

ВЛИЯНИЕ СТОЛКНОВЕНИЙ НА СПЕКТР РЕЗОНАНСНОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ

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

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

*Новосибирский государственный университет
630090, Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 6 декабря 2007 г.

Теоретически исследовано влияние столкновений на спектр резонансной флуоресценции двухуровневых атомов при возбуждении монохроматическим резонансным излучением. Анализ проведен для систем с малым доплеровским уширением по сравнению с частотой столкновений (большие давления буферного газа) и для общего случая произвольного изменения (от полного сбоя до полного сохранения) фазы наведенного излучением дипольного момента при столкновениях. Как при относительно низкой, так и при высокой интенсивности возбуждающего излучения спектр резонансной флуоресценции зависит от того, является двухуровневая система замкнутой или открытой. В особенности это относится к узкой несмещенной линии рассеяния (линия рэлеевского рассеяния). Показано, что несмотря на однородный характер уширения линии поглощения спектр резонансной флуоресценции обладает ярко выраженной анизотропией. В направлении, близком к направлению распространения возбуждающего излучения, линия рэлеевского рассеяния максимально сужается. В определенных (легко создаваемых в эксперименте) условиях ее ширина пропорциональна коэффициенту диффузии взаимодействующих с излучением атомов.

PACS: 32.50.+d, 42.50.Hz

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследованию резонансного рассеяния (резонансной флуоресценции) сильного лазерного поля двухуровневыми атомами уделяется большое внимание на протяжении уже многих лет. Впервые теоретический анализ спектра спонтанного испускания атома в присутствии сильного монохроматического поля проведен Раутианом и Собельманом [1]. Ими показано, что спектр резонансной флуоресценции имеет форму триплета в соответствии с расщеплением атомных уровней под действием сильного поля на уровни квазиэнергий. В работе [1] спектр испускания рассчитывался для переходов между затухающими уровнями (открытая двухуровневая система). Позднее аналогичный результат (триплетная структура спектра резонансной флуоресценции)

был получен и для случая, когда нижнее состояние является основным (замкнутая двухуровневая система) [2]. Трехпиковый спектр флуоресценции зарегистрирован экспериментально в середине семидесятых годов [3, 4].

В работах [1, 2] предполагалось, что единственным релаксационным процессом являются радиационные переходы, а движение и столкновения атомов не учитывались. Позднее в работах [5–8] исследована чувствительность спектра резонансной флуоресценции к столкновениям. Столкновения описывались простейшей моделью релаксационных констант (скорость атома при столкновении не изменяется), когда их влияние сводится к перенормировке радиационных констант релаксации. При этом движение атомов в работах [5–8] не учитывалось.

Полный и корректный учет процессов релаксации при расчете спектров флуоресценции, как известно, имеет принципиальное значение. В настоящей работе теоретически исследован спектр спонтан-

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

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

ного испускания движущихся двухуровневых атомов, находящихся в резонансном лазерном поле и испытывающих столкновения с атомами буферного газа. В отношении радиационной релаксации рабочих уровней не делалось каких-либо допущений (двухуровневая система может быть как открытой, так и замкнутой). Анализ проведен в модели сильных столкновений (распределение атомов по скоростям после столкновения не зависит от значения скорости до столкновения) 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 Дике сужения спектральных линий [9, 10]). 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 (см. [11]). В итоге получены уравнения, совпадающие с соответствующей системой уравнений для покоящихся частиц с точностью до переопределения констант релаксации, в которых отражено движение частиц по диффузионному закону.

2. ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Рассмотрим газ двухуровневых поглощающих частиц, находящихся в смеси с буферным газом. Столкновениями между поглощающими частицами пренебрежем, полагая концентрацию буферного газа много большей концентрации поглощающего газа. Пусть на двухуровневые частицы (рис. 1) воздействует монохроматическое поле

$$\mathcal{E} = \text{Re } \mathbf{E} \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - i\omega t)$$

с частотой ω , близкой к частоте ω_{mn} перехода $m-n$ между нижним (n) и верхним (m) уровнями (здесь \mathbf{E} и \mathbf{k} — напряженность электрического поля и волновой вектор излучения). Спонтанный распад уровня m по каналу $m \rightarrow n$ характеризуется константой A_{mn} , полные скорости распада уровней m и n по всем возможным каналам — константами Γ_m и Γ_n . Приход атомов на нижний уровень n (за счет нелазерной накачки) будем характеризовать константой $q_n(\mathbf{v})$, где \mathbf{v} — скорость частицы. Спонтанное испускание на переходе $m-n$ будем описывать, соглас-

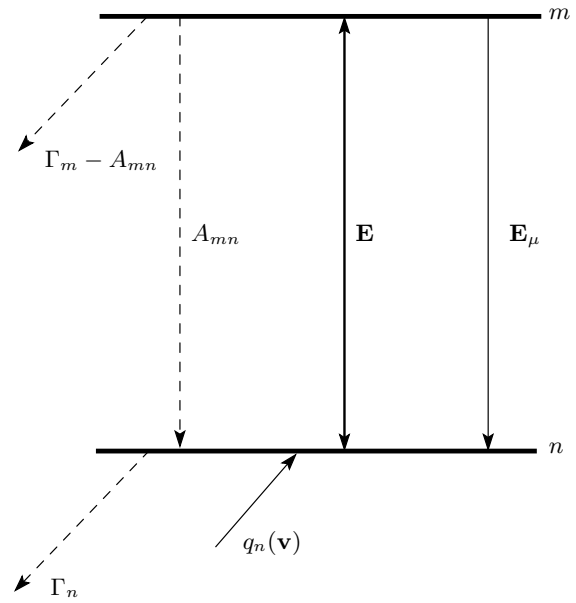


Рис. 1. Схема энергетических уровней и переходов

но рецепту [9], с помощью введения эффективного классического поля E_μ . При таком подходе вычисление спектра спонтанного испускания формально аналогично определению работы классического пробного поля E_μ , если в последней задаче выделить только испускание и под E_μ понимать спектральную плотность нулевых колебаний вакуума. Таким образом, для описания спонтанного испускания на переходе $m-n$ исходим из следующих кинетических уравнений для элементов матрицы плотности [9]:

$$\begin{aligned} \left[\frac{d}{dt} + \Gamma_m \right] \rho_m(\mathbf{v}) &= \\ &= S[\rho_m(\mathbf{v})] - 2 \text{Re} [iG^* \rho_{mn}(\mathbf{v})], \\ \left[\frac{d}{dt} + \Gamma_n \right] \rho_n(\mathbf{v}) &= \\ &= A_{mn} \rho_m(\mathbf{v}) + q_n(\mathbf{v}) + S[\rho_n(\mathbf{v})] + \\ &+ 2 \text{Re} \left\{ i[G^* + G_\mu^* e^{-i\varphi}] \rho_{mn}(\mathbf{v}) \right\}, \\ \left[\frac{d}{dt} + \frac{\Gamma_m + \Gamma_n}{2} - i(\Omega_0 - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}) \right] \rho_{mn}(\mathbf{v}) &= \\ &= S[\rho_{mn}(\mathbf{v})] + iG[\rho_n(\mathbf{v}) - \rho_m(\mathbf{v})] - \\ &- iG_\mu e^{i\varphi} \rho_m(\mathbf{v}), \end{aligned} \tag{1}$$

