

В.П. Кочанов, Ю.В. Мальцева

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ПРОЯВЛЕНИЯ СТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ И ПОЛЕВОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИЙ ЛИНИЙ В ТРЕХУРОВНЕВОЙ СИСТЕМЕ С РАСЩЕПЛЕННЫМ ОСНОВНЫМ СОСТОЯНИЕМ

Рассматривается одновременное действие на контур линий стационарного поглощения монохроматического излучения и спектра возбуждения флюоресценции столкновительного и полевого спектральных обменов в трехуровневой Λ -системе с двукратно расщепленным основным состоянием. Путем числовых расчетов показано, что подключение столкновительного спектрального обмена дополнительно к полемому не меняет основных качественных особенностей последнего.

Введение

Как известно, основные состояния большинства атомов и молекул имеют тонкую и сверхтонкую структуры вследствие ненулевого спина ядра и слабых внутримолекулярных взаимодействий многих типов. В присутствии внешних постоянных магнитного и (или) электрического полей при наличии ненулевого полного углового момента основные состояния дополнительно расщеплены по его проекциям. Обычно при решении задач лазерной спектроскопии, лазерного зондирования атмосферы и им подобных величины расщеплений меньше естественной ширины линии и их не принимают во внимание, считая основное состояние невырожденным. Вместе с тем в [1–4] показано, что в типичной при расщеплении основного состояния схеме пересечения подуровней в отсутствие столкновений либо при малых давлениях буферного газа вступают в действие весьма ощутимые нелинейные интерференционные эффекты (НИЭФ) [5], изучавшиеся ранее преимущественно на возбужденных состояниях атомов [6–12].

Механизм действия НИЭФ в схеме пересечения подуровней основного состояния заключается в индуцировании квазимонохроматическим полем лазерного излучения поляризаций на двух и более разрешенных оптических переходах многоуровневой системы. Наведение поляризаций происходит эффективно, поскольку поле резонансно сразу нескольким переходам вследствие малости расщепления. Одновременно поле наводит поляризации на запрещенных низкочастотных переходах между компонентами расщепления основного состояния. Светоиндуцированные поляризации низкочастотных переходов связывают поляризации разрешенных оптических переходов, и таким образом осуществляется полевая интерференция линий, отличная от известной интерференции линий (спектрального обмена, кроссрелаксации) [13–16], обусловленной столкновениями. При этом связь поляризаций оптических переходов, а следовательно, и проявления полевой интерференции тем сильнее, чем меньше величина расщепления основного состояния и чем больше напряженность электрического поля световой волны.

К наиболее значимым проявлениям НИЭФ в квантовых системах обсуждаемого типа, а именно в трехуровневой Λ -системе, относится формирование гигантских интерференционных сдвига и ширины линий стационарного поглощения и спектра возбуждения флюоресценции, которые могут достигать тысячи радиационных ширин линий оптических переходов [1]. В системе с многократно расщепленным основным состоянием более выражен эффект интерференционного подавления поглощения с ростом интенсивности излучения [4]. При устремлении расщепления к нулю величину интерференционной связи оптических поляризаций и степень проявления указанных эффектов ограничивают естественные физические факторы. К ним относятся столкновения, которые разрушают когерентность, наведенную полем среди подуровней расщепления, ограниченность времени взаимодействия атомов с полем вследствие конечных длительности импульса и времени пролета атомов через световой пучок, а также немонохроматичность излучения, подробно рассмотренная в [2].

Столкновения взаимодействующего с излучением атома (молекулы) с частицами буферного газа, помимо деструктивного действия на НИЭФ, проявляющегося в области высоких давлений, оказывают существенное влияние на полевую интерференцию линий в области меньших давлений. Это происходит благодаря тому, что константа столкновительной релаксации запрещенного низкочастотного перехода напрямую входит в коэффициент связи поляризаций оптических переходов [1]. В частности, произведенные в [1] расчеты показывают, что в случае различающихся констант радиационной релаксации оптических переходов контур линии может сужаться с ростом давления. Однако использованная в [1] модель не учитывает столкновительной интерференции линий [13–16], которая, как показывает анализ общих выражений интеграла столкновений через амплитуды рассеяния [5], в принципе допустима в рассматриваемой Λ -системе в случае малых расщеплений основного состояния.

