

Краткие сообщения

01;07

Резонансная флюоресценция в системе двух ядерных уровней в радиочастотном поле

© В.В. Ломоносов, М.Ю. Талантов

Российский научный центр "Курчатовский институт",
123182 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 23 октября 1998 г. В окончательной редакции 1 июня 1999 г.)

Развита временная квантово-механическая теория резонансной флюоресценции в системе двух смешанных ядерных уровней в радиочастотном (РЧ) поле в случае, когда γ -резонансное поглощение разрешено только на один из уровней. Показано, что затравочные энергии ядерных состояний изменяются в соответствии с параметрами смешивающего РЧ поля и в системе появляется дополнительный квазиуровень. Рассчитаны временные зависимости вероятностей соответствующих переходов.

Как было качественно показано в работах [1,2], наличие интерференции, являющейся следствием квантовой когерентности пересекающихся зеемановских уровней, может существенно подавить резонансное поглощение γ -излучения на один из них, оставляя вероятность излучения при определенных условиях значительной. Это свойство может быть использовано для создания γ -лазера и в других областях γ -оптики.

Рассмотрение резонансной флюоресценции фотонов на зеемановских уровнях было выполнено в работе [3] для случая, когда атомная система находится в постоянном и переменном магнитных полях. Описание временной динамики ядерной системы следует строить на основе последовательного строгого учета радиационных ширин ядерных уровней, вклад которых может стать существенным.

В настоящей работе для этих целей используется квантово-механический формализм, развитый в работах [4,5] и использовавшийся для временного описания многоуровневых систем в работе [6].

Рассмотрим два близколежащих, или вырожденных, ядерных уровня с энергиями ε_1 и ε_2 и основного состояния с энергией ε_0 (рис. 1). Для приготовления

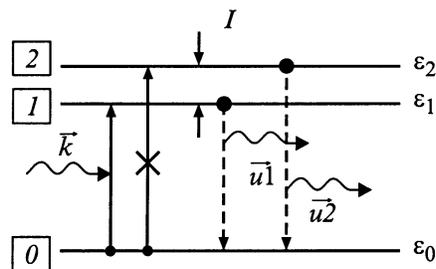


Рис. 1. Схема расположения энергетических ядерных уровней при рассмотрении резонансной флюоресценции в системе с двумя близко лежащими уровнями в присутствии смешивающего радиочастотного поля (I).

системы рассматриваемого типа на ${}^5\text{Fe}$ в [1] было использовано постоянное магнитное поле, направленное вдоль EFG -оси квадруполья. Когда магнитное поле несколько дезориентируется относительно нее, зеемановское взаимодействие благодаря перпендикулярной к EFG -оси компоненте приводит к перемешиванию уровней 1 и 2.

В отличие от этого случая для перемешивания уровней мы используем высокочастотное переменное магнитное поле, направленное перпендикулярно к EFG -оси, предполагая, что система уже приготовлена за счет направленного вдоль EFG -оси постоянного магнитного поля. Таким образом, рассматривается система двух близколежащих уровней в присутствии перемешивающего эти состояния радиочастотного поля и внешнего поля излучения. Будем предполагать, что включение этих полей происходит одновременно в момент времени $t = 0$, что позволяет корректно описать фазы квантовых состояний.

В рамках традиционного подхода разделим гамильтониан системы на две части: H , которая включает ядерные эффекты, РЧ-поле и свободное поле излучения, и H^1 , слагаемое, связанное с взаимодействием, которое отвечает за переходы между чистыми состояниями $|\psi_p\rangle$ свободного гамильтониана. При этом для соответствующих амплитуд состояний $Q_p(t)$ получается система зацепляющихся уравнений [5]

$$i \frac{d}{dt} Q_p(t) = \sum_m Q_m(t) \times \exp[-i(\varepsilon_p - \varepsilon_m)t] \langle \psi_p | H^1 | \psi_m \rangle + i \delta_{po} \delta(t), \quad (1)$$

где δ_{po} — символ Кронекера, $\delta(t)$ — δ -функция.