где

$$\begin{aligned} \varphi &= \mathbf{q} \cdot \mathbf{r} - \varepsilon t, \quad \mathbf{q} = \mathbf{k}_\mu - \mathbf{k}, \quad \varepsilon = \omega_\mu - \omega, \\ \Omega_0 &= \omega - \omega_{mn}, \quad G = \frac{d_{mn}E}{2\hbar}, \\ G_\mu &= \frac{d_{mn}E_\mu}{2\hbar}, \quad \frac{d}{dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}\nabla. \end{aligned} \quad (2)$$

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, d_{mn} — матричный элемент дипольного момента перехода m – n , ω_μ — частота, на которой вычисляется спектральная плотность спонтанного испускания, \mathbf{k}_μ — волновой вектор спонтанного излучения.

Далее будем полагать, что величина $q_n(\mathbf{v})$ в уравнениях (1) не зависит от времени, а ее зависимость от \mathbf{v} является максвелловской:

$$\begin{aligned} q_n(\mathbf{v}) &= Q_n W(\mathbf{v}), \quad W(\mathbf{v}) = \frac{\exp[-(\mathbf{v}/v_T)^2]}{(\sqrt{\pi} v_T)^3}, \\ v_T &= \sqrt{\frac{2k_B T}{M}}, \end{aligned} \quad (3)$$

где Q_n — полная (интегральная по \mathbf{v}) скорость накачки на уровень n , $W(\mathbf{v})$ — максвелловское распределение по скоростям, k_B — постоянная Больцмана, M — масса поглощающей частицы, T — температура среды.

Для интегралов столкновений в уравнениях (1) будем использовать модель сильных столкновений [9]:

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

где ν_m и ν_n — частоты столкновений поглощающих частиц в возбужденном m и основном n состояниях с буферными частицами, ν и $\tilde{\nu}$ — «недиагональные» частоты «ухода» и «прихода», являющиеся в общем случае комплексными величинами. Случаю, когда столкновения вызывают полную релаксацию когерентности $\rho_{mn}(\mathbf{v})$ (отсутствие фазовой памяти при столкновениях), соответствует равенство

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

В случае отсутствия столкновительной релаксации когерентности $\rho_{mn}(\mathbf{v})$ (фазовая память при столкновениях сохраняется) частоты ухода ν и прихода $\tilde{\nu}$ вещественны и равны между собой [9]:

$$\tilde{\nu} = \nu = \nu_m = \nu_n \equiv \nu_{tr}, \quad (6)$$

где ν_{tr} имеет смысл средней транспортной частоты упругих столкновений активных частиц с буферными частицами [12]. Величина ν_{tr} связана с коэффициентом D диффузии взаимодействующих с излучением частиц соотношением $D = v_T^2/2\nu_{tr}$ [13], где v_T — наиболее вероятная скорость поглощающих частиц.

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

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

Отметим, что в рамках условия (7) можно рассматривать столкновения любых типов: как сохраняющих фазу наведенного излучением дипольного момента, так и вызывающих сильный сбой фазы [11].

Решение уравнений (1) ищем в виде

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

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

Матричные элементы $R_i(\mathbf{v}), R(\mathbf{v})$ отвечают решению задачи о взаимодействии с одним только сильным полем E . Малые добавки $r_i(\mathbf{v}), r(\mathbf{v}), \tilde{r}(\mathbf{v})$ обусловлены наличием слабого поля E_μ .

В стационарных и пространственно-однородных условиях система уравнений (1) при подстановке в нее (9) и с учетом (7) в первом приближении по G_μ разбивается на две следующие подсистемы:

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

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

Здесь введены следующие обозначения:

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

Верхние индексы «'» и «''» означают действительную и мнимую части комплексного числа. Величины $R, R_i, r, \tilde{r}^*, r_i$ в формулах (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.). В отсутствие фазовой памяти при столкновениях величина $\nu' \equiv \text{Re} \nu$ определяет ударную полуширину линии поглощения. Величина Γ , являясь суммой радиационной и ударной полуширин, определяет однородную полуширину линии поглощения.

Вероятность спонтанного испускания w на частоте ω_μ согласно общим правилам [9] определяется выражением

$$w = 2 \text{Re} [iG_\mu^* r]. \quad (13)$$

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

3. СЛУЧАЙ СЛАБОСЕЛЕКТИВНОГО ПО СКОРОСТЯМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АТОМОВ С ИЗЛУЧЕНИЕМ

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 спонтанного испускания, которое поддается анализу только численными методами. Для упрощения задачи рассмотрим случай слабоселективного по скоростям взаимодействия атомов с излучением, когда распределение атомов по скоростям в состояниях m, n мало отличается от максвелловского. Этот случай соответствует малости доплеровской ширины линии поглощения kv_T по сравнению с однородной полушириной:

$$kv_T \ll \Gamma. \quad (14)$$

Ввиду обычно выполняемого соотношения $(\Gamma_m + \Gamma_n) \ll kv_T$ условие (14) означает, что давление буферного газа должно быть достаточно высоким, таким что $\bar{\nu} \gg kv_T$.

Условие (14) позволяет применить очень простой и эффективный метод решения уравнений (10), (11) относительно интегральных по скоростям величин $R, R_i, r, \tilde{r}^*, r_i$ — метод предварительного усреднения по скоростям. Этот метод расчета, основанный на процедуре усреднения по скоростям в самих кинетических уравнениях для матрицы плотности, детально описан в работе [11]. Применяя данную процедуру усреднения по скоростям к уравнениям (10) и (11) аналогично тому, как это сделано в работе [11], получим

$$\begin{aligned}
 \Gamma_m R_m &= -2 \text{Re}[iG^* R], \\
 \Gamma_n R_n &= A_{mn} R_m + Q_n + 2 \text{Re}[iG^* R], \\
 (\Gamma_k - i\Omega_1) R &= iG(R_n - R_m), \\
 (\Gamma_q - i\varepsilon) r_m &= i(G\tilde{r}^* - G^* r), \quad (15) \\
 (\tilde{\Gamma}_q - i\varepsilon) (r_m + r_n) &= \\
 &= -(\Gamma_m - A_{mn}) r_m - \Gamma_n r_n - iG_\mu R^*, \\
 (\Gamma_\mu - i\Omega_{1\mu}) r &= iG(r_n - r_m) - iG_\mu R_m, \\
 [\Gamma_p - i(\varepsilon - \Omega_1)] \tilde{r}^* &= -iG^*(r_n - r_m).
 \end{aligned}$$

