

# Влияние эффектов фазовой памяти при столкновениях на спектр резонансного комбинационного рассеяния

А.И.Пархоменко, А.М.Шалагин

*Теоретически исследовано влияние эффектов фазовой памяти при столкновениях на спектр резонансного комбинационного рассеяния излучения трехуровневыми атомами с  $\Lambda$ -конфигурацией уровней, находящимися в поле сильного монохроматического излучения и испытывающими столкновения с атомами буферного газа. Анализ проведен для систем с малым по сравнению с частотой столкновений доплеровским уширением (большие давления буферного газа) в общем случае произвольного изменения (от полного сбоя до полного сохранения) фазовой памяти на любом из трех переходов в  $\Lambda$ -системе. Показано, что в отсутствие столкновительной релаксации низкочастотной когерентности на переходе между двумя нижними уровнями  $\Lambda$ -системы в спектре рассеянного излучения имеется спектрально узкая компонента на комбинационной частоте, которая, несмотря на однородный характер уширения линии поглощения, обладает ярко выраженной анизотропией. В направлении, близком к направлению распространения возбуждающего излучения, эта линия максимально сужается. Характерно, что в условиях оптической накачки на уровень, не затронутый сильным полем, спектр резонансного комбинационного рассеяния существенно отличается от спектра для работы пробного поля. Предложена простая формула для расчета степени сохранения фазовой памяти при столкновениях по относительной амплитуде резонанса комбинационного рассеяния.*

**Ключевые слова:** резонансное комбинационное рассеяние, столкновения, когерентность, населенности уровней, спектр, резонансы, флуоресценция.

## 1. Введение

Исследованию резонансного рассеяния (резонансная флуоресценция, резонансное комбинационное рассеяние) сильного монохроматического излучения атомами и молекулами уделяется большое внимание на протяжении уже многих лет. Особое место в этих исследованиях занимает трехуровневая  $\Lambda$ -система энергетических уровней – система с двумя близкими нижними уровнями и третьим удаленным от них уровнем, оптически связанным с двумя нижними уровнями (см., напр., [1–5] и цитированную там литературу). В трехуровневой  $\Lambda$ -системе с долгоживущими нижними уровнями ярко проявляется эффект когерентного пленения населенностей, в спектрах флуоресценции он наблюдается в виде характерного узкого провала («темного» резонанса) [4, 5].

Для исследования спектра флуоресценции с верхнего уровня в  $\Lambda$ -системе обычно используют два световых поля: частота одного (сильного) поля фиксирована, а частота другого (пробного) поля, действующего на смежный переход, сканируется [4, 5]. В теоретических работах спектр флуоресценции в таких системах исследовался при тех или иных допущениях и приближениях: расчеты выполнены либо в пренебрежении движением и столкновениями атомов, либо с использованием простейших моделей релаксации. Вместе с тем полный и корректный учет процессов релаксации при расчете спектров спонтанного испускания имеет принципиальное значение. В

настоящей работе теоретически исследован спектр спонтанного испускания трехуровневых атомов с  $\Lambda$ -конфигурацией уровней, находящихся в поле сильной электромагнитной волны и испытывающих столкновения с атомами буферного газа. Полагалось, что на атом действует только одно внешнее поле (зондирующее пробное поле отсутствует), а спонтанное испускание регистрируется на переходе, смежном с переходом, возмущенным внешним полем. Рассмотрена открытая  $\Lambda$ -система, и поэтому полной перекачки частиц на нижний уровень, не затронутый внешним полем, не происходит. Анализ проведен для общего случая произвольного изменения (от полного сбоя до полного сохранения) фазовой памяти при столкновениях на любом из трех переходов в  $\Lambda$ -системе.

## 2. Исходные уравнения

Рассмотрим газ трехуровневых поглощающих частиц, находящихся в смеси с буферным газом. Столкновениями между поглощающими частицами пренебрежем, полагая концентрацию буферного газа много большей концентрации поглощающего газа. Пусть на трехуровневые атомы с  $\Lambda$ -конфигурацией уровней (рис.1) воздействует монохроматическое поле

$$\mathcal{E} = \text{Re}E \exp(ikr - i\omega t)$$

с частотой  $\omega$ , близкой к частоте  $\omega_{mn}$  перехода  $m - n$  между уровнями  $m$  и  $n$  (здесь  $E$  и  $k$  – напряженность электрического поля и волновой вектор излучения). Спонтанный распад уровня  $m$  по каналам  $m \rightarrow n$  и  $m \rightarrow l$  характеризуется константами  $A_{mn}$  и  $A_{ml}$ . Уход атомов из области взаимодействия со световым пучком (из-за их движения, химических реакций) и возможный уход атомов с

А.И.Пархоменко, А.М.Шалагин. Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Коптюга, 1; e-mail: par@iae.nsk.su, shalagin@iae.nsk.su

Поступила в редакцию 10 июня 2008 г.

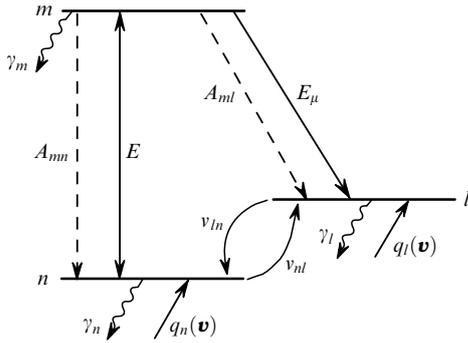


Рис.1. Схема энергетических уровней и переходов.

уровней  $m$ ,  $n$  и  $l$  из-за спонтанного распада на другие уровни будем характеризовать константами релаксации  $\gamma_m$ ,  $\gamma_n$  и  $\gamma_l$ . Приход атомов на уровни  $n$  и  $l$  (т. е. в область взаимодействия со световым пучком из-за их движения) будем характеризовать скоростями накачки  $q_n(\mathbf{v})$  и  $q_l(\mathbf{v})$ , где  $\mathbf{v}$  – скорость частицы.

Спонтанное испускание на переходе  $m-l$  будем описывать согласно [1] с помощью введения эффективного классического поля  $E_\mu$ . При таком подходе расчет спектра спонтанного испускания формально аналогичен вычислению спектра для работы классического пробного поля  $E_\mu$ , если в последнем вычислении выделить только испускание и под  $E_\mu$  понимать спектральную плотность нулевых колебаний вакуума. Таким образом, для описания спонтанного испускания на переходе  $m-l$  исходим из следующих кинетических уравнений для элементов матрицы плотности [1]:

$$\begin{aligned}
 \left( \frac{d}{dt} + \Gamma_m \right) \rho_m(\mathbf{v}) &= S(\rho_m(\mathbf{v})) + 2\text{Re}[iG\rho_{nm}(\mathbf{v})], \\
 \left( \frac{d}{dt} + \gamma_n \right) \rho_n(\mathbf{v}) &= S(\rho_n(\mathbf{v})) + A_{nm}\rho_m(\mathbf{v}) + q_n(\mathbf{v}) \\
 &\quad - 2\text{Re}[iG\rho_{nm}(\mathbf{v})], \\
 \left( \frac{d}{dt} + \gamma_l \right) \rho_l(\mathbf{v}) &= S(\rho_l(\mathbf{v})) + A_{ml}\rho_m(\mathbf{v}) + q_l(\mathbf{v}) \\
 &\quad + 2\text{Re}[iG_\mu^*\rho_{ml}(\mathbf{v})], \\
 \left[ \frac{d}{dt} + \frac{\Gamma_m + \gamma_n}{2} + i(\Omega_0 - \mathbf{k}\mathbf{v}) \right] \rho_{nm}(\mathbf{v}) \\
 &= S(\rho_{nm}(\mathbf{v})) - iG^*[\rho_n(\mathbf{v}) - \rho_m(\mathbf{v})], \\
 \left[ \frac{d}{dt} + \frac{\Gamma_m + \gamma_l}{2} - i(\Omega_{0\mu} - \mathbf{k}_\mu\mathbf{v}) \right] \rho_{ml}(\mathbf{v}) \\
 &= S(\rho_{ml}(\mathbf{v})) + iG\rho_{nl}(\mathbf{v}) - iG_\mu\rho_m(\mathbf{v}), \\
 \left[ \frac{d}{dt} + \frac{\gamma_n + \gamma_l}{2} - i(\varepsilon_0 - \mathbf{q}\mathbf{v}) \right] \rho_{nl}(\mathbf{v}) \\
 &= S(\rho_{nl}(\mathbf{v})) + iG^*\rho_{ml}(\mathbf{v}) - iG_\mu\rho_{nm}(\mathbf{v}),
 \end{aligned} \tag{1}$$

