

НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ КАСКАДОМ КОГЕРЕНТНОСТИ, В СПЕКТРОСКОПИИ ПРОБНОГО ПОЛЯ

С.Г.Раутиан

Институт автоматики и электрометрии Сибирского отделения РАН
630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 26 июля 1994 г.

Показана важность учета процессов переноса когерентности состояний в нелинейных эффектах насыщения. Учет переноса когерентности может приводить не только к существенному изменению нелинейных интерференционных эффектов, но и к изменению расщепления уровней.

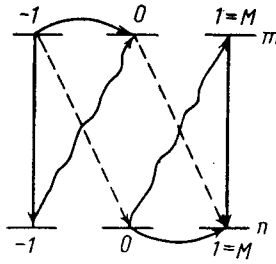
Радиационные (спонтанные) каскады между возбужденными состояниями атома хорошо известны, и во многих задачах, в том числе и в спектроскопии насыщения, их роль может быть весьма существенной. Как правило, говорят о спонтанных переходах частиц, когда результатом перехода оказывается изменение числа частиц на комбинирующих уровнях m, n . Например, именно из-за каскадных переходов в множителе $(\Gamma_m - A_{mn} + \Gamma_n)/\Gamma_m$, входящем в параметр насыщения, фигурирует первый коэффициент Эйнштейна A_{mn} (Γ_m, Γ_n – скорости распада уровней m, n), а изменение заселенности нижнего уровня n под действием внешнего поля пропорционально фактору $1 - A_{mn}/\Gamma_m$ (см., например, [1,2]).

Для ряда явлений важны не только "каскады частиц", но и "каскады когерентности", то есть передача на нижний уровень когерентности между магнитными подуровнями, существующей в верхнем состоянии. Таково положение дел при оптической ориентации [3], в эффекте Ханле [4-6], в нелинейном фарадеевском вращении [7], для поляризации каскадной флуоресценции [5]. Насколько нам известно, каскад когерентности не принимался во внимание при рассмотрении нелинейных явлений в спектроскопии пробного поля, и цель данного сообщения состоит в анализе возможных здесь эффектов.

Рассмотрим простой случай перехода между уровнями m, n с полными моментами $J_m = J_n = 1$. Сильное резонансное монохроматическое поле, линейно поляризованное вдоль оси z , вызывает переходы с $\Delta M = 0$ (сплошные стрелки на рисунке, переход для $M = 0$ запрещен). Пусть пробное поле E_μ поляризовано линейно и ортогонально сильному полю E . Пробное поле индуцирует переходы с $\Delta M = \pm 1$ (волновые стрелки на рисунке они изображены для $\Delta M = 1$). Легко видеть, что в обоих состояниях m, n поля E, E_μ индуцируют корреляцию (когерентность) между магнитными подуровнями, которая описывается элементами матрицы плотности $\rho_m(M, M'), \rho_n(M, M')$ и изображается на рисунке дугообразными стрелками. Формально каскад когерентности выражается в том, что в нижнем состоянии n создается когерентность со скоростью, общая формула для которой имеет вид (см., например, [1], §2, [2])

$$A_{mn} \sum_{M_1 M'_1 \sigma} \langle J_n M_1 | \sigma | J_m M_1 \rangle \langle J_n M'_1 | \sigma | J_m M'_1 \rangle \rho_m(M_1, M'_1), \quad (1)$$

где $\langle \dots | \dots \rangle$ – коэффициенты Клебша – Гордана, а $\sigma = 0, \pm 1$. В частном случае $J_m = J_n = 1$ когерентности $\rho_m(0, -1)$ и $\rho_m(1, 0)$ (см. рисунок) индуди-



руют $\rho_n(1, 0)$ и $\rho_n(0, -1)$, а коэффициенты пропорциональности в формуле (1) оказываются равными $A_{mn}/2$. Спонтанный переход когерентности обозначен на рисунке двумя штриховыми стрелками.

В модели релаксационных констант система уравнений для элементов матрицы плотности $\rho_m(M, M')$, $\rho_n(M, M')$ и $\rho_{mn}(M, M')$ имеет вид [1,2]

$$(\Gamma - i\Omega_\mu)\rho_{mn}(1, 0) - iG_1\rho_n(1, 0) = iG_{10}^\mu[\rho_n(0, 0) - \rho_m(1, 1)],$$

$$-iG_1^*\rho_{mn}(1, 0) + (\Gamma_n - i\epsilon)\rho_n(1, 0) = -iG_{10}^\mu\rho_{nm}(1, 1) + \frac{1}{2}A_{mn}\rho_m(0, -1); \quad (2)$$

$$(\Gamma - i\Omega_\mu)\rho_{mn}(0, -1) + iG_{-1}\rho_m(0, -1) = iG_{0-1}^\mu[\rho_n(-1, -1) - \rho_m(0, 0)],$$

$$iG_{-1}^*\rho_{mn}(0, -1) + (\Gamma_m - i\epsilon)\rho_m(0, -1) = iG_{0-1}^\mu\rho_{nm}(-1, -1); \quad (3)$$

$$\Omega_\mu = \omega_\mu - \omega_{mn}, \quad \Omega = \omega - \omega_{mn}, \quad \epsilon = \Omega_\mu - \Omega,$$

$$G_1 = -G_{-1} = dE_0/2\sqrt{6}\hbar, \quad G_{10}^\mu = G_{0-1}^\mu = -dE_\mu/2\sqrt{6}\hbar. \quad (4)$$