Здесь введены обозначения:

$$\begin{aligned}
 \Gamma_q &= \Gamma_m + \frac{(qv_T)^2}{2(\Gamma_m + \bar{\nu} - i\varepsilon)}, \\
 \tilde{\Gamma}_q &= \frac{(qv_T)^2}{2(\bar{\nu} - i\varepsilon)}, \quad \Gamma_k = \Gamma_1 + \frac{(kv_T)^2}{2(\Gamma - i\Omega)}, \\
 \Gamma_\mu &= \Gamma_1 + \frac{(k_\mu v_T)^2}{2(\Gamma - i\Omega_\mu)}, \quad (16) \\
 \Gamma_p &= \Gamma_1 + \frac{(k_1 v_T)^2}{2[\Gamma - i(\varepsilon - \Omega)]}, \\
 \Gamma_1 &= \frac{\Gamma_m + \Gamma_n}{2} + (\nu - \tilde{\nu})', \\
 \Omega_1 &= \Omega + \tilde{\nu}'', \quad \Omega_{1\mu} = \Omega_\mu + \tilde{\nu}'', \\
 k_1 &= |2\mathbf{k} - \mathbf{k}_\mu|.
 \end{aligned}$$

Величина Γ_1 в формуле (16) зависит от степени сохранения фазовой памяти при столкновениях. В отсутствие фазовой памяти $\Gamma_1 = \Gamma$, а при полном сохранении фазовой памяти и достаточно большой частоте столкновений (при $\bar{\nu} \gg (\Gamma_m + \Gamma_n)/2$) выполняется соотношение $\Gamma_1 = (\Gamma_m + \Gamma_n)/2 \ll \Gamma$.

Система алгебраических уравнений (15) формально совпадает с таковой для покоящихся частиц (см., например, [14, 15]). Изменение состоит в обобщении констант релаксации на предмет учета дви-

жения частиц по диффузионному закону. Решение уравнений (15) стандартным путем приводит к следующему выражению для вероятности w спонтанного испускания:

$$w = 2|G_\mu|^2 R_m B_w, \quad B_w = \frac{1}{R_m} \operatorname{Re} \frac{1}{\Gamma_\mu - i\Omega_{1\mu}} \frac{iGR^*}{\tilde{\Gamma}_q + \Gamma_n - i\varepsilon} + \left[1 + \frac{2|G|^2(\tilde{\Gamma}_q + \bar{\gamma} - i\varepsilon)}{(\Gamma_q - i\varepsilon)[\Gamma_p - i(\varepsilon - \Omega_1)](\tilde{\Gamma}_q + \Gamma_n - i\varepsilon)} \right] R_m, \quad (17)$$

$$1 + \frac{2|G|^2}{\Gamma_q - i\varepsilon} \left(\frac{1}{\Gamma_\mu - i\Omega_{1\mu}} + \frac{1}{\Gamma_p - i(\varepsilon - \Omega_1)} \right) \frac{\tilde{\Gamma}_q + \bar{\gamma} - i\varepsilon}{\tilde{\Gamma}_q + \Gamma_n - i\varepsilon}$$

где

$$R_m = \frac{N_n}{2} \frac{\varkappa}{1 + \varkappa\bar{\gamma}/\Gamma_n}, \quad iGR^* = \frac{\Gamma_m(\Gamma_k - i\Omega_1)}{2 \operatorname{Re}\Gamma_k} R_m, \quad (18)$$

$$\varkappa = \frac{4|G|^2}{\Gamma_m} \operatorname{Re} \frac{1}{\Gamma_k - i\Omega_1}, \quad N_n = \frac{Q_n}{\Gamma_n},$$

$$\bar{\gamma} = \frac{\Gamma_m - A_{mn} + \Gamma_n}{2}.$$

Здесь N_n — заселенность уровня n в отсутствие излучения. Фактор B_w в (17) описывает форму спектра резонансной флуоресценции. Формула (17) для вероятности спонтанного испускания является естественным обобщением соответствующей формулы для покоящихся частиц (см., например, [15] и задачу 13 в [9]) и совпадает с ней при $v_T = 0$.

Формулы (17), (18) описывают спектр резонансной флуоресценции как для открытой, так и для замкнутой двухуровневых систем. Для перехода к случаю замкнутой двухуровневой системы (нижнее состояние является основным, спонтанный распад уровня m происходит только по каналу $m \rightarrow n$) в формулах (17), (18) нужно сделать формальную подстановку

$$\Gamma_m - A_{mn} = \Gamma_n \rightarrow 0 \quad (19)$$

и полагать, что заселенность уровня n в отсутствие излучения совпадает с концентрацией N поглощающих частиц ($N_n = N$). В этом случае для вероятности спонтанного испускания из общих формул (17), (18) с учетом подстановки (19) получаем следующее выражение:

$$w = |G_\mu|^2 \frac{\varkappa}{1 + \varkappa} B_w, \quad B_w = \operatorname{Re} \frac{1}{\Gamma_\mu - i\Omega_{1\mu}} \frac{\Gamma_m(\Gamma_k - i\Omega_1)}{2(\tilde{\Gamma}_q - i\varepsilon) \operatorname{Re}\Gamma_k} + 1 + \frac{2|G|^2}{(\Gamma_q - i\varepsilon)[\Gamma_p - i(\varepsilon - \Omega_1)]}, \quad (20)$$

$$1 + \frac{2|G|^2}{\Gamma_q - i\varepsilon} \left(\frac{1}{\Gamma_\mu - i\Omega_{1\mu}} + \frac{1}{\Gamma_p - i(\varepsilon - \Omega_1)} \right)$$

4. АНАЛИЗ СПЕКТРА РЕЗОНАНСНОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ

Рассмотрим теперь спектр резонансной флуоресценции при различных значениях параметров задачи и приведем простые аналитические соотношения для некоторых предельных случаев. Прежде всего заметим, что ввиду условия (14) величины Γ_i , $\tilde{\Gamma}_q$ (16), входящие в формулы (17), (20) для вероятности спонтанного испускания, можно полагать действительными. Далее мы будем подразумевать, что соответствующая замена

$$\Gamma_i \rightarrow \operatorname{Re}\Gamma_i, \quad \tilde{\Gamma}_q \rightarrow \operatorname{Re}\tilde{\Gamma}_q \quad (21)$$

в приведенных ниже формулах уже сделана ($i = k, q, \mu, p$).

4.1. Замкнутая двухуровневая система

Начнем анализ со случая замкнутой двухуровневой системы. Спектр резонансной флуоресценции демонстрирует разное поведение в пределах слабых и сильных полей. Поэтому рассмотрим их отдельно.

4.1.1. Предел слабого поля

Рассмотрим спектр флуоресценции при слабой интенсивности излучения, когда

$$2|G|^2 \ll \left[\Gamma_m + \frac{(qv_T)^2}{2(\Gamma_m + \bar{\nu})} \right] (\Gamma_1 + \gamma), \quad (22)$$

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

В этом случае из формулы (20) получаем

$$B_w = \text{Re} \left\{ \frac{\Gamma_m(\Gamma_k - i\Omega_1)}{2\Gamma_k(\tilde{\Gamma}_q - i\varepsilon)(\Gamma_\mu - i\Omega_{1\mu})} + \frac{1}{\Gamma_\mu - i\Omega_{1\mu}} \right\}. \quad (23)$$

Согласно (23), при слабой интенсивности излучения в спектре флуоресценции присутствуют две спектральные компоненты: на частоте возбуждающего излучения ($\varepsilon = 0$, первое слагаемое в фигурных скобках) и на частоте перехода ($\Omega_{1\mu} = 0$, второе слагаемое). В общем случае они имеют сложную (не лоренцеву) форму. Величины $\tilde{\Gamma}_q$ и Γ_μ характеризуют ширины соответствующих компонент.