где

$$\begin{aligned}
 \Gamma_m &= A_{nm} + A_{ml} + \gamma_m; \quad \Omega_0 = \omega - \omega_{nm}; \\
 \Omega_{0\mu} &= \omega_\mu - \omega_{ml}; \quad \varepsilon_0 = \Omega_{0\mu} - \Omega_0; \quad \mathbf{q} = \mathbf{k}_\mu - \mathbf{k};
 \end{aligned} \tag{2}$$

$$G = \frac{d_{nm}E}{2\hbar}; \quad G_\mu = \frac{d_{nm}E_\mu}{2\hbar}; \quad \frac{d}{dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}\nabla;$$

$\rho_i(\mathbf{v})$  – распределение частиц по скоростям  $\mathbf{v}$  на уровне  $i$  ( $i = m, n, l$ );  $S(\rho_i(\mathbf{v}))$  и  $S(\rho_{ij}(\mathbf{v}))$  – интегралы столкновений;  $d_{nm}$  и  $d_{ml}$  – матричные элементы дипольного момента переходов  $m-n$  и  $m-l$ ;  $\omega_{ml}$  – частота перехода  $m-l$ ;  $\omega_\mu$  – частота, на которой вычисляется спектральная плотность спонтанного испускания;  $\mathbf{k}_\mu$  – волновой вектор спонтанного излучения.

Далее будем полагать, что величины  $q_i(\mathbf{v})$  в (1) не зависят от времени, а их зависимость от  $\mathbf{v}$  является максвелловской:

$$\begin{aligned}
 q_i(\mathbf{v}) &= Q_i W(\mathbf{v}), \quad W(\mathbf{v}) = \frac{\exp[-(\mathbf{v}/v_T)^2]}{(\sqrt{\pi}v_T)^3}; \\
 v_T &= \left( \frac{2k_B T}{M} \right)^{1/2}, \quad i = n, l,
 \end{aligned} \tag{3}$$

где  $Q_i$  – полная (интегральная по  $\mathbf{v}$ ) скорость накачки на уровень  $i$ ;  $W(\mathbf{v})$  – функция максвелловского распределения по скоростям;  $k_B$  – постоянная Больцмана;  $M$  – масса поглощающей частицы;  $T$  – температура среды;  $v_T$  – наиболее вероятная скорость поглощающих частиц.

Для интегралов столкновений в (1) будем использовать модель сильных столкновений [1] с учетом столкновительных переходов между уровнями  $n$  и  $l$ :

$$\begin{aligned}
 S(\rho_m(\mathbf{v})) &= -v_m\rho_m(\mathbf{v}) + v_m\rho_m W(\mathbf{v}), \\
 S(\rho_n(\mathbf{v})) &= -(v_n + v_{nl})\rho_n(\mathbf{v}) + (v_n\rho_n + v_{ln}\rho_l)W(\mathbf{v}), \\
 S(\rho_l(\mathbf{v})) &= -(v_l + v_{ln})\rho_l(\mathbf{v}) + (v_l\rho_l + v_{nl}\rho_n)W(\mathbf{v}), \\
 S(\rho_{nl}(\mathbf{v})) &= -v\rho_{nl}(\mathbf{v}) + \tilde{v}\rho_{nl}W(\mathbf{v}), \\
 S(\rho_{nm}(\mathbf{v})) &= -v_1\rho_{nm}(\mathbf{v}) + \tilde{v}_1\rho_{nm}W(\mathbf{v}), \\
 S(\rho_{ml}(\mathbf{v})) &= -v_2\rho_{ml}(\mathbf{v}) + \tilde{v}_2\rho_{ml}W(\mathbf{v}), \\
 \rho_i &\equiv \int \rho_i(\mathbf{v})d\mathbf{v}, \quad i = m, n, l, nl, nm, ml,
 \end{aligned} \tag{4}$$

где  $v_m$ ,  $v_n$  и  $v_l$  – частоты упругих столкновений поглощающих частиц в состояниях  $m$ ,  $n$  и  $l$  с буферными частицами;  $v_{nl}$  и  $v_{ln}$  – частоты столкновительных переходов  $n \rightarrow l$  и  $l \rightarrow n$  при максвелловском распределении частиц по скоростям;  $v$ ,  $v_1$ ,  $v_2$  и  $\tilde{v}$ ,  $\tilde{v}_1$ ,  $\tilde{v}_2$  – «недиагональные» частоты «ухода» и «прихода» частиц соответственно, являющиеся в общем случае комплексными величинами. Случаю, когда столкновения вызывают полную релаксацию когерентностей  $\rho_{nl}(\mathbf{v})$ ,  $\rho_{nm}(\mathbf{v})$ ,  $\rho_{ml}(\mathbf{v})$  (отсутствие фазовой памяти при столкновениях на всех переходах), соответствует условие

$$\tilde{v} = \tilde{v}_1 = \tilde{v}_2 = 0. \tag{5}$$

В отсутствие столкновительной релаксации когерентности  $\rho_{nl}(\mathbf{v})$  (на переходе  $l-n$  фазовая память при столк-

новениях сохраняется) отсутствуют и столкновительные переходы между уровнями  $n$  и  $l$  ( $v_{nl} = v_{ln} = 0$ ), а частоты «ухода» ( $v$ ) и «прихода» ( $\tilde{v}$ ) вещественны и равны между собой [1]:

$$\tilde{v} = v = v_n = v_l \equiv v_{tr}, \quad (6)$$

где  $v_{tr}$  имеет смысл средней транспортной частоты упругих столкновений активных частиц с буферными частицами [6]. Величина  $v_{tr}$  связана с коэффициентом диффузии  $D$  взаимодействующих с излучением частиц соотношением  $D = v_{tr}^2 / (2v_{tr})$  [7]. В отсутствие столкновительной релаксации когерентностей  $\rho_{nm}(\mathbf{v})$  или  $\rho_{ml}(\mathbf{v})$  выполняются соотношения  $\tilde{v}_1 = v_1 = v_m = v_n$  или  $\tilde{v}_2 = v_2 = v_m = v_l$  соответственно.