Цель данной работы заключается в проведении такого учета с использованием стандартной модели столкновительного спектрального обмена и в последующем рассмотрении совместного действия на спектры стационарного поглощения и возбуждения флюоресценции полевой и столкновительной интерференций линий в трехуровневой Λ -системе с двукратно расщепленным основным состоянием.

Постановка и алгебраическое решение задачи

Квантовую систему, состоящую из основного (0), высокого возбужденного (1) и близкого к основному метастабильного (2) уровней будем, так же как и в [1–4], описывать с помощью стандартных уравнений для матрицы плотности среды в моделях релаксационных констант, однородного уширения и в приближении вращающейся волны. Считаем, что на систему воздействует монохроматическое излучение с амплитудой электрического поля E и частотой ω , близкой к частотам ω_{10} и ω_{12} разрешенных оптических переходов $0-1$ и $2-1$. Учет столкновительного спектрального обмена произведем согласно общепринятой схеме [13–16] путем введения пропорциональных давлению констант (параметров кроссрелаксации) в уравнения для недиагональных матричных элементов матрицы плотности, соответствующих поляризациям разрешенных оптических переходов. В результате кинетические уравнения в стационарном случае и в представлении взаимодействия принимают вид:

$$\begin{aligned} [\Gamma_1 - i(\Omega - \delta_1)] R_1 &= i V_1 (\rho_0 - \rho_1) + i V_2 r + \zeta_1 R_2; \\ [\Gamma_2 - i(\Omega + \Delta - \delta_2)] R_2 &= i V_2 (\rho_2 - \rho_1) + i V_1 r^* + \zeta_2 R_1; \\ [\Gamma_3 + i(\Delta + \delta_3)] r &= i V_2 R_1 - i V_1 R_2^*; \\ A_1 \rho_1 - \gamma (\rho_0 - \rho_2) &= 2 V_1 R_1''; \\ A_2 \rho_1 + \gamma (\rho_0 - \rho_2) &= 2 V_2 R_2''; \\ \rho_0 + \rho_1 + \rho_2 &= 1. \end{aligned} \tag{1}$$

Здесь ρ_i ($i = 0, 1, 2$) – населенности уровней; $R_i = R_i' + iR_i''$ ($i = 1, 2$) – постоянные по времени части комплексных недиагональных матричных элементов матрицы плотности (поляризации) оптических переходов $0-1$ и $2-1$ соответственно; r – поляризация запрещенного низкочастотного перехода $0-2$, $V_i = V_i^* = d_i E / (2\hbar)$ ($i = 1, 2$) – частоты Раби для переходов $0-1$ и $2-1$; d_i , A_i ($i = 1, 2$) – матричные элементы дипольного момента и первые коэффициенты Эйнштейна разрешенных оптических переходов; $\Omega = \omega - \omega_{10}$ – отстройка частоты лазерного излучения от частоты перехода $0-1$; $\Delta = \omega_{20}$ – частота запрещенного перехода $0-2$ или величина расщепления основного состояния; Γ_i , δ_i ($i = 1, 2, 3$) – константы уширения и сдвига для переходов $0-1$, $2-1$ и $0-2$ соответственно; γ – скорость столкновительного перераспределения населенностей между уровнями 0 и 1; $\zeta_i = \zeta_i' + i\zeta_i''$ ($i = 1, 2$) – комплексные параметры кроссрелаксации для переходов $0-1$ и $2-1$, ответственные за столкновительную интерференцию линий.

Принципиальное различие полевой и столкновительной интерференций линий можно проиллюстрировать, выразив величину r с помощью третьего уравнения системы (1) через R_1 и R_2^* и подставив это выражение в первые два уравнения (1):

$$\begin{cases} \left[\Gamma_1 - i(\Omega - \delta_1) + \frac{V_2^2}{\Gamma_3 + i(\Delta + \delta_3)} \right] R_1 - \frac{V_1 V_2}{\Gamma_3 + i(\Delta + \delta_3)} R_2^* - \zeta_1 R_2 = i V_1 (\rho_0 - \rho_1); \\ \left[\Gamma_2 - i(\Omega + \Delta - \delta_2) + \frac{V_1^2}{\Gamma_3 - i(\Delta + \delta_3)} \right] R_2 - \frac{V_1 V_2}{\Gamma_3 - i(\Delta + \delta_3)} R_1^* - \zeta_2 R_1 = i V_2 (\rho_2 - \rho_1). \end{cases} \quad (2)$$