В случае столкновений, достаточно сильно сбивающих фазу атомного осциллятора, а именно при

$$\Gamma_1 \gg \gamma, \Gamma_m, \quad (24)$$

формула (23) принимает наиболее простой вид:

$$B_w = \frac{\Gamma_m}{2\Gamma_1} \frac{\gamma_q}{\gamma_q^2 + \varepsilon^2} + \frac{\Gamma_1}{\Gamma_1^2 + \Omega_{1\mu}^2}, \quad (25)$$

где¹⁾

$$\gamma_q \equiv q^2 D = 2(k^2 - \mathbf{k} \cdot \mathbf{k}_\mu) D, \quad D = \frac{v_T^2}{2\bar{\nu}}, \quad (26)$$

D — коэффициент диффузии поглощающих частиц в атмосфере буферного газа. Здесь присутствуют две спектральные компоненты лоренцевой формы: широкая (на частоте перехода) с полушириной Γ_1 и узкая (на частоте возбуждающего излучения) с полушириной $\gamma_q \ll \Gamma_1$ (линия рэлеевского рассеяния). Полуширина γ_q прямо пропорциональна коэффициенту диффузии D поглощающих частиц и анизотропна по отношению к взаимной ориентации волновых векторов \mathbf{k}_μ и \mathbf{k} спонтанного и возбуждающего излучений. В частном случае, когда $\mathbf{k}_\mu = \mathbf{k}$ (спонтанное испускание на частоте и в направлении возбуждающего излучения), или в случае неподвижных

¹⁾ Различие 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 полагаем $k_\mu = k$.

атомов ($v_T = 0$) первое слагаемое в (25) определяется δ -функцией и описывает упругое рассеяние света (несмещенная линия когерентного рассеяния [2, 14]).

На рис. 2а-в показаны зависимости вероятности спонтанного испускания от отстройки частоты Ω_μ при различных углах θ между волновыми векторами \mathbf{k}_μ и \mathbf{k} в случае отсутствия фазовой памяти при столкновениях и слабой интенсивности возбуждающего излучения. В качестве единицы измерения взята величина w_0 , которая есть вероятность спонтанного испускания на частоте возбуждающего излучения в противоположном ему направлении (при угле θ между волновыми векторами \mathbf{k}_μ и \mathbf{k} , равном π).

Отношение a_ω амплитуды резонанса на частоте возбуждающего поля к амплитуде резонанса на частоте перехода, как видно из формулы (25), равно

$$a_\omega = \frac{\Gamma_m}{2\gamma_q} \quad (27)$$

и анизотропно по отношению к взаимной ориентации волновых векторов \mathbf{k}_μ и \mathbf{k} . Таким образом, по относительной амплитуде a_ω или по полуширине γ_q резонанса на частоте возбуждающего поля можно определять коэффициент диффузии D или транспортную частоту $\bar{\nu}$ столкновений поглощающих частиц с буферными:

$$D = \frac{\gamma_q}{q^2} = \frac{\Gamma_m}{2q^2 a_\omega}, \quad \bar{\nu} = \frac{v_T^2}{2D}. \quad (28)$$

Согласно (23), полуширина узкой (на частоте возбуждающего излучения) компоненты спектра флуоресценции не зависит от эффектов фазовой памяти и определяется величиной γ_q (величиной $\tilde{\Gamma}_q$ при $\varepsilon = 0$). Полуширина же Γ_μ компоненты на частоте перехода, наоборот, сильно чувствительна к эффектам фазовой памяти. Она уменьшается с ростом степени сохранения фазовой памяти (из-за эффекта Дике сужения спектральных линий) и достигает своего минимального значения, равного $\Gamma_m/2 + \gamma$, при полном сохранении фазовой памяти. При достаточно высокой степени сохранения фазовой памяти полуширины обеих компонент спектра флуоресценции могут быть сопоставимы по величине (рис. 2г, д).

Отношение E_ω энергии резонанса на частоте возбуждающего поля к энергии резонанса на частоте перехода (энергии — интегралы по частоте), как следует из формулы (23), равно (при $\Omega_1 = 0$):

$$E_\omega = \frac{\Gamma_m/2}{(\nu - \bar{\nu})' + \gamma + \gamma_q}. \quad (29)$$

В случае слабого сохранения фазовой памяти (в условиях (24)) разность частот «ухода» и «прихода»