Решение уравнений (1) ищем в виде

$$\rho_i(\mathbf{v}) = R_i(\mathbf{v}) + r_i(\mathbf{v}), \quad i = m, n, l, nl, nm, ml. \quad (7)$$

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

В стационарных и пространственно однородных условиях система уравнений (1) при подстановке в нее выражения (7) в первом приближении по  $G_\mu$  разбивается на две следующие подсистемы:

$$\begin{aligned} (\Gamma_m + v_m)R_m(\mathbf{v}) &= v_m R_m W(\mathbf{v}) + 2\text{Re}[iGR_{nm}(\mathbf{v})], \\ (\gamma_n + v_n + v_{nl})R_n(\mathbf{v}) &= A_{nm}R_m(\mathbf{v}) + Q_n W(\mathbf{v}) \\ &+ (v_n R_n + v_{in} R_l)W(\mathbf{v}) - 2\text{Re}[iGR_{nm}(\mathbf{v})], \\ (\gamma_l + v_l + v_{ln})R_l(\mathbf{v}) &= A_{ml}R_m(\mathbf{v}) + Q_l W(\mathbf{v}) \\ &+ (v_l R_l + v_{nl} R_n)W(\mathbf{v}), \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \left[ \frac{\Gamma_m + \gamma_n}{2} + v_1 + i(\Omega_0 - \mathbf{k}\mathbf{v}) \right] R_{nm}(\mathbf{v}) \\ = \tilde{v}_1 R_{nm} W(\mathbf{v}) - iG^*[R_n(\mathbf{v}) - R_m(\mathbf{v})] \end{aligned}$$

и

$$\begin{aligned} \left[ \frac{\Gamma_m + \gamma_l}{2} + v_2 - i(\Omega_{0\mu} - \mathbf{k}_\mu \mathbf{v}) \right] r_{ml}(\mathbf{v}) \\ = \tilde{v}_2 r_{ml} W(\mathbf{v}) + iGr_{nl}(\mathbf{v}) - iG_\mu R_m(\mathbf{v}), \\ \left[ \frac{\gamma_n + \gamma_l}{2} + v - i(\varepsilon_0 - \mathbf{q}\mathbf{v}) \right] r_{nl}(\mathbf{v}) \\ = \tilde{v} r_{nl} W(\mathbf{v}) + iG^* r_{ml}(\mathbf{v}) - iG_\mu R_{nm}(\mathbf{v}). \end{aligned} \quad (9)$$

Величины  $R_m, R_n, R_l, R_{nm}, r_{ml}, r_{nl}$  в (8), (9) являются интегралами по скоростям от величин  $R_m(\mathbf{v}), R_n(\mathbf{v}), R_l(\mathbf{v}), R_{nm}(\mathbf{v}), r_{ml}(\mathbf{v}), r_{nl}(\mathbf{v})$  соответственно.

Вероятность спонтанного испускания  $w$  на частоте  $\omega_\mu$  в расчете на один поглощающий атом согласно общим правилам [1] определяется выражением

$$w = \frac{2}{N} \text{Re}(iG_\mu^* r_{ml}), \quad (10)$$

где  $N \equiv R_n + R_l + R_m$  – концентрация поглощающих частиц. Таким образом, в соответствии с поставленной

задачей нам нужно найти величину  $r_{ml}$  из системы уравнений (8), (9).

### 3. Слабоселективное по скоростям взаимодействие атомов с излучением

Решение системы уравнений (8), (9) в общем случае произвольного соотношения между однородной и доплеровской ширинами линии поглощения приводит к громоздкому выражению для вероятности спонтанного испускания, которое поддается анализу только численными методами. Для упрощения задачи мы рассмотрим слабоселективное по скоростям взаимодействие атомов в состояниях  $m, n, l$  слабо отличается от максвелловского. Этот случай соответствует малости доплеровских ширин  $kv_T, k_\mu v_T$  по сравнению с транспортной частотой столкновений:

$$kv_T, k_\mu v_T \ll v_{tr}. \quad (11)$$

Условие (11) позволяет применить очень простой и эффективный метод решения уравнений (8), (9) относительно интегральных по скоростям величин  $R_m, R_n, R_l, R_{nm}, r_{ml}, r_{nl}$  – метод предварительного усреднения по скоростям. Этот метод расчета, основанный на усреднении по скоростям в самих кинетических уравнениях для матрицы плотности, детально описан в работе [8]. Применяя данную процедуру к уравнениям (8) и (9) аналогично тому, как это сделано в работе [8], получаем

$$\begin{aligned} \Gamma_m R_m &= 2\text{Re}(iGR_{nm}), \\ (\gamma_n + v_{nl})R_n &= A_{nm}R_m + Q_n + v_{ln}R_l - 2\text{Re}(iGR_{nm}), \\ (\gamma_l + v_{ln})R_l &= A_{ml}R_m + Q_l + v_{nl}R_n, \\ (\Gamma + i\Omega_1)R_{nm} &= -iG^*(R_n - R_m), \\ (\Gamma_\mu - i\Omega_\mu)r_{ml} &= iGr_{nl} - iG_\mu R_m, \\ (\Gamma_1 - i\varepsilon)r_{nl} &= iG^*r_{ml} - iG_\mu R_{nm}. \end{aligned} \quad (12)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$\begin{aligned} \Gamma &= \frac{\Gamma_m + \gamma_n}{2} + \text{Re}(v_1 - \tilde{v}_1) \\ &+ \text{Re} \left[ \frac{(kv_T)^2}{2} \left( \frac{\Gamma_m + \gamma_n}{2} + v_1 + i\Omega_0 \right)^{-1} \right], \\ \Gamma_\mu &= \frac{\Gamma_m + \gamma_l}{2} + \text{Re}(v_2 - \tilde{v}_2) \\ &+ \text{Re} \left[ \frac{(k_\mu v_T)^2}{2} \left( \frac{\Gamma_m + \gamma_l}{2} + v_2 - i\Omega_{0\mu} \right)^{-1} \right], \\ \Gamma_1 &= \frac{\gamma_n + \gamma_l}{2} + \text{Re}(v - \tilde{v}) \\ &+ \text{Re} \left[ \frac{(qv_T)^2}{2} \left( \frac{\gamma_n + \gamma_l}{2} + v - i\varepsilon_0 \right)^{-1} \right], \end{aligned} \quad (13)$$

$$\Omega_1 = \Omega_0 + \text{Im}(v_1 - \tilde{v}_1), \quad \Omega_\mu = \Omega_{0\mu} - \text{Im}(v_2 - \tilde{v}_2),$$

$$\varepsilon = \Omega_\mu - \Omega, \quad \Omega = \Omega_0 + \text{Im}(v - \tilde{v} - v_2 + \tilde{v}_2).$$

Величины  $\Gamma$ ,  $\Gamma_\mu$  и  $\Gamma_1$  в (13) зависят от степени сохранения фазовой памяти при столкновениях на переходах  $m-n$ ,  $m-l$  и  $l-n$  соответственно. В отсутствие фазовой памяти на всех переходах (см. формулу (5)) ввиду условия (11) выполняется соотношение  $\Gamma, \Gamma_\mu, \Gamma_1 \gg kv_T$ . При полном сохранении фазовой памяти на переходе  $l-n$  (см. формулу (6)) и в отсутствие фазовой памяти на переходах  $m-n$  и  $m-l$  выполняются соотношения  $\Gamma_1 \ll kv_T$  и  $\Gamma, \Gamma_\mu \gg kv_T$ . Величины  $\Gamma$ ,  $\Gamma_\mu$  и  $\Gamma_1$  зависят также от отстройек частот возбуждающего и рассеянного излучений. Однако при описании спектра спонтанного испускания в рассматриваемых нами случаях этой зависимостью можно пренебречь. Действительно, в отсутствие фазовой памяти на всех переходах вторые слагаемые в правых частях формул для  $\Gamma$ ,  $\Gamma_\mu$  и  $\Gamma_1$  становятся главными, и поэтому в этих формулах последними слагаемыми, содержащими зависимость от  $\Omega_0$ ,  $\Omega_{0\mu}$  и  $\varepsilon_0$ , можно пренебречь. При сохранении фазовой памяти на всех переходах главными в формулах для  $\Gamma$ ,  $\Gamma_\mu$  и  $\Gamma_1$  будут последние слагаемые. Однако их зависимость от  $\Omega_0$ ,  $\Omega_{0\mu}$  и  $\varepsilon_0$  становится существенной лишь в далеком крыле спектральной линии, которое в данной работе мы не рассматриваем.