Вторые и третьи члены в левых частях полученных уравнений (2) описывают соответственно полевую и столкновительную интерференции линий. Из (2) следует, что в отличие от столкновительной для полевой интерференции осуществляется связь комплексно-сопряженных поляризаций R_1 и R_2^* . Параметры связи ζ_1 и ζ_2 , ответственные за столкновительную интерференцию, пропорциональны давлению газа p и стремятся к нулю при $p \rightarrow 0$. Напротив, для полевой интерференции параметры связи $V_1 V_2 / [\Gamma_3 \pm i(\Delta + \delta_3)]$ при отсутствии столкновений ($\Gamma_3 = 0$, $\delta_3 = 0$) принимают свои максимальные значения и неограниченно возрастают, если $\Delta \rightarrow 0$. Подобным же образом ведут себя и третьи члены в квадратных скобках в уравнениях (2). Данные особенности НИЭФ в рассматриваемой системе и обуславливают в конечном счете появление обсуждавшихся во введении нетривиальных эффектов формирования гигантских сдвига и ширины линии [1] и интерференционного подавления поглощения [4].

В пределе малых интенсивностей излучения $V_1, V_2 \rightarrow 0$ населенности системы можно считать постоянными. В уравнениях (2) при этом останутся лишь члены, соответствующие столкновительному спектральному обмену, а правые части (2) сводятся к постоянным. Интегрируя (2) по частоте Ω , нетрудно показать, что в данных условиях величины R_1, R_2 , а вместе с ними и интегральная интенсивность линии от столкновительных констант релаксации модели не зависят. Другими словами, столкновительная интерференция в пределе малых полей и при отсутствии НИЭФ, как и следовало ожидать, сохраняет интегральную интенсивность линии неизменной.

В качестве искомой величины при решении (1) примем населенность верхнего уровня ρ_1 , зависимость которой от частоты Ω представляет собой спектр возбуждения флюоресценции с уровня 1 на уровни 0 и 2. Одновременно, как нетрудно показать на основании (1), величина ρ_1 в рассматриваемых стационарных условиях пропорциональна работе поля

$$P = 2 V_1 \operatorname{Re} iR_1 + 2 V_2 \operatorname{Re} iR_2 = -\gamma_1 \rho_1 \quad (3)$$

и, соответственно, коэффициенту поглощения излучения, где $\gamma_1 = A_1 + A_2$ – скорость радиационного распада верхнего уровня. В дальнейшем, употребляя термин <контур линии>, мы будем подразумевать зависимость $\rho_1(\Omega)$ или $P(\Omega)$.

Точное решение уравнений (1) есть

$$\rho_1(\Omega) = \{2 V_1^2 V_2^2 + \gamma [V_2^2 (G_1 - V_1^2 Q_1) + V_1^2 (G_2 - V_2^2 Q_2)]\} \{6 V_1^2 V_2^2 + (A_1 + 3 \gamma) V_2^2 G_1 + (A_2 + 3 \gamma) V_1^2 G_2 + V_1^2 V_2^2 [(A_2 - 3 \gamma) Q_1 + (A_1 - 3 \gamma) Q_2 + \gamma \gamma_1 (G_1 G_2 - V_1^2 V_2^2 Q_1 Q_2)]\}^{-1}, \quad (4)$$

где

$$G_{1,2} = \tilde{\Gamma}_{1,2} + \{\Omega_{1,2} [\tilde{\Gamma}_{2,1} \Omega_{1,2} \mp (V_1 V_2 D' + \zeta'_{1,2}) (V_1 V_2 D'' \mp \zeta''_{2,1})] + (V_1 V_2 D'' \mp \zeta''_{1,2}) [\tilde{\Gamma}_{1,2} (V_1 V_2 D'' \mp \zeta''_{2,1}) \mp \zeta'_{2,1}] \} / \operatorname{Det}; \quad (5)$$

$$Q_{1,2} = D' - \zeta'_{1,2} / (V_1 V_2) \pm \{\Omega_{1,2} [\tilde{\Gamma}_{2,1} (V_1 V_2 D'' \pm \zeta'_{1,2}) \pm \Omega_{2,1} (V_1 V_2 D' + \zeta'_{1,2})] - (V_1 V_2 D'' \mp \zeta''_{1,2}) [\tilde{\Gamma}_{1,2} \Omega_{2,1} \pm (V_1 V_2 D' + \zeta'_{2,1}) (V_1 V_2 D'' \pm \zeta'_{1,2})]\} / (V_1 V_2 \operatorname{Det});$$