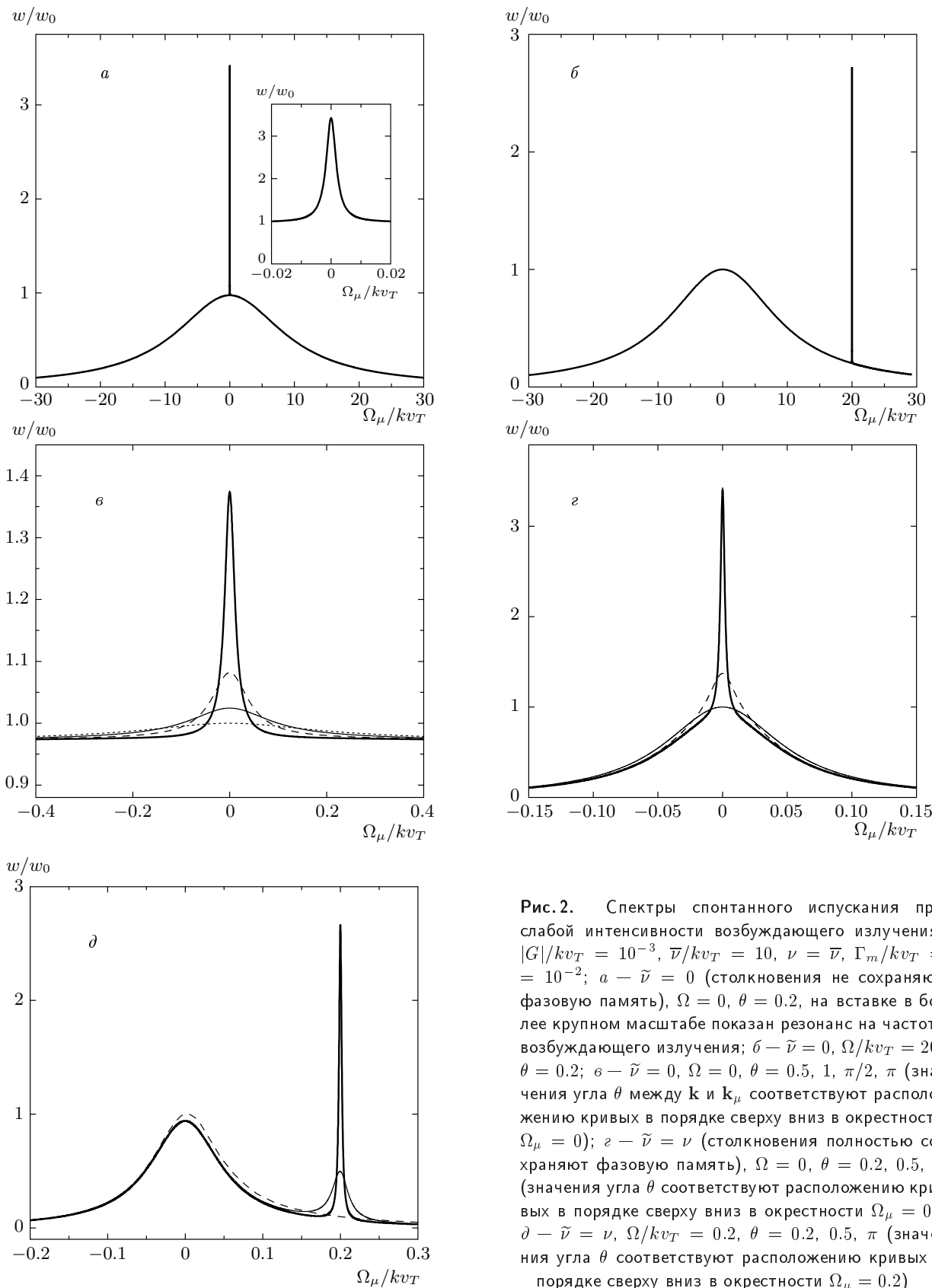


Рис. 2. Спектры спонтанного испускания при слабой интенсивности возбуждающего излучения, $|G|/kv_T = 10^{-3}$, $\bar{\nu}/kv_T = 10$, $\nu = \bar{\nu}$, $\Gamma_m/kv_T = 10^{-2}$; *a* — $\tilde{\nu} = 0$ (столкновения не сохраняют фазовую память), $\Omega = 0$, $\theta = 0.2$, на вставке в более крупном масштабе показан резонанс на частоте возбуждающего излучения; *б* — $\tilde{\nu} = 0$, $\Omega/kv_T = 20$, $\theta = 0.2$; *в* — $\tilde{\nu} = 0$, $\Omega = 0$, $\theta = 0.5, 1, \pi/2, \pi$ (значения угла θ между \mathbf{k} и \mathbf{k}_μ соответствуют расположению кривых в порядке сверху вниз в окрестности $\Omega_\mu = 0$); *г* — $\tilde{\nu} = \nu$ (столкновения полностью сохраняют фазовую память), $\Omega = 0$, $\theta = 0.2, 0.5, \pi$ (значения угла θ соответствуют расположению кривых в порядке сверху вниз в окрестности $\Omega_\mu = 0$); *д* — $\tilde{\nu} = \nu$, $\Omega/kv_T = 0.2$, $\theta = 0.2, 0.5, \pi$ (значения угла θ соответствуют расположению кривых в порядке сверху вниз в окрестности $\Omega_\mu = 0.2$)

не мала, $(\nu - \tilde{\nu})' \gg \Gamma_m/2$, и энергия, заключенная в узкой линии спектра флуоресценции, много меньше энергии, заключенной в широкой линии ($E_\omega \ll 1$). В случае почти полного сохранения фазовой памяти (при $(\nu - \tilde{\nu})' \ll \Gamma_m/2$) энергия узкой линии спектра флуоресценции может быть много больше энергии широкой линии ($E_\omega \gg 1$), если диффузионное уширение мало по сравнению с радиационным уширением ($\gamma \ll \Gamma_m$), что возможно при достаточно высоких давлениях буферного газа (при $\bar{\nu} \gg (kv_T)^2/\Gamma_m$).

4.1.2. Предел сильного поля

При достаточно высокой интенсивности возбуждающего излучения,

$$2|G| \gg \Gamma_1 + \gamma, |\Omega_1|, \quad (30)$$

из (20) следует, что спектр резонансной флуоресценции описывается формулой

$$B_\omega = \frac{\gamma_q}{\gamma_q^2 + \varepsilon^2} \times \frac{\Gamma_{ef}^{(0)}/2}{\left(\Gamma_{ef}^{(0)}\right)^2 + \varepsilon^2} \frac{\Gamma_m \Gamma_p \Gamma_q \left[\Gamma_k + \varepsilon \Omega_1 / \Gamma_{ef}^{(0)}\right]}{4|G|^2 \Gamma_k} + \frac{\Gamma_{ef}/4}{\Gamma_{ef}^2 + (\varepsilon + 2|G|)^2} + \frac{\Gamma_{ef}^{(0)}/2}{\left(\Gamma_{ef}^{(0)}\right)^2 + \varepsilon^2} + \frac{\Gamma_{ef}/4}{\Gamma_{ef}^2 + (\varepsilon - 2|G|)^2}, \quad (31)$$

где

$$\Gamma_{ef} = \frac{\Gamma_1 + \Gamma_m}{2} + \frac{v_T^2}{4} \times \left[\frac{(3k^2 - 2\mathbf{k} \cdot \mathbf{k}_\mu)\Gamma}{\Gamma^2 + 4|G|^2} + \frac{q^2(\Gamma_m + \bar{\nu})}{(\Gamma_m + \bar{\nu})^2 + 4|G|^2} \right], \quad (32)$$

$$\Gamma_{ef}^{(0)} = \Gamma_1 + \frac{(3k^2 - 2\mathbf{k} \cdot \mathbf{k}_\mu)v_T^2\Gamma}{2(\Gamma^2 + \Omega^2)},$$

$$\Gamma_p = \Gamma_1 + \frac{(k_1 v_T)^2 \Gamma}{2(\Gamma^2 + \Omega^2)},$$

$$\Gamma_q = \Gamma_m + \frac{(qv_T)^2}{2(\Gamma_m + \bar{\nu})},$$

$$\Gamma_k = \Gamma_1 + \frac{(kv_T)^2 \Gamma}{2(\Gamma^2 + \Omega^2)}.$$

Выражение (31) состоит из суммы четырех вкладов. Первый член, пропорциональный γ_q , описывает узкую спектральную компоненту (линия рэлеевского рассеяния) с полушириной, приблизительно равной