Набор возможных состояний системы описывается пятью амплитудами: 1) $A(t)$, ядро в основном состоянии, присутствует N фотонов s с энергиями из заданного распределения; 2) $B_1^k(t)$, ядро в первом возбужденном состоянии с энергией ε_1 , присутствует $N - 1$ фотон s , один фотон k с энергией ω_k поглощен; 3) $B_2^k(t)$,

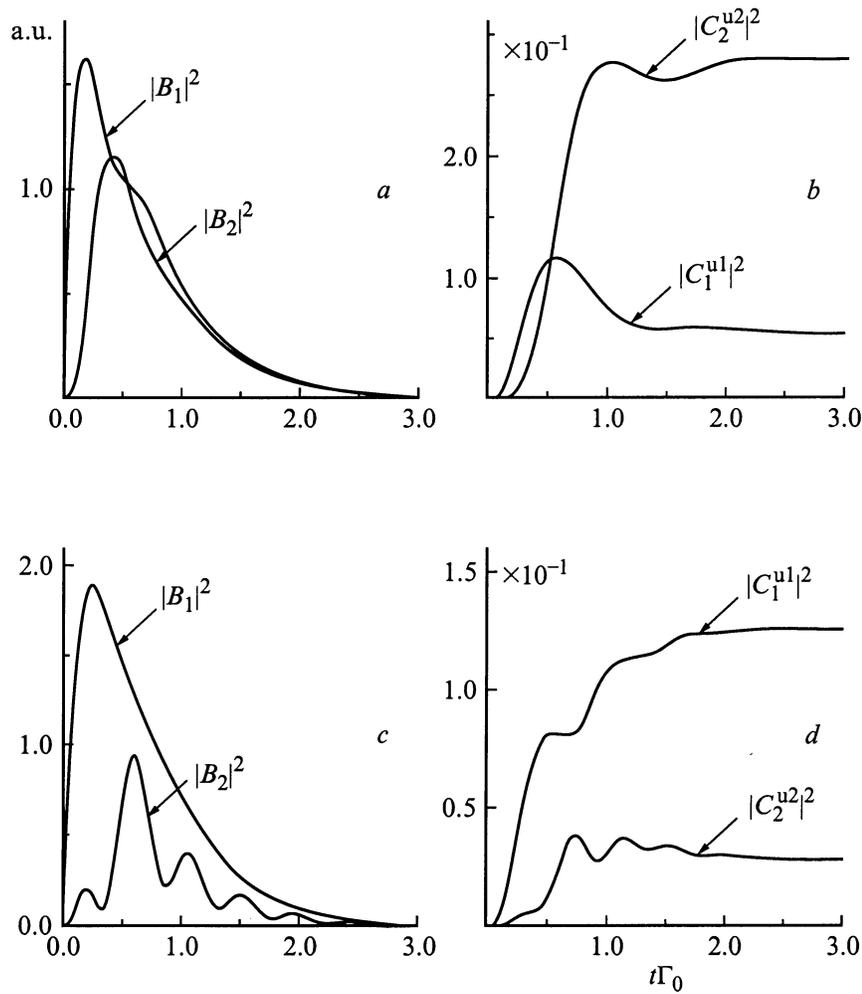


Рис. 2. Зависимости квадратов модулей амплитуд состояния системы $|B_1(t)|^2$, $|B_2(t)|^2$, $|C_1^{u1}(t)|^2$ и $|C_2^{u2}(t)|^2$ от времени $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon = 1.44 \cdot 10^{12}\Gamma_0$, $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma = 2.2\Gamma_0$, $\nu = 5\Gamma_0$, $\omega_{u1} = \omega_{u2} = \omega_u$, $\omega_u - \varepsilon = 1 \cdot 10^{-1}\Gamma_0$; $\Omega = 0$ (a, b); $7\Gamma_0$ (c, d).