$$\text{Det} = \tilde{\Gamma}_1 \tilde{\Gamma}_2 - (V_1 V_2 D' + \zeta_1') (V_1 V_2 D' + \zeta_2');$$

$$\tilde{\Gamma}_{1,2} = \Gamma_{1,2} + V_{2,1}^2 D'; \quad \Omega_1 = \Omega + V_2^2 D'' - \delta_1; \quad \Omega_2 = \Omega + \Delta - V_1^2 D'' - \delta_2;$$

$$D' + i D'' = 1 / [\Gamma_3 - i (\Delta + \delta_3)].$$

При рассмотрении взаимодействующего с излучением газа выражение для $\rho_1(\Omega)$ (4) необходимо модифицировать, переопределив $\Omega \rightarrow \Omega - k\nu$, где k – волновое число; ν – проекция вектора скорости атома на волновой вектор, и произвести интегрирование (4) по скоростям с максвелловским распределением.

Числовые расчеты формы линии и обсуждение результатов

Конкретизируем зависимость от давления у входящих в формулу (4) параметров следующим образом:

$$\gamma = \gamma_0 p;$$

$$\Gamma_1 = 0,5 \gamma_1 + \Gamma_{10} \gamma; \quad \Gamma_2 = 0,5 \gamma_1 + \Gamma_{20} \gamma; \quad \Gamma_3 = \Gamma_{30} \gamma;$$

$$\delta_1 = \delta_{10} \gamma; \quad \delta_2 = \delta_{20} \gamma; \quad \delta_3 = \delta_{30} \gamma; \tag{6}$$

$$\zeta_1' = \zeta_{10}' \gamma; \quad \zeta_1'' = \zeta_{10}'' \gamma; \quad \zeta_2' = \zeta_{20}' \gamma; \quad \zeta_2'' = \zeta_{20}'' \gamma.$$

Пропорциональность давлению константы релаксации запрещенного перехода Γ_3 (6) обусловлена пренебрежимо малым радиационным распадом метастабильного уровня 2 на основное состояние 0 [17] и играет определяющую роль в реализации НИЭФ в рассматриваемой схеме пересечения уровней [1].

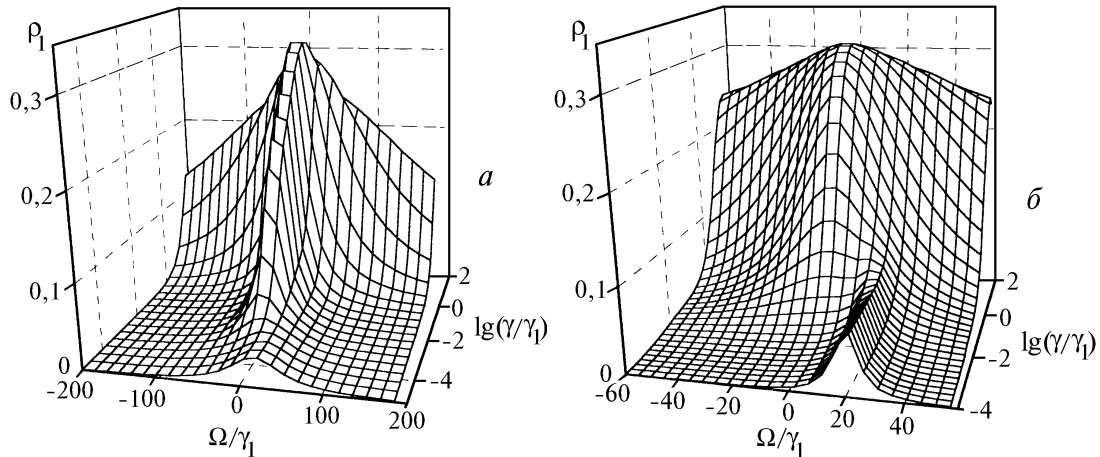


Рис. 1. Контур линии поглощения и спектра возбуждения флюоресценции с учетом НИЭФ и без учета столкновительного спектрального обмена от давления буферного газа: (а) – $A_1 = 0,99\gamma_1$, $A_2 = 0,01\gamma_1$, $\Delta = 2,34\gamma_1$; (б) – $A_1 = A_2 = 0,5\gamma_1$, $\Delta = 4,11\gamma_1$; $V_1 = 10\gamma_1$, $V_2 = \gamma_1$, $\Gamma_{10} = \Gamma_{20} = \Gamma_{30} = 1,5$; $\zeta_1' = \zeta_2' = \zeta_1'' = \zeta_2'' = 0$