γ_q , на частоте возбуждающего поля. В частном случае при $\gamma_q \rightarrow 0$ (это случай, когда $\mathbf{k}_\mu = \mathbf{k}$ для движущихся атомов, либо случай неподвижных атомов, $v_T = 0$) этот член определяется δ -функцией и описывает упругое рассеяние света атомами. Хотя этот член равен бесконечности при $\gamma_q = 0$, его вклад в энергию спонтанного излучения (после интегрирования по частотам) в условиях (30) пренебрежимо мал. Оставшиеся три члена в правой части (31) описывают спектральные компоненты лоренцевой формы с максимумами на частотах $\omega_\mu = \omega - 2|G|$, ω и $\omega + 2|G|$ и полуширинами соответственно Γ_{ef} , $\Gamma_{ef}^{(0)}$ и Γ_{ef} . Энергия (интегральная интенсивность) центральной компоненты на частоте $\omega_\mu = \omega$ в два раза больше энергии каждой из боковых компонент на частотах $\omega_\mu = \omega \pm 2|G|$. Отношение A_ω амплитуды центрального резонанса (без учета узкой компоненты с полушириной γ_q) к амплитуде каждого из боковых резонансов, как видно из выражения (31), равно

$$A_\omega = \frac{2\Gamma_{ef}}{\Gamma_{ef}^{(0)}}. \quad (33)$$

Как ширины, так и амплитуды резонансов в спектре флуоресценции зависят от интенсивности и отстройки частоты возбуждающего излучения, взаимной ориентации волновых векторов \mathbf{k} и \mathbf{k}_μ , частоты столкновений, степени сохранения фазовой памяти при столкновениях.

Отношение R_ω амплитуды узкой спектральной компоненты с полушириной γ_q на частоте возбуждающего поля (линия рэлеевского рассеяния) к амплитуде центрального резонанса с полушириной $\Gamma_{ef}^{(0)}$, как следует из (31), равно

$$R_\omega = \frac{\Gamma_m \Gamma_p \Gamma_q}{4|G|^2 \gamma_q}. \quad (34)$$

В этой формуле от эффектов фазовой памяти зависит величина Γ_p : она уменьшается с ростом степени сохранения фазовой памяти. Поэтому относительная амплитуда R_ω линии рэлеевского рассеяния уменьшается с ростом фазовой памяти (при прочих равных условиях). Ввиду условия (30) линия рэлеевского рассеяния становится заметной лишь при малых углах θ между волновыми векторами \mathbf{k}_μ и \mathbf{k} . В этом случае формула (34) принимает вид ($\theta \ll 1$):

$$R_\omega = \frac{\bar{\nu} \Gamma_m^2 \Gamma_p}{2|G|^2 (kv_T)^2 \theta^2}. \quad (35)$$

На рис. 3 показан спектр спонтанного испускания при высокой интенсивности возбуждающего излучения и нулевой отстройке его частоты в трех случаях: для неподвижных атомов (рис. 3а), в отсутствие

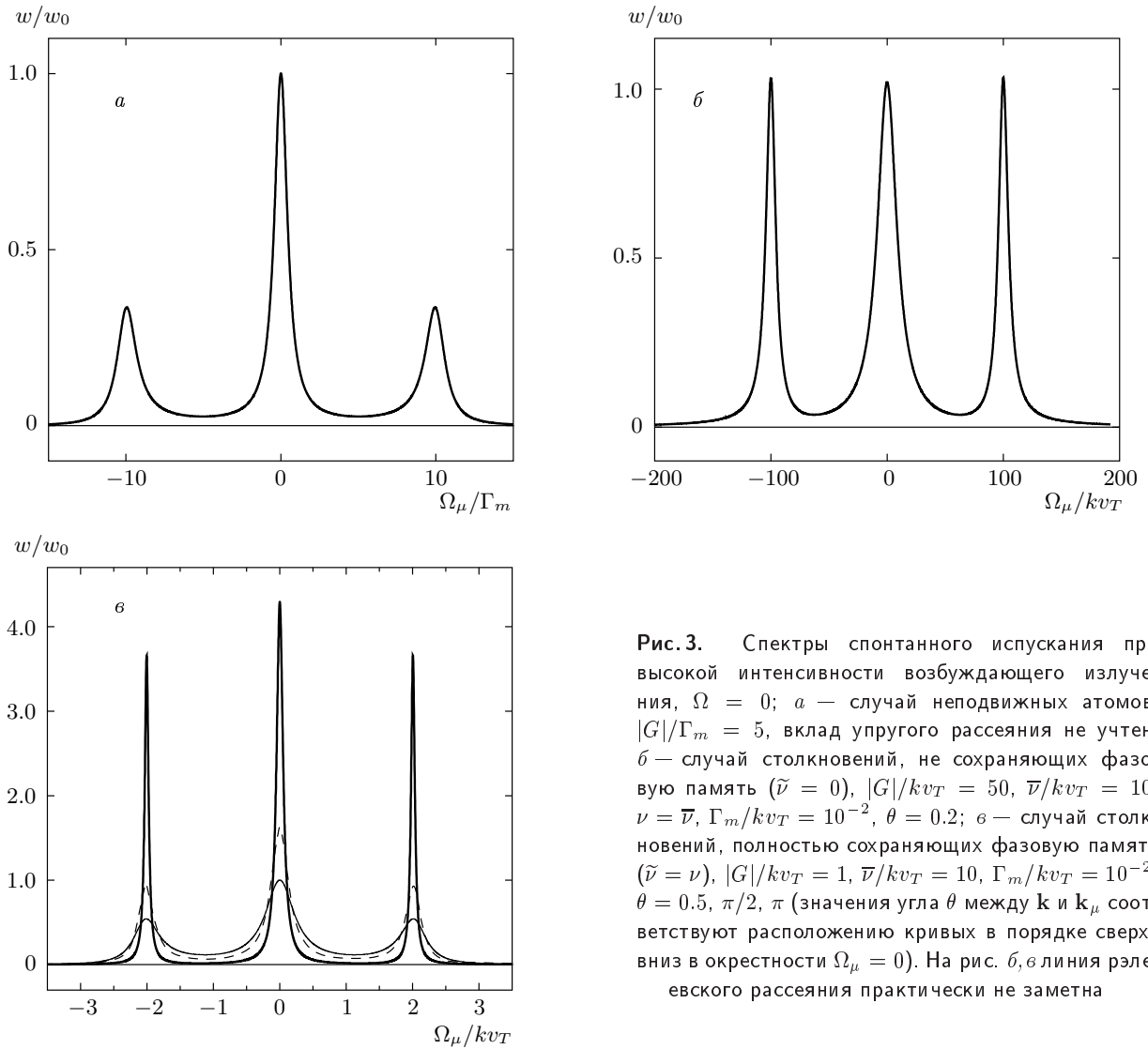


Рис. 3. Спектры спонтанного испускания при высокой интенсивности возбуждающего излучения, $\Omega = 0$; *a* — случай неподвижных атомов, $|G|/\Gamma_m = 5$, вклад упругого рассеяния не учтен; *б* — случай столкновений, не сохраняющих фазовую память ($\tilde{\nu} = 0$), $|G|/kv_T = 50$, $\bar{\nu}/kv_T = 10$, $\nu = \bar{\nu}$, $\Gamma_m/kv_T = 10^{-2}$, $\theta = 0.2$; *в* — случай столкновений, полностью сохраняющих фазовую память ($\tilde{\nu} = \nu$), $|G|/kv_T = 1$, $\bar{\nu}/kv_T = 10$, $\Gamma_m/kv_T = 10^{-2}$, $\theta = 0.5, \pi/2, \pi$ (значения угла θ между \mathbf{k} и \mathbf{k}_μ соответствуют расположению кривых в порядке сверху вниз в окрестности $\Omega_\mu = 0$). На рис. *б, в* линия рэлеевского рассеяния практически не заметна

(рис. 3б) и при полном сохранении (рис. 3в) фазовой памяти при столкновениях.