Решение уравнений (13) стандартным путем приводит к следующему выражению для вероятности  $w$  спонтанного испускания:

$$w = \frac{2|G_\mu|^2}{N} \operatorname{Re} \frac{(\Gamma_1 - i\varepsilon)R_m + iGR_{nm}}{(\Gamma_1 - i\varepsilon)(\Gamma_\mu - i\Omega_\mu) + |G|^2}, \quad (14)$$

где

$$R_m = \frac{\varkappa N_n}{1 + \varkappa(A_{ml} + \tilde{\gamma}_m + \tilde{\gamma}_n)/\tilde{\gamma}_n}; \quad iGR_{nm} = \frac{\Gamma_m(\Gamma - i\Omega_1)}{2\Gamma} R_m; \\ \varkappa = \frac{2|G|^2}{\Gamma_m} \operatorname{Re} \frac{1}{\Gamma - i\Omega_1}; \quad N_n = \frac{Q_n + (Q_n + Q_l)v_{ln}/\gamma_l}{\tilde{\gamma}_n}; \quad (15) \\ \tilde{\gamma}_m = \gamma_m + v_{ln}\gamma_m/\gamma_l; \quad \tilde{\gamma}_n = \gamma_n + v_{nl} + v_{ln}\gamma_n/\gamma_l.$$

Физический смысл величин  $\varkappa$  и  $N_n$  в (15) становится понятным на основе следующих из (12) соотношений:

$$R_m = \frac{\varkappa}{1 + \varkappa} R_n, \quad R_n = N_n \left( 1 + \frac{A_{ml} + \tilde{\gamma}_m}{\tilde{\gamma}_n} \frac{\varkappa}{1 + \varkappa} \right)^{-1}. \quad (16)$$

Величина  $\varkappa$ , как видно из первого соотношения (16), характеризует степень выравнивания населенностей уровней  $m$  и  $n$  и по этой причине ее можно интерпретировать как параметр насыщения для перехода  $m-n$ . Величина  $N_n$  в соответствии со вторым соотношением (16) есть населенность уровня  $n$  в отсутствие излучения (при  $\varkappa = 0$ ). В частном случае

$$\gamma_m = \gamma_l = \gamma_n \equiv \gamma \quad (17)$$

формула (15) для величины  $N_n$  принимает вид

$$N_n = N \left( \frac{Q_n \gamma}{Q_n + Q_l} + v_{ln} \right) (\gamma + v_{nl} + v_{ln})^{-1}. \quad (18)$$

При одинаковых скоростях накачки на уровни  $n$  и  $l$  ( $Q_n = Q_l$ ) и слабом столкновительном обмене между ними ( $v_{nl}, v_{ln} \ll \gamma$ ) на уровне  $n$  в отсутствие излучения находится половина поглощающих частиц,  $N_n = N/2$ , как и должно быть.

В заключение этого раздела следует отметить, что формула (14) для вероятности спонтанного испускания является частным случаем формулы для вероятности  $P_\mu$  поглощения пробного поля на смежном переходе  $m-l$ . Формула для  $P_\mu$  следует из уравнений (1), если в них добавить члены, соответствующие поглощению пробного поля (к правым частям первого, четвертого и пятого уравнений в (1) нужно добавить соответственно члены  $-2\operatorname{Re}[iG_\mu^* \rho_{ml}(\mathbf{v})]$ ,  $-iG_\mu^* \rho_{nl}(\mathbf{v})$  и  $iG_\mu \rho_l(\mathbf{v})$ ). В стационарных и пространственно однородных условиях для вероятности поглощения пробного поля получаем следующее выражение:

$$P_\mu = \frac{2|G_\mu|^2}{N} \operatorname{Re} \frac{(\Gamma_1 - i\varepsilon)(R_l - R_m) - iGR_{lm}}{(\Gamma_1 - i\varepsilon)(\Gamma_\mu - i\Omega_\mu) + |G|^2}, \quad (19)$$

где

$$R_l = \frac{Q_n + Q_l}{\gamma_l} - \left( \frac{\gamma_m}{\gamma_l} + \frac{1 + \varkappa}{\varkappa} \frac{\gamma_n}{\gamma_l} \right) R_m \quad (20)$$

– населенность уровня  $l$ . Таким образом, вероятность спонтанного испускания  $w$  описывается формулой (19) с исключенной отсюда величиной  $R_l$ . Формула (19) для вероятности поглощения пробного поля является естественным обобщением соответствующей формулы для покоящихся частиц (см., напр., формулу (8.77) в [1]) и совпадает с ней при  $v_T = 0$ . Движение атомов проявляется лишь в изменении релаксационных констант  $\Gamma_1$ ,  $\Gamma_\mu$ ,  $\Gamma$  за счет добавок, отражающих диффузионный закон перемещения частиц.

Подчеркнем следующее важное обстоятельство. В данной работе мы будем рассматривать спектр спонтанного испускания в условиях значительной (но не полной) оптической перекачки частиц на тот нижний уровень, который не затронут внешним полем (при  $R_l \gg R_n, R_m$ ). В этих условиях спектр спонтанного испускания существенно отличается от спектра пробного поля. Действительно, в условиях сильной оптической перекачки частиц на уровень  $l$  в формуле (19) следует положить  $R_l \approx N$ , а величинами  $R_m$  и  $R_{nm}$  можно пренебречь (спектр пробного поля в этих условиях рассмотрен в [9]). В этих же условиях в формуле (14) член, пропорциональный когерентности  $R_{nm}$  состояний  $m$  и  $n$ , индуцированной внешним излучением, оказывается существенным и им нельзя пренебречь. Это и обуславливает существенное отличие спектра спонтанного испускания от спектра пробного поля.

#### 4. Анализ спектра резонансного рассеяния света

Проведем анализ формулы (14) для вероятности спонтанного испускания. Знаменатель в выражении (14) квадратичен по отстройке частоты  $\Omega_\mu$ , т. е. спектр спонтанного испускания имеет два резонанса (две спектральные компоненты). Это обстоятельство отражает эффект полевого расщепления уровня  $m$  на два уровня квазиэнергии. Положение резонансов легко определить, разлагая знаменатель в формуле (14) на произведение двух линейных множителей. Отсюда при условии заметного расщепления уровней ( $\Omega_R \gg |\Gamma_\mu - \Gamma_1|$ ) следует известный результат (см., напр., [1–3]): максимумы спектральных компонент расположены в окрестности  $\Omega_\mu = \Omega_\mu^\pm$ , где

$$\Omega_\mu^\pm = \frac{1}{2}(\Omega \pm \Omega_R), \quad \Omega_R \equiv (4|G|^2 + \Omega^2)^{1/2}. \quad (21)$$

Согласно (21) расстояние между максимумами спектральных компонент равно обобщенной частоте Раби  $\Omega_R$ .

Недиагональный элемент  $R_{nm}$  в (14) характеризует когерентность состояний  $m$  и  $n$ , индуцированную внешним сильным полем. В формуле (14) член, пропорциональный  $R_{nm}$ , описывает изменение только формы линии рассеянного излучения, но не ее интегральную интенсивность, поскольку

$$\int_{-\infty}^{+\infty} w d\Omega_\mu = 2\pi |G_\mu|^2 \frac{R_m}{N}. \quad (22)$$

Таким образом, на интегральную интенсивность рассеянного излучения сильное поле влияет только через населенность уровня  $m$ .