Здесь ω_{mn} – боровская частота, ω и ω_μ – частоты сильного и пробного полей, E_0 – z -компонента сильного поля, E_μ – круговая компонента пробного поля, Γ – константа релаксации поляризации, d – приведенный матричный элемент дипольного момента для перехода $m-n$.

В правых частях уравнений (2), (3) фигурируют заселенности подуровней $\rho_m(M, M)$, $\rho_n(M, M)$ и поляризации $\rho_{nm}(M, M)$, сформированные сильным полем. Уравнения для них и соответствующие решения хорошо известны (см., например, [1,2]), и здесь можно их не приводить. Во втором уравнении системы (2) член в правой части с A_{mn} описывает интересующий нас каскад когерентности. Уравнения с другой круговой компонентой пробного поля имеют аналогичный вид и их можно не выписывать.

С соответствием с качественными соображениями о проявлении каскада когерентности система уравнений (3) независима, а ее решение входит в правую часть системы (2). С помощью решений уравнений (2), (3) выражение для работы поля P_μ пробного поля можно представить в виде

$$P_\mu = 2\hbar\omega_\mu \operatorname{Re} i \sum_{MM'} G_{MM'}^\mu \rho_{nm}(M', M) =$$

$$= 4\hbar\omega_\mu \operatorname{Re} \left\{ |G_{0-1}^\mu|^2 \frac{(\Gamma_m - i\epsilon)[\rho_n(-1, -1) - \rho_m(0, 0)] - iG_{-1}\rho_{nm}(-1, -1)}{(\Gamma - i\Omega_\mu)(\Gamma_m - i\epsilon) + |G_{-1}|^2} + \right.$$

$$\begin{aligned}
& + |G_{10}^\mu|^2 \frac{(\Gamma_n - i\epsilon)[\rho_n(00) - \rho_m(1, 1)] - iG_1 \rho_{nm}(1, 1)}{(\Gamma - i\Omega_\mu)(\Gamma_n - i\epsilon) + |G_1|^2} + \\
& + G_{10}^{\mu*} G_{0-1}^\mu G_1 G_{-1}^* \frac{A_{mn}}{2} \frac{\rho_n(-1, -1) - \rho_m(0, 0) + \frac{\Gamma - i\Omega_\mu}{\Gamma + i\Omega} [\rho_n(1, 1) - \rho_m(1, 1)]}{[(\Gamma - i\Omega_\mu)(\Gamma_m - i\epsilon) + |G_{-1}|^2][(\Gamma - i\Omega_\mu)(\Gamma_n - i\epsilon) + |G_1|^2]} \Big\} \quad (5)
\end{aligned}$$

Члены первой и второй строк в фигурных скобках стандартны для спектра поглощения (усиления) пробного поля в трехуровневых системах. В нашем случае этими тройками уровней служат $jM = m-1, m0, n-1$ и $m1, n0, n1$, как это и обсуждалось ранее. Отличие от выражений, получаемых в модели невырожденных состояний [1,2], сводится к тому, что здесь два уровня из трех в каждой тройке суть магнитные подуровни одного и того же состояния. Третий член в выражении (5) обусловлен каскадом когерентности, и он обладает необычными свойствами. Отметим, прежде всего, произведение различных MM' -компонент возмущения вместо стандартных квадратов модулей. Правда, в силу равенств (4) имеем

$$G_{10}^{\mu*} G_{0-1}^\mu G_1 G_{-1}^* = -|G_{10}^\mu|^2 |G_1|^2,$$

однако это упрощение связано с конкретными свойствами перехода $J_m = J_n = 1$. Выписанные комбинации матричных элементов полевого возмущения подчеркивают интерференционный характер эффектов, обусловленных каскадом когерентности: составляющая G_{10}^μ совершает работу над поляризацией, индуцированной другой составляющей G_{0-1}^μ .

Спектральные свойства "каскадного члена" (его резонансы) определяют его знаменателем, который представляет собой произведение знаменателей первых двух членов. Работа пробного поля P_μ как функция его частоты ω_μ может принимать разные формы в зависимости от соотношений между релаксационными константами, значения статического магнитного поля, ориентации волновых векторов, роли эффекта Допплера и других обстоятельств (доплерово смещение частоты приводит к замене $\Omega_\mu \rightarrow \Omega_\mu - \mathbf{k}_\mu \mathbf{v}$, $\Omega \rightarrow \Omega - \mathbf{k}\mathbf{v}$). Здесь этот вопрос обсуждаться не будет. Отметим только, что интегральное (по ω_μ) поглощение, связанное с каскадом когерентности, равно нулю. В этом отношении рассматриваемый эффект подобен нелинейным интерференционным эффектам (НИЭФ) [1,2,8-10]. Обсудим данное подобие более детально.