Когда движение и столкновения атомов не учитываются ($v_T = 0, \bar{\nu} = \nu = 0$), выражение (31) описывает хорошо известный трехпиковый спектр Моллоу [2] (рис. 3а). Центральный пик имеет ширину $\Gamma_{ef}^{(0)} = \Gamma_m/2$, а боковые пики в полтора раза шире: $\Gamma_{ef} = 3\Gamma_m/4$. Амплитуда центрального пика в три раза больше амплитуды боковых пиков: $A_\omega = 3$.

Столкновения существенно изменяют спектр спонтанного испускания (ср. рис. 3а и рис. 3б, в). В случае столкновений, достаточно сильно сбивающих фазу атомного осциллятора (при выполнении условия (24)), центральный пик в два раза шире

боковых пиков ($\Gamma_{ef}^{(0)} = \Gamma_1, \Gamma_{ef} = \Gamma_1/2$), а амплитуды всех пиков одинаковы: $A_\omega = 1$ (рис. 3б). Анизотропия спектра испускания по отношению к взаимной ориентации волновых векторов \mathbf{k}_μ и \mathbf{k} практически не заметна.

В случае почти полного сохранения фазовой памяти в столкновениях (при $(\nu - \tilde{\nu})' \ll \Gamma_m/2$) для полуширин центрального и боковых резонансов в (31) имеем (при $\bar{\nu} \gg \Gamma_m, 2|G|$):

$$\Gamma_{ef}^{(0)} = \frac{\Gamma_m}{2} + (3k^2 - 2\mathbf{k} \cdot \mathbf{k}_\mu)D, \tag{36}$$

$$\Gamma_{ef} = \frac{3\Gamma_m}{4} + (5k^2 - 4\mathbf{k} \cdot \mathbf{k}_\mu)\frac{D}{2}.$$

Согласно формуле (36) полуширины резонансов (и, следовательно, амплитуды резонансов, которые обратно пропорциональны их полуширинам) в спектре флуоресценции зависят от коэффициента D диффузии частиц и анизотропны по отношению к взаимной ориентации волновых векторов спонтанного и возбуждающего излучений (рис. 3в).

Анизотропия особенно ярко проявляется при $\Gamma_m \ll k^2 D$, когда полуширины резонансов прямо пропорциональны коэффициенту диффузии. В этом случае при однонаправленных ($\mathbf{k}_\mu \uparrow \uparrow \mathbf{k}$) и противоположно направленных ($\mathbf{k}_\mu \uparrow \downarrow \mathbf{k}$) волновых векторах спонтанного и возбуждающего излучений для полуширин резонансов и относительной амплитуды A_ω центрального резонанса из (36) и (33) имеем

$$\begin{aligned} \Gamma_{ef}^{(0)} &= k^2 D, & \Gamma_{ef} &= k^2 D/2, \\ A_\omega &= 1, & \text{если } \mathbf{k}_\mu \uparrow \uparrow \mathbf{k}, \\ \Gamma_{ef}^{(0)} &= 5k^2 D, & \Gamma_{ef} &= 9k^2 D/2, \\ A_\omega &= 9/5, & \text{если } \mathbf{k}_\mu \uparrow \downarrow \mathbf{k}. \end{aligned} \quad (37)$$

Таким образом, при $\mathbf{k}_\mu \uparrow \downarrow \mathbf{k}$ по сравнению со случаем $\mathbf{k}_\mu \uparrow \uparrow \mathbf{k}$ полуширина центрального резонанса увеличивается в 5 раз, полуширины боковых резонансов увеличиваются в 9 раз, а относительная амплитуда центрального резонанса увеличивается в 9/5 раз.

4.2. Открытая двухуровневая система

Проанализируем теперь более общий случай, когда уровень n имеет конечное время жизни ($\Gamma_n > 0$) и есть дополнительный канал релаксации уровня m ($\Gamma_m > A_{mn}$). Рассмотрим отдельно предельные случаи слабого и сильного полей.

4.2.1. Предел слабого поля

При слабой интенсивности возбуждающего излучения (при условии (22)) и в случае столкновений, достаточно сильно сбивающих фазу атомного осциллятора (при условии (24)), из формул (17), (18) получаем следующее выражение для спектра резонансной флуоресценции:

$$B_\omega = \frac{\Gamma_m}{2\Gamma_1} \frac{\Gamma_n^{ef}}{(\Gamma_n^{ef})^2 + \varepsilon^2} + \frac{\Gamma_1}{\Gamma_1^2 + \Omega_{1\mu}^2}, \quad (38)$$

где

$$\Gamma_n^{ef} = \Gamma_n + \gamma_q + \frac{2|G|^2 \Gamma_1}{\Gamma_1^2 + \Omega_1^2} \frac{\Gamma_m - A_{mn}}{\Gamma_m}. \quad (39)$$

Как видно из сравнения формул (38) и (25), в открытой системе компонента спектра на частоте перехода имеет такую же полуширину (Γ_1), как и в замкнутой системе, а компонента на частоте возбуждающего излучения (ее полуширина Γ_n^{ef}) испытывает дополнительное (к диффузионному γ_q) уширение. Согласно выражению (39), полуширина компоненты на частоте возбуждающего излучения обусловлена затуханием самого уровня n (первое слагаемое Γ_n), диффузионным уширением (второе слагаемое γ_q) и полевым уширением (третье слагаемое). Полевое уширение возникает только в случае, когда $\Gamma_m \neq A_{mn}$, т.е. когда есть дополнительный канал релаксации уровня m . Физически это связано с тем, что, если $\Gamma_m \neq A_{mn}$, то для уровня n появляется дополнительный канал распада — через уровень m , и третье слагаемое в (39) как раз определяет скорость такого распада (множитель $2|G|^2 \Gamma_1 / (\Gamma_1^2 + \Omega_1^2)$ есть вероятность в единицу времени перейти с уровня n на уровень m под действием излучения, а величина $(\Gamma_m - A_{mn}) / \Gamma_m$ есть вероятность не вернуться назад на уровень n). Таким образом, в открытой двухуровневой системе линия рэлеевского рассеяния приобретает дополнительные механизмы уширения. Разумеется, при $A_{mn} \rightarrow \Gamma_m$ и $\Gamma_n \rightarrow 0$ мы возвращаемся к результатам замкнутой двухуровневой системы.