Формулу (14) для вероятности спонтанного испускания удобно представить в виде

$$w = 2|G_\mu|^2 \frac{R_m}{N} B_w, \quad (23)$$

$$B_w = \text{Re} \left\{ \left[ \Gamma_1 - i\varepsilon + \frac{\Gamma_m(\Gamma - i\Omega_1)}{2\Gamma} \right] \times [(\Gamma_1 - i\varepsilon)(\Gamma_\mu - i\Omega_\mu) + |G|^2]^{-1} \right\}.$$

Фактор  $B_w$  в (23) описывает форму спектра спонтанного испускания. На рис.2–4 показаны рассчитанные по формуле (23) спектры резонансного рассеяния излучения при различных значениях интенсивности (она пропорциональна  $|G|^2$ ), отстройки  $\Omega$  частоты излучения накачки и углов  $\theta$  между волновыми векторами  $k_\mu$  и  $k$ . Расчеты спектров проведены для наиболее интересных случаев полного сохранения фазовой памяти при столкновениях на переходе  $l - n$  ( $\tilde{v} = v$ ,  $v_{ln} = v_{nl} = 0$ , при этом  $\Gamma_1 \ll kv_T$ ) и в отсутствие фазовой памяти на переходах  $m - n$  и  $m - l$  ( $\tilde{v}_1 = \tilde{v}_2 = 0$ , при этом  $\Gamma$ ,  $\Gamma_\mu \gg kv_T$ ). Константы релаксации  $\gamma_m$ ,  $\gamma_n$  и  $\gamma_l$  полагались одинаковыми (см. формулу (17)), что всегда выполняется в том случае, когда убывание атомов из области их взаимодействия со световым пучком происходит только из-за их движения (уровни  $m$ ,  $n$  и  $l$  не распадаются на другие, сторонние, уровни). Для нормировки спектров на всех рисунках используется величина  $w_0$  – вероятность спонтанного испускания в центре линии на переходе  $m - l$  в отсутствие накачки и при условии, что населенность  $R_m$  уровня  $m$ , с которого это испускание происходит, остается такой же, как и при наличии накачки:

$$w_0 = \frac{2|G_\mu|^2}{\Gamma_\mu} \frac{R_m}{N}. \quad (24)$$

Из рис.2–4 видно, что в спектре рассеянного излучения присутствуют две спектральные компоненты: широкая вблизи частоты перехода  $m - l$  (вблизи  $\Omega_\mu \approx 0$ ) и узкая вблизи комбинационной частоты (вблизи  $\Omega_\mu \approx \Omega$ ). Широкая компонента изотропна по отношению к взаимной ориентации волновых векторов сильного и рассеянного излучений. Узкая же компонента, несмотря на однородный характер уширения (доплеровское уширение мало по сравнению с частотой столкновений, см. формулу (11)), обладает ярко выраженной анизотропией. Эта линия в спектрах рассеяния максимально сужается в направлении, близком к направлению распространения возбуждающего излучения ( $\theta = 0$ ). Спектр рассеянного из-

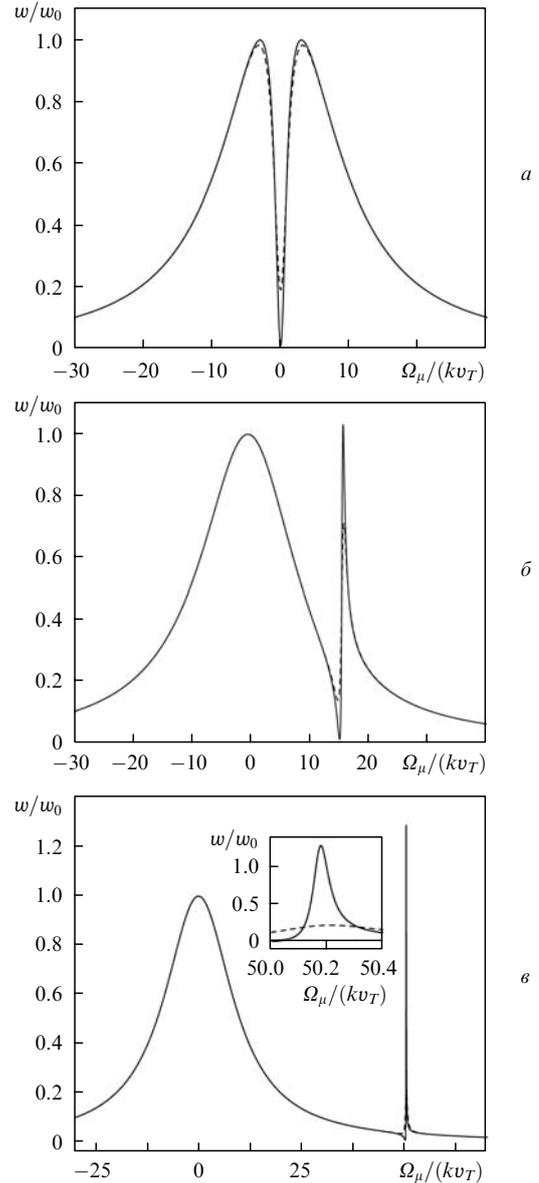


Рис.2. Спектры резонансного рассеяния излучения трехуровневыми  $\Lambda$ -атомами в случае полного сохранения фазовой памяти при столкновениях на переходе  $l - n$  ( $\tilde{v} = v$ ,  $v_{ln} = v_{nl} = 0$ ,  $\Gamma_1 \ll kv_T$ ) и в отсутствие фазовой памяти на переходах  $m - n$  и  $m - l$  ( $\tilde{v}_1 = \tilde{v}_2 = 0$ ,  $\Gamma$ ,  $\Gamma_\mu \gg kv_T$ ) при  $v_{lr}/(kv_T) = 10$ ,  $A_{mm}/(kv_T) = 10^{-2}$ ,  $A_{ml} = A_{mn}$ ,  $\gamma/A_{mn} = 10^{-4}$ ,  $Q_n = Q_l$ ,  $(k - k_\mu)/k = 10^{-4}$ ,  $|G|/(kv_T) = 3$  ( $2|G|^2 = 90\Gamma_\mu\Gamma_m$ ),  $\theta = 0$  (сплошные кривые) и  $\pi$  (штриховые кривые),  $\Omega = 0$  (а),  $\Omega/(kv_T) = 15$  (б) и 50 (в). На вставке в более крупном масштабе показан резонанс в окрестности  $\Omega_\mu \approx \Omega$ .

лучения зависит от интенсивности возбуждающего излучения (ср. рис.2,а, 3,а и 4,а).