На рис. 1, а, б приведены зависимости контура линии $\rho_1(\Omega)$ от давления p (величины γ) с учетом НИЭФ, но в отсутствие столкновительной интерференции ($\zeta_1 = \zeta_2 = 0$) вычисленные для тех же значений параметров, которые были использованы в расчетах, проведенных для построения рис. 5 из статьи [1] (за исключением Γ_{30}). Рис. 1, а и 1, б представляют два важных случая – (а) $A_1 \neq A_2$ и (б) $A_1 = A_2$ – проявления НИЭФ в которых качественно различаются, в том числе при рассмотрении зависимости формы контура от давления [1– 4].

Характерные особенности контуров на рис. 1, а и 1, б, а именно большой интерференционный сдвиг в области малых давлений и составная структура контуров (а) и (б), различным

образом выявляющаяся с изменением давления, детально обсуждались в [1]. В контексте же данной статьи рис. 1 исполняет функцию некоего репера для соотношений с расчетами, выявляющими проявления одновременно действующих механизмов столкновительной и полевой интерференций линии. Соответственно на рис. 2, *a*, *б* представлены добавки $\Delta\rho_1(\Omega)$ к контурам $\rho_1(\Omega)$, помещенным на рис. 1, *a*, *б*, которые обусловлены воздействием столкновительной интерференции, когда $\zeta_1, \zeta_2 \neq 0$:

$$\Delta\rho_1(\Omega) \equiv \rho_1(\Omega, \zeta_1 \neq 0, \zeta_2 \neq 0) - \rho_1(\Omega, \zeta_1 = 0, \zeta_2 = 0). \quad (7)$$

Как видно из рис. 2, *a*, *б*, добавка $\Delta\rho_1(\Omega)$ к контуру $\rho_1(\Omega, \zeta_1 = 0, \zeta_2 = 0)$ имеет характерный для столкновительного спектрального обмена вид, будучи положительной вблизи центра линии и отрицательной в ближних крыльях.

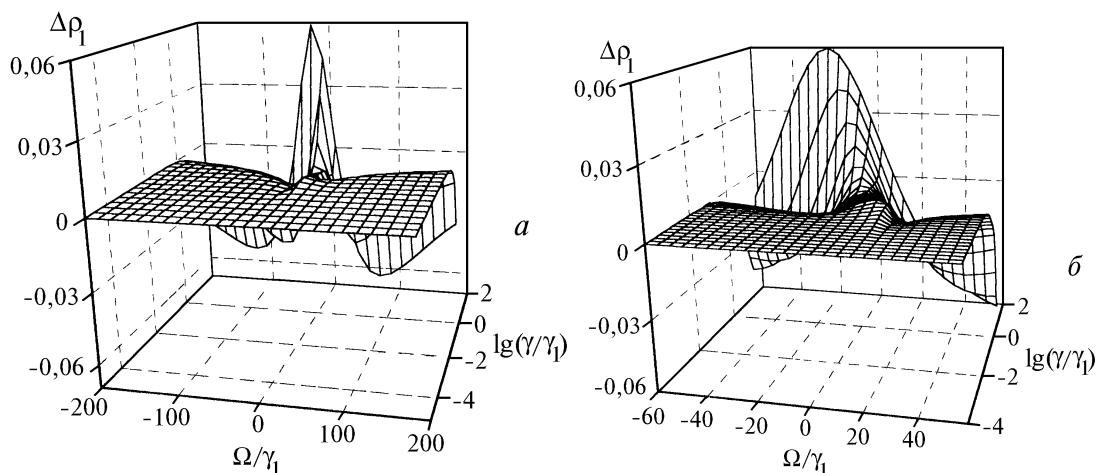


Рис. 2. Добавка $\Delta\rho_1(\Omega)$ к контурам, представленным на рис. 1 *a*, *б*, обусловленная столкновительной интерференцией линий. Параметры контуров (*a*) и (*б*) те же, что и для рис. 1, *a*, *б* соответственно, за исключением $\zeta'_{10} = \zeta'_{20} = 1,3$; $\zeta''_{10} = \zeta''_{20} = 0,3$