ядро во втором возбужденном состоянии с энергией ε_2 , присутствует $N - 1$ фотон s , один фотон k с энергией ω_k поглощен, прямые переходы из начального состояния в $B_2^k(t)$ запрещены; 4) $C_1^{ku1}(t)$, ядро в основном состоянии, присутствует $N - 1$ фотонов s , один фотон k поглощен, один фотон $u1$ с энергией ω_{u1} испущен; 5) $C_2^{ku2}(t)$, ядро в основном состоянии, присутствует $N - 1$ фотонов s , один фотон k поглощен, один фотон $u2$ с энергией ω_{u2} испущен. После Фурье-преобразования (1) получаем систему уравнений в следующем виде:

$$(\omega - E_0 + \omega_k + i\delta)a(\omega) = 1 + \sum_k H_k^* b_1^k(\omega), \quad (2)$$

$$\begin{aligned} (\omega - \varepsilon_1 - E_0 + \omega_k + i\delta)b_1^k(\omega) &= H_k a(\omega) \\ &+ 1/2V_{12} [b_2^k(\omega + \Omega) + b_2^k(\omega - \Omega)] \\ &+ \sum_{u1} H_{u1}^* c_1^{ku1}(\omega), \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} (\omega - \varepsilon_2 - E_0 + \omega_k + i\delta)b_2^k(\omega) &= 1/2V_{21} \\ &\times [b_1^k(\omega + \Omega) + b_2^k(\omega - \Omega)] + \sum_{u2} H_{u2}^* c_2^{ku2}(\omega), \end{aligned} \quad (4)$$

$$(\omega - \varepsilon_2 - E_0 + \omega_k - \omega_{u1} + i\delta)c_1^{ku1}(\omega) = H_{u1}^* b_1^k(\omega), \quad (5)$$

$$(\omega - \varepsilon_2 - E_0 + \omega_k - \omega_{u2} + i\delta)c_2^{ku2}(\omega) = H_{u2}^* b_2^k(\omega). \quad (6)$$

Здесь все заглавные буквы для амплитуд заменены на строчные для соответствующих фурье-компонент, E_0 — энергия системы в целом (в дальнейшем удобно положить $E_0 = 0$), δ — бесконечно малая положительная величина, задающая правила обхода полюсов, H_s — матричный элемент перехода под действием внешнего поля излучения с поглощением или испусканием фотона s , V_{12} — матричный элемент переходов под влиянием РЧ поля между уровнями 1 и 2 (в дальнейшем принято $V_{12} = V_{21} = V$), Ω — частота магнитного РЧ поля. Решая систему (2)–(6) для больших Ω (реальный параметр малости будет приведен ниже) получаем

$$a(\omega) = 1/(\omega + i\Gamma_0), \quad (7)$$

$$b_1^k(\omega) = \frac{H_k(\omega + \Omega - \varepsilon_2 + \omega_k + i\gamma_2) \times (\omega - \Omega - \varepsilon_2 + \omega_k + i\gamma_2)}{(\omega - E_1 + \omega_k)(\omega - E_2 + \omega_k) \times (\omega - E_3 + \omega_k)(\omega + i\Gamma_0)}, \quad (8)$$

$$b_2^k(\omega) = \frac{V b_1^k(\omega + \Omega) + b_1^k(\omega - \Omega)}{2 \omega - \varepsilon_2 + \omega_k + i\gamma_2}, \quad (9)$$

$$c_{1(2)}^{ku1(u2)}(\omega) = \frac{H_{u1(u2)}^* b_{1(2)}^k(\omega)}{\omega - \varepsilon_2^k - \omega_{u1(u2)} + \omega_k + i\varepsilon}. \quad (10)$$