Необходимо иметь в виду, что только в том случае, когда интенсивность возбуждающего излучения не высока и спектральные компоненты не перекрываются (при большой отстройке частоты возбуждающего излучения,  $|\Omega| \gg \Gamma$ ), можно говорить об отдельных линиях в спектрах флуоресценции и комбинационного рассеяния (соответственно вблизи  $\Omega_\mu \approx 0$  и  $\Omega_\mu \approx \Omega$ ). При высокой интенсивности излучения, особенно в резонансных условиях (при  $|\Omega| < \Gamma$ ), двухфотонные и ступенчатые процессы не являются независимыми и следует говорить о едином процессе резонансного комбинационного рассеяния. Это наглядно видно в случае точного резонанса ( $\Omega = 0$ ) и

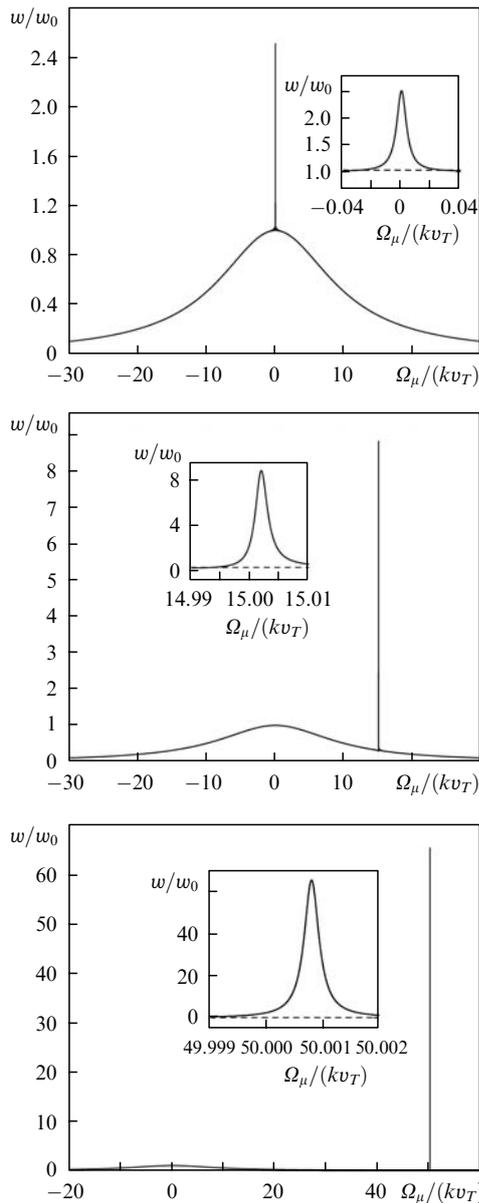


Рис.3. Спектры резонансного рассеяния излучения трехуровневыми  $\Lambda$ -атомами при  $|G|/(kv_T) = 0.2$  ( $2|G|^2 = 0.4\Gamma_\mu\Gamma_m$ ),  $\Omega = 0$  (а),  $\Omega/(kv_T) = 15$  (б) и 50 (в); остальные параметры и обозначения те же, что и для рис.2.

высокой интенсивности ( $2|G| \gg \Gamma_\mu, \Gamma_1$ ) возбуждающего поля, когда спектр рассеянного излучения дается формулой (в данном случае она следует из выражения (23))

$$B_w = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left[ \frac{1}{\Gamma_{\mu 1} - i(\Omega_\mu + |G|)} + \frac{1}{\Gamma_{\mu 1} - i(\Omega_\mu - |G|)} \right], \quad (25)$$

$$\Gamma_{\mu 1} = \frac{\Gamma_\mu + \Gamma_1}{2}.$$

Из (25) видно, что в случае точного резонанса и высокой интенсивности возбуждающего поля спектр рассеянного излучения симметричен относительно  $\Omega_\mu = 0$  и обе спектральные компоненты неразличимы по амплитуде и ширине (они одинаковые).

Рассмотрим более детально различные области спектра рассеянного излучения. Пусть отстройка частоты и интенсивность возбуждающего излучения невелики,

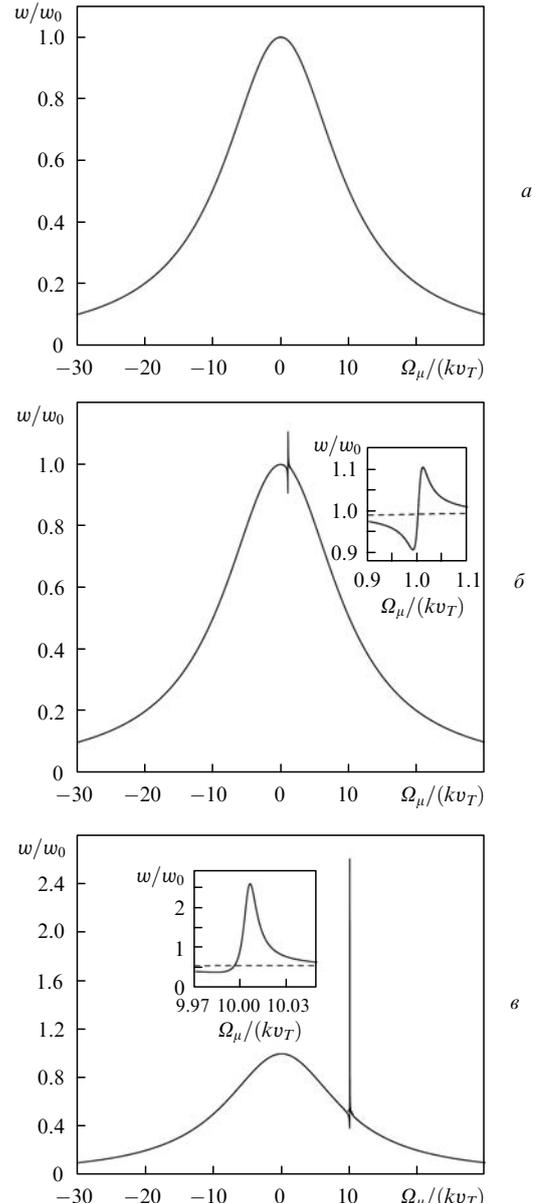


Рис.4. Спектры резонансного рассеяния излучения трехуровневыми  $\Lambda$ -атомами при  $|G|/(kv_T) = 0.317$  ( $2|G|^2 = \Gamma_\mu\Gamma_m$ ),  $\Omega = 0$  (а),  $\Omega/(kv_T) = 1$  (б) и 10 (в); остальные параметры и обозначения те же, что и для рис.2.

$$|\Omega| \ll \Gamma, \Gamma_\mu, \quad 2|G| \ll \Gamma_\mu, \quad (26)$$

а константы релаксации когерентностей на переходах  $m - l$  и  $l - n$  существенно различны,

$$\Gamma_1 \ll \Gamma_\mu \quad (27)$$

(столкновения достаточно хорошо сохраняют фазовую память на переходе  $l - n$ ). В этих условиях из формулы (23) получаем

$$B_w = \operatorname{Re} \left\{ \frac{1}{\Gamma_\mu - i\Omega_\mu} - \left( \frac{|G|^2}{\Gamma_\mu^2} - \frac{\Gamma_m}{2\Gamma_\mu} \right) [\Gamma_{\text{eff}} - i(\Omega_\mu - \Omega)]^{-1} \right\}, \quad (28)$$

$$\Gamma_{\text{eff}} = \Gamma_1 + \frac{|G|^2}{\Gamma_\mu}.$$

Согласно (28) в спектре рассеянного излучения присутствуют две спектральные компоненты, имеющие лоренцевскую форму: на частоте перехода  $m - l$  ( $\Omega_\mu = 0$ , первое

слагаемое в фигурных скобках) и на комбинационной частоте ( $\Omega_\mu = \Omega$ , второе слагаемое). Полуширины  $\Gamma_\mu$  и  $\Gamma_{\text{eff}}$  соответствующих компонент сильно различаются ( $\Gamma_\mu \gg \Gamma_{\text{eff}}$ ). Широкая компонента (с полушириной  $\Gamma_\mu$ ) изотропна по отношению к взаимной ориентации волновых векторов  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{k}_\mu$  возбуждающего и рассеянного излучений, в то время как узкая компонента (с полушириной  $\Gamma_{\text{eff}}$ ) сильно анизотропна (рис.2,а и 3,а). Анизотропия наиболее ярко проявляется при слабой интенсивности возбуждающего излучения ( $|G|^2 \ll \Gamma_\mu \Gamma_1$ ), когда полуширина  $\Gamma_{\text{eff}}$  узкой компоненты равна  $\Gamma_1$ :

$$\Gamma_{\text{eff}} \simeq \Gamma_1 = \frac{\gamma_n + \gamma_l}{2} + q^2 D. \quad (29)$$

Выражение для  $\Gamma_1$  в (29) справедливо при условии (6) и заведомо выполнимом неравенстве  $\gamma_n + \gamma_l \ll 2v_{\text{tr}}$ . Если  $\gamma_n + \gamma_l \ll 2q^2 D$ , то полуширина узкой анизотропной компоненты в спектре рассеянного излучения оказывается пропорциональной коэффициенту диффузии:

$$\Gamma_{\text{eff}} \simeq q^2 D. \quad (30)$$

Это обстоятельство можно использовать для измерения коэффициента диффузии поглощающих частиц в атмосфере буферного газа по спектроскопическим данным.