Отличительной чертой столкновительной интерференции при наличии НИЭФ в достаточно большом по интенсивности поле является тот факт, что интеграл $\Delta\rho_1(\Omega)$ по частоте Ω в области высоких давлений, который можно оценить, исходя из рис. 2, *a*, *б*, уже не будет равен нулю, как это имеет место в пределе слабых полей и в отсутствие полевой интерференции в соответствии с обсуждением, приведенным в предыдущем разделе.

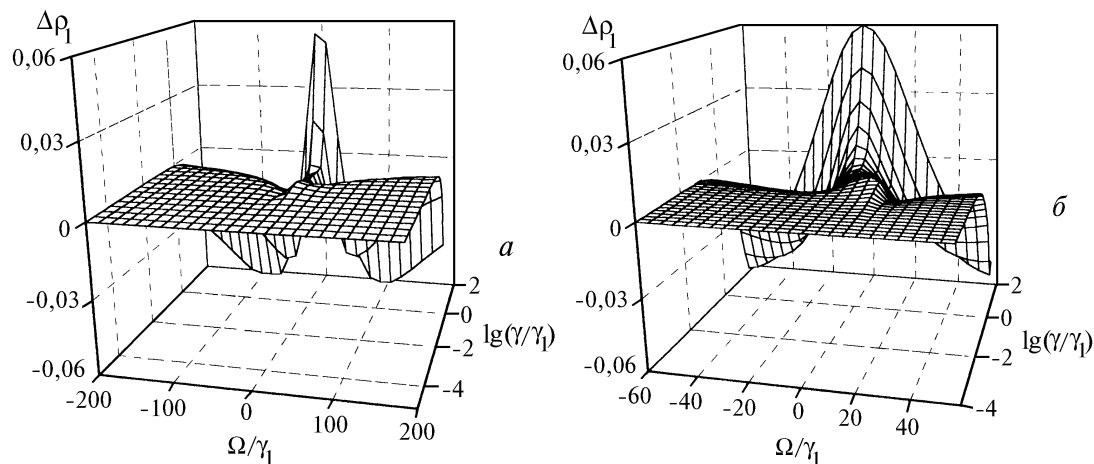


Рис. 3. То же, что и для рис. 2, за исключением $\zeta''_{20} = -0,3$

Заметная асимметрия $\Delta\rho_1(\Omega)$ относительно центра линии, более выраженная для случая (б) (рис. 2 б), в основном обусловлена одинаковыми знаками мнимых частей параметров столкновительной кроссрелаксации ζ_1'' и ζ_2'' . Об этом свидетельствуют данные рис. 3, а, б, где представлены почти полностью симметричные контуры $\Delta\rho_1(\Omega)$, рассчитанные для тех же значений параметров, которые были использованы при построении рис. 2, а, б, за исключением смены знака у параметра ζ_2'' .

Относительные величины максимальных добавок $\Delta\rho_1$ к контуру $\rho_1(\Omega, \zeta_1 = 0, \zeta_2 = 0)$, как следует из данных рис. 1–3, составляют 24% для случая (а) и 21% для случая (б).