Согласно нашей концепции [1,2,10], нелинейные эффекты спектроскопии пробного поля обуславливаются тремя фундаментальными причинами – полевым расщеплением уровней, полевым изменением заселенностей и НИЭФ. Такая классификация основана на общих свойствах систем уравнений типа (2) или (3): расщепление уровней задается детерминантом матрицы системы уравнений, изменение заселенностей фигурирует в правой части уравнения для поляризации разрешенного перехода, НИЭФ задаются правой частью уравнения для поляризации запрещенного перехода. С данной точки зрения каскадный член в выражении (5) представляет собой типичный НИЭФ (см. систему (2)). Отличие от ранее известных НИЭФ состоит в том, что последние создавались поляризацией смежного, оптически разрешенного перехода, наведенной сильным полем (члены с $\rho_{nm}(-1, -1)$, $\rho_{nm}(1, 1)$ в выражении (5)), тогда как каскадный НИЭФ порожден каскадом когерентности на запрещенном переходе.

По порядку своей величины каскадный НИЭФ в выражении (5) отличается от первых двух членов множителем A_{mn}/Γ_m , который может быть малым, но может иметь и значение порядка 1.

Рассмотренный случай $J_m = J_n = 1$ и ортогональных поляризацій E и E_μ в некотором смысле простейший. Проявления каскада когерентности существуют и при иных значениях J_m , J_n и при других поляризациях полей. Помимо образования НИЭФ, каскад когерентности может влиять и на расщепление уровней. Например, в случае $J_m = J_n = 1/2$ и ортогональных линейных поляризацій полей E, E_μ недиагональные элементы матрицы плотности для запрещенных и разрешенных переходов связаны системой уравнений 4-го порядка. Каскадный НИЭФ в данном случае отсутствует, но каскад когерентности дает вклад в детерминант системы: он оказывается равным

$$(\Gamma - i\Omega_\mu)(\Gamma - i(\epsilon - \Omega))(\Gamma_m - i\epsilon)(\Gamma_n - i\epsilon) + 2(\Gamma - i\epsilon)(\Gamma_m + \Gamma_n - A_{mn}/3 - 2i\epsilon)|G|^2, \quad (6)$$

где член $A_{mn}/3$ отражает роль каскада когерентности между магнитными подуровнями $M = \pm 1/2$.

В общем случае каскад когерентности дает вклады и в детерминант соответствующей системы уравнений (то есть в расщепление уровней), и в формирование каскадных НИЭФ.

В заключение напомним, что сказанное выше относилось к когерентности на оптически запрещенном переходе (корреляция между магнитными подуровнями одного стационарного состояния). В принципе возможен аналогичный каскад когерентности и между уровнями, для которых разрешен дипольный переход. Уравнение для элемента матрицы плотности $\rho_{nn'}(M, M')$ имеет вид (члены полевого возмущения опущены)

$$\left(\frac{d}{dt} + \Gamma_{nn'}\right) \rho_{nn'}(M, M') = \sqrt{A_{n_1 n} A_{n'_1 n'}} \sum_{M_1 M'_1 \sigma} \rho_{n_1 n'_1}(M_1, M'_1) \times \\ \times \langle J_n M | \sigma | J_{n_1} M_1 \rangle \langle J_n M' | \sigma | J_{n'_1} M'_1 \rangle \exp[-i(\omega_{n_1 n} - \omega_{n'_1 n'})t]. \quad (7)$$

Работа выполнена благодаря поддержке Российского фонда фундаментальных исследований.

-
1. С.Г.Раутиан, Г.И.Смирнов, А.М.Шалагин. Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул. Новосибирск, Наука, 1979.
 2. S.G.Rautian, A.M.Shalagin, Kinetic problems of non-linear spectroscopy. North-Holland Publ., Oxford - Amsterdam, 1991.
 3. W.Happer, Rev. Mod. Phys. **44**, 169 (1972).
 4. M.Ducloy and M.Dumont, C.R.Acad. Sci. **266**, 340 (1968).
 5. М.П.Чайка. Интерференция вырожденных атомных состояний. Л.: Изд. ЛГУ, 1975.
 6. Е.Б.Александров, Г.И.Хвостенко, М.П.Чайка. Интерференция атомных состояний. М.: Наука, 1991.
 7. К.И.Гуськов, А.Г.Рудавец. Доклад на X международной Вавиловской конференции. Новосибирск, 1990.
 8. Г.Е.Ноткин, С.Г.Раутиан, А.А.Феоктистов, ЖЭТФ **52**, 1763 (1967).
 9. С.Г.Раутиан, А.А.Феоктистов, ЖЭТФ **56**, 227 (1969).
 10. Т.Я.Попова, А.К.Попов, С.Г.Раутиан, Р.И.Соколовский, ЖЭТФ, **57**, 850 (1969).