Узкая анизотропная компонента проявляется в спектре рассеянного излучения как провал или пик на фоне широкого контура в зависимости от интенсивности возбуждающего излучения. На фоне широкого контура имеется провал («темный» резонанс), если  $|G|^2 > \Gamma_m \Gamma_\mu / 2$  (рис.2,а), или пик, если  $|G|^2 < \Gamma_m \Gamma_\mu / 2$  (рис.3,а). При определенной интенсивности возбуждающего излучения, такой, что  $|G|^2 = \Gamma_m \Gamma_\mu / 2$ , узкая компонента в спектре рассеянного излучения вообще отсутствует (рис.4,а). Подчеркнем, что в открытой  $\Lambda$ -системе «темный» резонанс в спектре рассеянного излучения (рис.2,а) возникает под действием только одного внешнего поля.

Рассмотрим теперь случай предельно большой отстройки частоты возбуждающего излучения,

$$|\Omega| \gg \Gamma, \quad (31)$$

при умеренно высокой его интенсивности, такой, что

$$|\Omega| \Gamma_1 \ll |G|^2 \ll |\Omega|^2. \quad (32)$$

В этом случае формулу (23) для спектра рассеянного излучения можно преобразовать к следующему виду:

$$B_\omega = \left(1 - \frac{\Gamma_m}{2\Gamma}\right) \Gamma_\mu \left[ \Gamma_\mu^2 + \left(\Omega_\mu + \frac{|G|^2}{\Omega}\right)^2 \right]^{-1} + \left(\frac{|G|^2}{\Omega^2} + \frac{\Gamma_m}{2\Gamma}\right) (\Gamma_1 + \gamma_l) \left[ (\Gamma_1 + \gamma_l)^2 + \left(\Omega_\mu - \Omega - \frac{|G|^2}{\Omega}\right)^2 \right]^{-1}, \quad \gamma_l = \frac{|G|^2 \Gamma_\mu}{\Omega^2}. \quad (33)$$

Первое слагаемое в формуле (33) описывает контур линии флуоресценции, расположенной в окрестности  $\Omega_\mu = \Omega_\mu^- \approx -|G|^2/\Omega$  и имеющей полуширину  $\Gamma_\mu$ . Второе слагаемое описывает контур линии комбинационного рассеяния, расположенной в окрестности  $\Omega_\mu = \Omega_\mu^+ \approx \Omega + |G|^2/\Omega$  и имеющей полуширину  $\Gamma_1 + \gamma_l$ . Линия флуоресценции изотропна по отношению к взаимной ориентации волновых векторов  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{k}_\mu$  возбуждающего и рассеянного излучений, линия же комбинационного рассеяния анизо-

тропна. Анизотропия наиболее ярко проявляется при сохранении фазовой памяти на переходе  $n-l$  (см. вставки на рис.2,б и 3,б). В этом случае величина  $\Gamma_1$  определяется формулой (29) и, следовательно, полуширина  $\Gamma_1 + \gamma_l$  линии комбинационного рассеяния зависит от коэффициента диффузии  $D$  взаимодействующих с излучением частиц. Если при этом выполнено условие

$$\gamma_n, \gamma_l, \gamma_1 \ll q^2 D, \quad (34)$$

то полуширина линии комбинационного рассеяния пропорциональна коэффициенту диффузии:

$$\Gamma_1 + \gamma_l \simeq q^2 D. \quad (35)$$

Из формулы (33) видно, что отношение амплитуды резонанса комбинационного рассеяния к амплитуде резонанса флуоресценции

$$A_R = \left(\gamma_l + \frac{\Gamma_m \Gamma_\mu}{2\Gamma}\right) \left[ (\Gamma_1 + \gamma_l) \left(1 - \frac{\Gamma_m}{2\Gamma}\right) \right]^{-1}. \quad (36)$$

В отсутствие фазовой памяти на всех переходах (при этом  $\Gamma_1 \approx \Gamma_\mu \approx \Gamma \gg \gamma_l, \Gamma_m$ ) относительная амплитуда резонанса комбинационного рассеяния мала ( $A_R \ll 1$ ). Сохранение фазовой памяти на переходе  $n-l$  (при этом  $\Gamma_\mu \approx \Gamma \gg \Gamma_1, \gamma_l, \Gamma_m$ ) приводит к резкому увеличению амплитуды резонанса комбинационного рассеяния, и она может быть во много раз больше амплитуды резонанса флуоресценции ( $A_R \gg 1$ ). Если при этом выполнены условия (34), то относительная амплитуда достигает своего максимального значения:

$$A_R = \frac{\Gamma_m \Gamma_\mu}{2q^2 D \Gamma} \approx \frac{\Gamma_m}{2q^2 D}. \quad (37)$$

Таким образом, при сохранении фазовой памяти на переходе  $n-l$  и выполнении условий (34) относительная амплитуда резонанса комбинационного рассеяния обратно пропорциональна коэффициенту диффузии  $D$  взаимодействующих с излучением частиц, т. е. растет вместе с ростом давления буферного газа.

При частичном (не полном) сохранении фазовой памяти на переходе  $n-l$  степень ее сохранения удобно характеризовать параметром  $\text{Re } \tilde{v} / \text{Re } v$  ( $0 \leq \text{Re } \tilde{v} / \text{Re } v \leq 1$ ). Этот параметр можно найти по относительной амплитуде  $A_R$  (36) резонанса комбинационного рассеяния. Действительно, при частичном сохранении фазовой памяти на переходе  $n-l$  второе слагаемое в формуле (13) для  $\Gamma_1$  становится главным, так что

$$\Gamma_1 = \text{Re}(v - \tilde{v}). \quad (38)$$

При условии  $\gamma_l \ll \Gamma_1$  из выражений (36) и (38) получаем соотношение, связывающее относительную амплитуду  $A_R$  резонанса комбинационного рассеяния со степенью сохранения фазовой памяти при столкновениях:

$$\frac{\text{Re } \tilde{v}}{\text{Re } v} = 1 - \frac{\Gamma_m}{2A_R \text{Re } v} \frac{\Gamma_\mu}{\Gamma} \approx 1 - \frac{\Gamma_m D}{v_T^2 A_R} \frac{\Gamma_\mu}{\Gamma}. \quad (39)$$