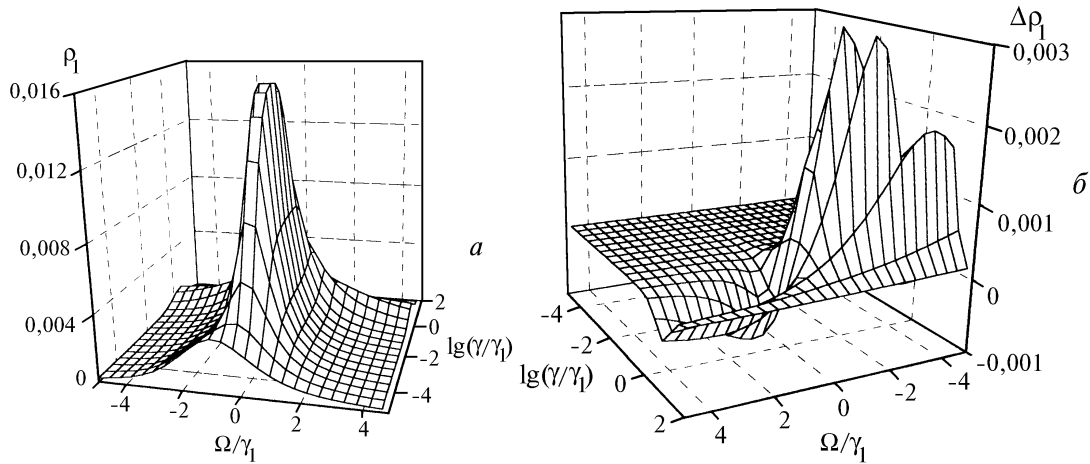


Рис. 4. Контур линии $\rho_1(\Omega)$ (а) и добавки к нему $\Delta\rho_1(\Omega)$ (б) при тех же значениях параметров, что для рис. 1, а, б соответственно, за исключением $V_1 = 0,1\gamma_1, V_2 = 0,01\gamma_1$

Весьма интересен случай слабых полей, представленный на рис. 4, а, б. Как видно из рис. 4, а, при уменьшении интенсивности излучения в 10^4 раз по сравнению с ситуацией, отвечающей рис. 1, а; 2, а, положительный интерференционный сдвиг линии, обусловленный действием НИЭФ, в области малых давлений исчезает. Это находится в качественном и количественном согласии с простым аналитическим описанием контура при отсутствии столкновений [1]. В то же время полевая интерференция в области средних давлений еще более подчеркивается, о чем говорит значительная относительная высота абсолютного максимума контура $\rho_1(\Omega)$ по сравнению с максимальной амплитудой контура при больших давлениях. Подобное отношение амплитуд для случая интенсивных полей (рис. 1, а) заметно меньше. Данный факт является еще одним проявлением того обстоятельства, что подключение НИЭФ происходит не плавным образом, за счет изменения того или иного параметра, а осуществляется <скачком>, т.е. путем введения дополнительного уравнения для поляризации запрещенного перехода r в систему уравнений для матрицы плотности. Главным проявлением этого обстоятельства выступает <полевой коллапс>, или стягивание отдельных линий двух оптических переходов, отстоящих по частоте на величину расщепления Δ , в единый контур, что имеет место вследствие НИЭФ даже при произвольно слабых полях. Соответствие с физической стороной явления здесь обеспечивается тем, что при устремлении интенсивности к нулю время установления стационарного поглощения стремится к бесконечности [1] и такие условия весьма трудно осуществить в реальных экспериментах.

Совместное действие полевой и столкновительной интерференций при низкой интенсивности излучения представлено на рис. 4, б. Его отличительная особенность по сравнению со случаем достаточно высоких интенсивностей (рис. 2, а) заключается в наличии нескольких локальных максимумов добавки $\Delta\rho_1(\Omega)$ к контуру $\rho_1(\Omega)$, помещенному на рис. 4, а, которые расположены в области средних давлений.

Относительная максимальная величина добавки $\Delta\rho_1$ к ρ_1 составляет 18%, что на треть меньше, чем в случае больших полей. Появление локальных экстремумов в зависимости $\Delta\rho_1(\Omega = 0, \gamma)$ объясняется тем, что вследствие учета зависящих от давления параметров $\zeta_1, \zeta_2(\gamma)$ числитель и

знаменатель формулы для $\rho_1(\Omega = 0, \gamma)$ в случае малых V_1, V_2 представляют собой полиномы соответственно второй и третьей степеней по параметру γ , что и приводит к наблюдаемой немонотонной зависимости $\Delta\rho_1(\gamma)$. Большие поля V_1, V_2 сглаживают эту зависимость вплоть до ее полного устранения (рис. 2, а).

Заключение

Проведенный в данной статье стандартный учет столкновительной интерференции линий в схеме пересечения подуровней расщепления основного состояния показал, что несмотря на выбранные большие значения относительных параметров столкновительной кроссрелаксации $\zeta'_{i0} / \Gamma_{i0} \approx 87\%$, $i = 1, 2$, столкновительная интерференция, приводя к дополнительному сужению линии в области средних давлений, в принципе, не меняет основных качественных проявлений полевой интерференции (НИЭФ), детально рассмотренных в [1]. Относительная величина добавки к контуру линии, обусловленная столкновительным спектральным обменом, не превышает 25% и несколько уменьшается с уменьшением интенсивности излучения. При уменьшении интенсивности в области наибольшего проявления интерференции в зависимости максимальной амплитуды контура от давления появляется несколько локальных максимумов и минимумов. Интеграл по частоте от разности контуров, рассчитанных с учетом и без учета столкновительной интерференции, при наличии НИЭФ в общем случае нелинейного поглощения не равен нулю.