Отношение a_ω амплитуды резонанса на частоте возбуждающего поля к амплитуде резонанса на частоте перехода, как видно из формулы (39), равно

$$a_\omega = \frac{\Gamma_m}{2\Gamma_n^{ef}}. \quad (40)$$

Если уровень n долгоживущий и интенсивность излучения достаточно мала, то возможно соотношение $\Gamma_n^{ef} \approx \gamma_q$ и относительная амплитуда a_ω резонанса на частоте возбуждающего излучения в этом случае анизотропна по отношению к взаимной ориентации волновых векторов \mathbf{k}_μ и \mathbf{k} . Если же уровень n распадается достаточно быстро, то $\Gamma_n^{ef} \approx \Gamma_n$ и относительная амплитуда $a_\omega \approx \Gamma_m / 2\Gamma_n$ нечувствительна к взаимной ориентации векторов \mathbf{k}_μ и \mathbf{k} .

4.2.2. Предел сильного поля

При достаточно высокой интенсивности возбуждающего излучения (при условии (30)) из (17), (18) следует, что спектр резонансной флуоресценции описывается формулой (31), если в ней полагать

$$\Gamma_{ef} = \frac{2\Gamma_1 + \Gamma_m + \Gamma_n + A_{mn}}{4} + \frac{v_T^2}{4} \times \left[\frac{(3k^2 - 2\mathbf{k} \cdot \mathbf{k}_\mu)\Gamma}{\Gamma^2 + 4|G|^2} + \frac{q^2(\Gamma_m + \bar{\nu})}{(\Gamma_m + \bar{\nu})^2 + 4|G|^2} \right] \quad (41)$$

и в первом слагаемом (после знака равенства) сделать замену

$$\frac{\gamma_q}{\gamma_q^2 + \varepsilon^2} \rightarrow \frac{\gamma_q + \bar{\gamma}}{(\gamma_q + \bar{\gamma})^2 + \varepsilon^2}, \quad \bar{\gamma} = \frac{\Gamma_m - A_{mn} + \Gamma_n}{2}. \quad (42)$$

Заметим, что те части констант релаксации, которые связаны с тепловым движением частиц, остались такими же, как и в замкнутой двухуровневой системе. Изменились составляющие, обусловленные только спонтанной релаксацией. Линия рэлеевского рассеяния приобрела дополнительную полуширину $\bar{\gamma}$. В случае $A_{mn} \rightarrow 0$ для покоящихся частиц и в отсутствие столкновений мы приходим к результату, полученному в работе [1]: спектр представляет собой симметричный триплет, в котором все компоненты имеют одинаковые полуширины $\Gamma = (\Gamma_m + \Gamma_n)/2$, а амплитуда центральной (несмещенной) компоненты в два раза превышает амплитуду боковых. При этом линия, относившаяся к когерентному (рэлеевскому) рассеянию, физически уже не может быть выделена на фоне другой несмещенной линии такой же ширины.

Полученные нами выражения (20), (38) и (31) с заменой (41), (42) способны описывать все промежуточные ситуации между замкнутой двухуровневой системой [2, 5, 7] и полностью открытой (отсутствует релаксация по каналу $m-n$, т. е. $A_{mn} = 0$) [1]. Конкретные виды спектра качественно передаются рис. 2, 3.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе теоретически исследовано влияние столкновений на спектр резонансной флуоресценции двухуровневых атомов при монохроматическом резонансном возбуждающем поле. Полагалось, что атомы испытывают столкновения с частицами 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 в условиях произвольного изменения (от полного сбоя до полного сохранения) фазы наведенного излучением дипольного момента при упругих столкновениях частиц газа. Рассмотрен общий случай, допускающий пределы как замкнутой, так и полностью открытой двухуровневой системы.

Благодаря принятым условиям результаты удалось формально описать теми же выражениями, которые хорошо известны для покоящихся частиц [1, 2, 9, 14] при переопределении входящих в них параметров. Что же касается сути, то движение частиц и столкновения приводят к существенным изменениям спектра резонансной флуоресценции.

Учет движения атомов в случае преобладающего однородного уширения линии поглощения, казалось бы, должен приводить лишь к небольшим поправкам для спектра резонансной флуоресценции. Тем не менее оказалось, что даже при малом доплеровском уширении ($kv_T \ll \Gamma$) учет движения атомов совершенно необходим, так как он приводит к резкой трансформации спектра резонансной флуоресценции. Выяснилось, что и при малом доплеровском уширении спектр резонансной флуоресценции обладает ярко выраженной анизотропией по отношению к взаимной ориентации волновых векторов \mathbf{k}_μ и \mathbf{k} спонтанного и возбуждающего излучений. Ширины и амплитуды спектральных структур оказались зависящими от коэффициента диффузии поглощающих частиц. Несмещенная линия когерентного (рэлеевского) рассеяния имеет минимальную ширину при наблюдении рассеяния вперед. В замкнутой двухуровневой системе она испытывает только диффузионное уширение (при $\mathbf{k}_\mu \neq \mathbf{k}$). В открытой двухуровневой системе в ней проявляется дополнительное уширение за счет как прямой релаксации нижнего уровня, так и релаксации через верхний уровень под действием возбуждающего излучения. В реальных экспериментах чисто замкнутых систем не бывает: время жизни частицы в основном состоянии ограничено по крайней мере временем пребывания в световом пучке. Кроме того, возбужденное состояние может иметь дополнительные каналы распада (например, на компоненты сверхтонкой структуры основного состояния). Поэтому модель открытой системы более адекватна реальным ситуациям.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 07-02-00954), программы ОФН РАН «Оптическая спектроскопия и стандарты частоты» и Государственной программы поддержки ведущих научных школ РФ (НШ-7214.2006.2).

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Г. Раутиан, И. И. Собельман, ЖЭТФ 41, 456 (1961).
2. В. R. Mollow, Phys. Rev. 188, 1969 (1969).

3. F. Y. Wu, R. E. Grove, and S. Ezekiel, *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1426 (1975).
4. R. E. Grove, F. Y. Wu, and S. Ezekiel, *Phys. Rev. A* **15**, 227 (1977).
5. B. R. Mollow, *Phys. Rev. A* **2**, 76 (1970).
6. Е. В. Бакланов, *ЖЭТФ* **65**, 2203 (1973).
7. B. R. Mollow, *Phys. Rev. A* **15**, 1023 (1977).
8. J. I. Carlsen, A. Szöke, and M. G. Raymer, *Phys. Rev. A* **15**, 1029 (1977).
9. С. Г. Раутиан, Г. И. Смирнов, А. М. Шалагин, *Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул*, Наука, Новосибирск (1979).
10. А. К. Попов, *Введение в нелинейную спектроскопию*, Наука, Новосибирск (1983).
11. А. И. Пархоменко, А. М. Шалагин, *ЖЭТФ* **127**, 320 (2005).
12. А. И. Пархоменко, А. М. Шалагин, *ЖЭТФ* **120**, 830 (2001).
13. С. Чепмен, Т. Каулинг, *Математическая теория неоднородных газов*, Изд-во иностр. лит., Москва (1960).
14. А. М. Шалагин, *ЖЭТФ* **72**, 1775 (1977).
15. А. М. Шалагин, *Основы нелинейной спектроскопии*, Изд-во НГУ, ИАиЭ СО РАН, Новосибирск (2006).