии (или транспортной частоты столкновений $\bar{\nu}$ поглощающих частиц с буферными).

Выяснено, что эффекты фазовой памяти приводят к очень сильному качественному и количественному изменению в спектре пробного поля.

Следует заметить, что эффекты фазовой памяти не относятся к категории экзотических. Обсудим условия их проявления.

Эффекты фазовой памяти будут оказывать сильное влияние на спектр пробного поля в том случае, когда для введенных в (12), (21) параметров выполнено соотношение $\Gamma_1/\Gamma \ll 1$. Это эквивалентно условию слабого изменения потенциала взаимодействия возбужденных и невозбужденных резонансных частиц с буферными. В модели взаимодействия твердых сфер это условие можно представить в виде ограничения на величину относительной разности транспортных частот столкновений частиц в возбужденном и основном состояниях [18]:

$$\frac{|\nu_m - \nu_n|}{\nu_n} \ll \frac{2\lambda_D}{a}, \tag{42}$$

где $\lambda_D = \hbar/\mu u_T$ — длина волны де Бройля при наиболее вероятной скорости относительного движения u_T , μ — приведенная масса сталкивающихся частиц, a — радиус сферы частицы. При $\mu = 20$ а.е.м., $T = 500$ К, $a = 5 \cdot 10^{-8}$ см условие (42) дает

$$\frac{|\nu_m - \nu_n|}{\nu_n} \ll 2 \cdot 10^{-2}. \tag{43}$$

В атомах при возбуждении внешней электронной оболочки типичное значение параметра $|\nu_m - \nu_n|/\nu_n = 10\text{--}50\%$ [19, 20] и условия проявления фазовой памяти не выполняются. Однако при переходах, связанных с возбуждением электронов внутренних оболочек (атомы редкоземельных элементов), эффекты фазовой памяти могут уже проявляться ввиду экранирующего действия внешних заполненных оболочек [21, 22]. Фазовая память практически полностью сохраняется при столкновениях в случае микроволновых переходов между уровнями сверхтонкой структуры основного состояния атомов щелочных металлов, находящихся в атмосфере инертных буферных газов [23, 24]. Именно поэтому в мазерах на парах щелочных металлов для снятия доплеровского уширения используют инертные буферные газы [24], а одно из первых наблюдений эффекта сужения Дикке осуществлено на переходе между состояниями сверхтонкой структуры атомов цезия [23]. В некоторых молекулах при колебательно-вращательных переходах в пределах одного электронного состояния также возможно проявление эффектов фазовой памяти (см., например, экспериментальную работу [25]). Сильное проявление эффектов фазовой памяти следует ожидать в случае ионов при их столкновениях с заряженными буферными частицами, так как в этом случае рассеяние частиц обусловлено кулоновским взаимодействием и слабо чувствительно к изменению электронного состояния ионов при их возбуждении.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 04-02-16771), программы ОФН РАН «Оптическая спектроскопия и стандарты частоты» и программы «Университеты России».

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Г. Раутиан, Г. И. Смирнов, А. М. Шалагин, *Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул*, Наука, Новосибирск (1979).
2. А. К. Попов, *Введение в нелинейную спектроскопию*, Наука, Новосибирск (1983).
3. В. С. Летохов, В. П. Чеботаев, *Нелинейная лазерная спектроскопия сверхвысокого разрешения*, Наука, Москва (1990).
4. С. Г. Раутиан, И. И. Собельман, *ЖЭТФ* **41**, 456 (1961).
5. В. R. Mollow, *Phys. Rev. A* **5**, 2217 (1972).
6. S. Haroche and F. Hartmann, *Phys. Rev. A* **6**, 1280 (1972).
7. G. S. Agarwal, *Phys. Rev. A* **19**, 923 (1979).
8. R. W. Boyd, M. G. Raymer, P. Narum, and D. J. Harter, *Phys. Rev. A* **24**, 411 (1981).
9. Д. С. Бакаев, Ю. А. Вдовин, В. М. Ермаченко, С. И. Яковленко, *КЭ* **12**, 126 (1985).
10. G. Grynberg and C. Cohen-Tannoudji, *Opt. Comm.* **96**, 150 (1993).
11. C. Szymanowski, C. H. Keitel, B. J. Dalton, and P. L. Knight, *J. Mod. Opt.* **42**, 985 (1995).
12. А. М. Бонч-Бруевич, В. А. Ходовой, Н. А. Чигирь, *ЖЭТФ* **67**, 2069 (1974).
13. C. Wei and N. B. Manson, *Phys. Rev. A* **49**, 4751 (1994).
14. F. Y. Wu, S. Ezekiel, M. Ducloy, and B. R. Mollow, *Phys. Rev. Lett.* **38**, 1077 (1977).
15. Л. С. Гайда, И. С. Зейликович, С. А. Пулькин, Э. Е. Фрадкин, *Опт. и спектр.* **65**, 802 (1988).
16. А. И. Пархоменко, А. М. Шалагин, *ЖЭТФ* **120**, 830 (2001).
17. В. Н. Фаддеева, Н. М. Терентьев, *Таблицы значений интеграла вероятности от комплексного аргумента*, под ред. В. А. Фока, Гостехиздат, Москва (1954).
18. F. Kh. Gel'mukhanov and A. I. Parkhomenko, *Phys. Scripta* **44**, 477 (1991).
19. С. Н. Атутов, И. М. Ермолаев, А. М. Шалагин, *ЖЭТФ* **92**, 1215 (1987).
20. S. N. Atutov, V. V. Bondarev, S. M. Kobtzev, P. V. Kolinko, S. P. Pod'yachev, and A. M. Shalagin, *Opt. Commun.* **115**, 276 (1995).
21. Ф. Ш. Ганиханов, И. Г. Коновалов, В. Н. Кулясов, В. Б. Морозов, В. Г. Тункин, *Письма в ЖЭТФ* **54**, 433 (1991).
22. И. Г. Коновалов, В. Н. Кулясов, В. Б. Морозов, В. Г. Тункин, *Опт. и спектр.* **77**, 329 (1994).
23. E. C. Beatty, P. L. Bender, and A. R. Chi, *Phys. Rev.* **112**, 450 (1958).
24. М. Е. Жаботинский, *Квантовые стандарты частоты*, в кн.: *Квантовая электроника: Маленькая энциклопедия*, отв. ред. М. Е. Жаботинский, Советская энциклопедия, Москва (1969), с. 35.
25. R. S. Eng, A. R. Calawa, T. C. Harman, P. L. Kelley, and A. Javan, *Appl. Phys. Lett.* **21**, 303 (1972).