Произведенные числовые оценки показывают, что учет рассматриваемых НИЭФ необходим в высотном лазерном зондировании атмосферы, в частности, при наземной локации слоев натрия и других атомов и ионов метеоритного и искусственного происхождения. Требуемые условия заключаются в энергиях лазерных импульсов ≥ 10 мД, длительностях импульсов $\geq 1 \div 10$ мкс и высотах ≥ 70 км. Магнитное поле Земли расщепляет основное состояние натрия в степени, достаточной для реализации НИЭФ.

Проведение такого учета существенно для:

- 1) точной априорной настройки частоты лазерного излучения на зондируемую линию резонансного поглощения;
- 2) определения достоверных значений концентраций атомов на основании величины сигнала лазерно-индуцированной флюоресценции;
- 3) более надежного определения температуры зондируемого слоя по ширине наблюдаемого контура линии флюоресценции.

Другой значительный и интересный прикладной аспект обсуждаемых НИЭФ состоит в возможности их использования в целях измерения величин магнитного и электрического полей в мезосфере и нижней термосфере Земли на основе регистрации интерференционных сдвига и уширения линии флюоресценции, величины которых сильно и прямым образом зависят от степени расщепления основного состояния в постоянных внешних полях.

1. Зубова М.С., Кочанов В.П. // ЖЭТФ. 1992. Т. 100. Вып. 6. С. 1772–1786.
2. Кочанов В.П. // Оптика атмосферы и океана. 1992. Т. 5. N 11. С. 1224–1231.
3. Kochanov V.P. // Proc.SPIE. 1993. V. 2205. P. 28–48.
4. Кочанов В.П., Зубова М.С. // ЖЭТФ. 1994. Т. 105. Вып. 3. С. 499–514.
5. Раутиан С.Г., Смирнов Г.И., Шалагин А.М. Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул. Новосибирск: Наука, 1979. 312 с.
6. Ноткин Г.Е., Раутиан С.Г., Феоктистов А.А. // ЖЭТФ. 1967. Т. 52. Вып. 6. С. 1673–1687.
7. Соколовский Р.И. // Оптика и спектроскопия. 1969. Т. 27. С. 1017–1020.
8. Им Тхекде, Раутиан С.Г., Сапрыкин Э.Г. и др. // ЖЭТФ. 1972. Т. 62. Вып. 5. С. 1661–1665.
9. Раутиан С.Г., Бобович Я.С. // Оптика и спектроскопия. 1973. Т. 34. Вып. 3. С. 617–619.
10. Alzetta G., Gozzini A., Orriols G. // Nuovo Cimento. 1976. V. 36B. P. 5.
11. Alzetta G., Moi L., Orriols G. // Ibid. 1979. V. 52B. N 2. P. 209–218.
12. Orriols G. // Ibid. 1979. V. 53B. N 1. P. 1–24.
13. Baranger M. // Phys. Rev. 1958. V. 112. N 3. P. 855–865.
14. Kolb A.C., Grim H. // Ibid. V. 111. N. 2. P. 514–521.
15. Fano V. // Ibid. 1963. V. 131. N 1. P. 259–268.
16. Бурштейн А.И. Лекции по курсу <Квантовая кинетика>. Ч. II. Новосибирск: Изд. НГУ, 1968. 265 с.
17. Бете Г., Солпитер Э. Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами. М.: Физматгиз, 1960. 562 с.

V. P. Kochanov, Yu. V. Maltseva. Spectral Manifestations of Collisional and Field Interference of Lines in a Three-Level System with a Split Ground State.

The simultaneous action of collisional and field spectral exchanges on the absorption line shape and on the fluorescence excitation spectrum is considered in a three-level Λ -system having two-fold split ground state. It is shown by the aid of numerical simulations, that the addition of the collisional spectral exchange to the field one does not change the main qualitative features of the latter.