Второе приближенное равенство в (39) (с коэффициентом диффузии  $D$  в правой части) фактически является точным при достаточно высокой степени сохранения фазовой памяти на переходе  $n-l$  (при  $1 - \text{Re } \tilde{v} / \text{Re } v \ll 1$ ), т. к. в этом случае можно полагать (см. формулу (6))

$$\text{Re } v = v_{\text{tr}} = v_T^2 / (2D).$$

Из формулы (33) следует, что отношение энергии излучения в резонансе комбинационного рассеяния к энергии в резонансе флуоресценции (энергии – интегралы по частоте)

$$E_R = \left( \frac{|G|^2}{\Omega^2} + \frac{\Gamma_m}{2\Gamma} \right) \left( 1 - \frac{\Gamma_m}{2\Gamma} \right)^{-1}. \quad (40)$$

В этой формуле фактор  $\Gamma_m/(2\Gamma)$  обусловлен когерентностью  $R_{nm}$  состояний  $m$  и  $n$ , индуцированной внешним возбуждающим излучением. Он характеризует вероятность релаксации когерентности  $R_{nm}$  по радиационному каналу. Если столкновения не сохраняют фазовую память на переходе  $m - n$ , то этот фактор мал ( $\Gamma_m/(2\Gamma) \ll 1$ ), и энергия, заключенная в линии комбинационного рассеяния, много меньше энергии, заключенной в линии флуоресценции ( $E_R \ll 1$ ). Если же фазовая память на переходе  $m - n$  сохраняется, то фактор  $\Gamma_m/(2\Gamma)$  близок к единице и почти вся энергия будет заключена в линии комбинационного рассеяния ( $E_R \gg 1$ ).

## 5. Заключение

В настоящей работе теоретически исследовано влияние эффектов фазовой памяти при столкновениях на спектр резонансного комбинационного рассеяния излучения трехуровневыми атомами с  $\Lambda$ -конфигурацией уровней, находящимися в поле сильного монохроматического излучения и испытывающими столкновения с атомами буферного газа. Изучен спектр резонансного рассеяния излучения на переходе, смежном с переходом, возмущенным внешним полем. Анализ проведен для случая однородного уширения линии поглощения при достаточно больших давлениях буферного газа, когда частота столкновений велика по сравнению с доплеровской шириной линии поглощения ( $\nu_{tr} \gg kv_T$ ).

Спектр рассеянного излучения имеет две спектральные компоненты. В том случае, когда интенсивность возбуждающего излучения не велика и эти компоненты не перекрываются (при большой отстройке частоты возбуждающего излучения,  $|\Omega| \gg \Gamma$ ), можно говорить об отдельных линиях флуоресценции и комбинационного рассеяния (соответственно вблизи  $\Omega_\mu \approx 0$  и  $\Omega_\mu \approx \Omega$ ). В резонансных условиях (при  $|\Omega| < \Gamma$ ) двухфотонные и ступенчатые процессы не являются независимыми и следует говорить о едином процессе резонансного комбинационного рассеяния.

Показано, что наиболее интересные особенности в спектре рассеянного излучения возникают в отсутствие столкновительной релаксации низкочастотной когерентности на переходе между двум нижними уровнями  $\Lambda$ -системы. Оказалось, что в этом случае спектральная компонента вблизи комбинационной частоты резко сужается и, несмотря на однородный характер уширения линии поглощения, обладает ярко выраженной анизотропией по отношению к взаимной ориентации волновых векторов возбуждающего и рассеянного излучений (максимальное сужение происходит в направлении, близком к направлению распространения возбуждающего излучения). Кроме того, ширина и амплитуда узкой анизотропной компоненты зависят от коэффициента диффузии  $D = v_T^2/(2\nu_{tr})$  поглощающих излучение частиц. Это обстоятельство можно использовать для измерения коэффициента диффузии поглощающих частиц в атмосфере буфер-

ного газа с использованием спектроскопических данных. Получена простая формула, из которой по относительной амплитуде резонанса комбинационного рассеяния можно находить параметр  $\text{Re } \tilde{\nu}/\text{Re } \nu$  – степень сохранения фазовой памяти при столкновениях на переходе  $n - l$ .

В рассмотренных в данной работе условиях значительной оптической перекачки частиц на нижний уровень, не затронутый внешним полем ( $R_l \gg R_n, R_m$ ), спектр резонансного комбинационного рассеяния существенно отличается от спектра пробного поля (спектр пробного поля в этих условиях описан в работе [9]). Совпадение спектров наблюдается только при небольшой отстройке частоты ( $|\Omega| \ll \Gamma, \Gamma_\mu$ ) и достаточно высокой интенсивности ( $|G|^2 \gg \Gamma_m \Gamma_\mu / 2$ ) возбуждающего излучения, когда на фоне широкого контура имеется провал (рис.2,а). При небольшой интенсивности ( $|G|^2 < \Gamma_m \Gamma_\mu / 2$ ) и точном резонансе для возбуждающего излучения ( $\Omega = 0$ ) в спектре резонансного комбинационного рассеяния имеется пик (рис.3,а), в то время как в спектре пробного поля наблюдался бы провал [9]. В случае большой отстройки частоты возбуждающего излучения ( $|\Omega| \gg \Gamma$ ) амплитуда узкого резонанса комбинационного рассеяния во много раз больше амплитуды резонанса флуоресценции (рис.3,б), в то время как в спектре пробного поля амплитуда узкого резонанса в крыле линии поглощения не превышает амплитуду резонанса вблизи центра этой линии.

Отмеченные в настоящей работе особенности спектра рассеянного излучения наиболее ярко проявляются в случае достаточно высокой степени сохранения фазовой памяти при столкновениях на переходе  $n - l$  (при  $1 - \text{Re } \tilde{\nu}/\text{Re } \nu \ll 1$ ). Для атомов щелочных металлов (они хорошо моделируются  $\Lambda$ -схемой уровней), находящихся в атмосфере инертных буферных газов, сечение столкновительных переходов между компонентами  $n, l$  сверхтонкой структуры основного состояния на 6 – 10 порядков меньше газокинетических сечений [10]. Поэтому для этих объектов следует ожидать высокой степени сохранения фазовой памяти при столкновениях, такой, что  $1 - \text{Re } \tilde{\nu}/\text{Re } \nu \lesssim 10^{-6}$ . Таким образом, атомы щелочных металлов, находящиеся в атмосфере инертных газов, являются вполне подходящим объектом для обнаружения и исследования всех особенностей спектра рассеянного излучения, рассмотренных в настоящей работе.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 07-02-00954), программы ОФН РАН «Оптическая спектроскопия и стандарты частоты» и гранта Президента РФ государственной поддержки ведущих научных школ РФ № НШ-1527.2008.2.

1. Раутиан С.Г., Смирнов Г.И., Шалагин А.М. *Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул* (Новосибирск: Наука, 1979).
2. Попов А.К. *Введение в нелинейную спектроскопию* (Новосибирск: Наука, 1983).
3. Летохов В.С., Чеботаев В.П. *Нелинейная лазерная спектроскопия сверхвысокого разрешения* (М.: Наука, 1990).
4. Агапьев Б.Д., Горный М.Б., Матисов Б.Г., Рождественский Ю.В. *УФН*, **163**, 1 (1993).
5. Arimondo E., in *Progress in Optics* (Amsterdam: Elsevier, 1996, Vol. 35, p. 257).
6. Пархоменко А.И., Шалагин А.М. *ЖЭТФ*, **120**, 830 (2001).
7. Чепмен С., Каулинг Т. *Математическая теория неоднородных газов* (М.: ИЛ, 1960).
8. Пархоменко А.И., Шалагин А.М. *ЖЭТФ*, **127**, 320 (2005).
9. Пархоменко А.И., Шалагин А.М. *ЖЭТФ*, **128**, 1134 (2005).
10. Harper W. *Phys. Rep.*, **44**, 169 (1972).