Здесь Γ_0 — полуширина начального состояния или вероятность поглощения, которую можно положить постоянной; γ_1 и γ_2 — стандартно определяемые полуширины соответствующих уровней [5]; предполагается выполнение обычного при таком рассмотрении условия $\Gamma_0 < \gamma_1, \gamma_2$. Энергии в выражении (8) являются корнями кубического уравнения. При условии $(\Delta\varepsilon_{12} + \Delta\gamma_{12})/(V^2 + \Omega^2) \ll 1$ они имеют простой вид

$$\Delta\varepsilon_{12} = \varepsilon_2 - \varepsilon_1, \quad \Delta\gamma_{12} = \gamma_2 - \gamma_1,$$

$$E_1 = \varepsilon + (1/6)\Delta\varepsilon_{12}(1 + 2F(V, \Omega)) - i(\gamma + 1/6)\Delta\gamma_{12}(1 + 2F(V, \Omega)), \quad (11)$$

$$E_{23} = \varepsilon \pm (1/6)\Delta\varepsilon_{12} \pm [\Omega^2 + V^2/2]^{1/2} - i(\gamma + (1/6)\Delta\gamma_{12}), \quad (12)$$

где $\varepsilon = (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)/2$, $\gamma = (\gamma_1 + \gamma_2)/2$, $F(V, \Omega) = (2\omega^2 - V^2/2)/(\Omega^2 + V^2/2)$.

Выражения (7)–(12) дают решение системы (2)–(6) при условии $\omega \gg |E_j(V, \Omega) - \omega_k|$ ($j = 1-3$). При этом в системе возникает дополнительный уровень E_1 . Если чисто технически положить $\Omega = 0$ в уравнениях (7)–(11) и заменить $V^2/2 \rightarrow V$ в (11)–(12), то выражения для соответствующих амплитуд совпадут с теми, что описывают временную динамику системы для случая постоянного магнитного поля.

После перехода к временному представлению для амплитуд состояний (7)–(10) условие нормировки можно записать в следующем виде:

$$|A(t)|^2 + \sum_k |B_1^k(t)|^2 + \sum_k |B_2^k(t)|^2 + \sum_k \sum_{u1} |C_1^{u1}(t)|^2 + \sum_k \sum_{u2} |C_2^{u2}(t)|^2 = 1. \quad (13)$$

Проведем суммирование по всем энергиям \mathbf{k} -фотонов из начального распределения для случая широкой линии, оставив энергии испущенных фотонов нетронутыми. Получим

$$|A(t)|^2 + |B_1(t)|^2 + |B_2(t)|^2 + \sum_{u1} |C_1^{u1}(t)|^2 + \sum_{u2} |C_2^{u2}(t)|^2 = 1. \quad (14)$$

Зависимость квадратов модулей рассчитанных амплитуд от времени характеризует динамику соответствующих состояний и приведена на рис. 2 для некоторых реалистических параметров.

В заключение приведем краткое обсуждение результатов. Прежде всего следует отметить, что одновременное включение внешнего поля излучения и РЧ поля приводит не только к расталкиванию затравочных ядерных уровней 1 и 2, но и к появлению дополнительного уровня, исчезающего в предельном случае постоянного поля при $\Omega = 0$. Кроме того, выражения (11), (12) показывают характер зависимости номенклатуры возникших состояний от параметров РЧ поля. Этот результат можно использовать для контроля и благоприятного развития экспериментальной ситуации. Отметим также, что поведение вероятностей излучения квантов $|C_1^{u1}(t)|^2$ и $|C_2^{u2}(t)|^2$ (рис. 2, *b, d*) существенно зависит от энергий фотонов.

Авторы выражают признательность Российскому фонду фундаментальных исследований за финансовую поддержку (грант № 98-02-16729).

Список литературы

- [1] *Coussement R., Van Den Bergh M., S'heeren G. et al. // Нур. Int. 1993. Vol. 80. P. 1307–1312.*
- [2] *Coussement R., Van Den Bergh M., S'heeren G. et al. // Phys. Rev. Lett. 1993. Vol. 71. P. 1824–1826.*
- [3] *Делоне Н.Б., Крайнов В.П., Ходовой В.А. // УФН. 1975. Т. 117. Вып. 1. С. 187–197.*
- [4] *Weisskopf V., Wigner E. // Z. Physik. 1930. Vol. 63. P. 54–73.*
- [5] *Гайтлер В. // Квантовая теория излучения. М.: ИЛ, 1956. 492 с.*
- [6] *Ломоносов В.В., Талантов М.Ю. // ЖЭТФ. 1994. Т. 105. Вып. 2. С. 271–279.*