

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ФОТОННОГО ЭХА ПРИ МАЛЫХ ПЛОЩАДЯХ ВОЗБУЖДАЮЩИХ ИМПУЛЬСОВ

И.В. Евсеев, В.М. Ермаченко

Рассчитаны поляризационные характеристики фотонного эха в газовой среде для переходов с произвольными угловыми моментами уровней. Эти результаты указывают на возможность постановки новых экспериментов с целью идентификации молекулярных (атомных) переходов.

Эксперименты по фотонному эху в молекулярных газах (см., например, [1 – 3]) проводятся на переходах с большими угловыми моментами уровней. Причем, обычно, не удается даже различить, на какой ветви молекулярного перехода (P , R или Q) формируется фотонное эхо. Это объясняется тем, что теоретические исследования поляризационных свойств фотонного эха [4 – 7] ограничены лишь случаями малых моментов переходов. Отметим, что в [5] была сделана попытка рассмотреть случай произвольных моментов уровней, однако, использованный в работе метод расчета не позволил получить результаты как для переходов $j \rightarrow j$, так и для переходов $j \rightleftharpoons j + 1$.

Целью настоящей работы является расчет поляризационных характеристик фотонного эха в газовой среде с произвольными моментами уровней перехода, что, как мы надеемся, послужит стимулом для постановки новых экспериментов, которые позволят провести идентификацию соответствующих переходов.

Рассмотрим формирование фотонного эха в газе двумя линейно поляризованными под углом ψ друг к другу возбуждающими световыми импульсами длительности T_1 и T_2 , резонансными к молекулярному переходу с частотой ω_0 и угловыми моментами уровней j_b и j_a . Для определения напряженности электрического поля фотонного эха воспользуемся уравнением Даламбера

$$\square \mathbf{E} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int \mathbf{P} d\mathbf{v}.$$

Вектор поляризации среды \mathbf{P} , относящийся к группе молекул, движущихся со скоростью v , может быть найден из решения уравнений для соответствующих компонент $\rho_{\mu m}$, $\rho_{\mu\mu'}$ и $\rho_{mm'}$ матрицы плотности, относящихся к рассматриваемому молекулярному переходу. Здесь μ и μ' обозначают проекции углового момента j_a нижнего уровня, а m и m' проекции углового момента j_b верхнего уровня. Эти уравнения имеют обычный вид, а при их решении используем разложение $\rho_{\mu m}$, $\rho_{\mu\mu'}$ и $\rho_{mm'}$ по неприводимым тензорным операторам [8]. Например:

$$\rho_{\mu m} = (-1)^{j_a - \mu} (2j_a + 1)^{-1/2} \sum_{\kappa, q} (2\kappa + 1) \begin{pmatrix} j_a & j_b & \kappa \\ \mu & -m & q \end{pmatrix} \psi_q^{(\kappa)} .$$

Соотношения между $\rho_{mm'}$ и $f_q^{(\kappa)}$, а также между $\rho_{\mu\mu'}$ и $\phi_q^{(\kappa)}$ имеют аналогичный вид. Отметим, что через компоненту $\psi_q^{(1)}$ выражаются

круговые компоненты вектора поляризации среды \mathbf{P}^q . Уравнения для $\psi_q^{(\kappa)}$, $f_q^{(\kappa)}$ и $\phi_q^{(\kappa)}$ выписаны, например, в [9].

Решение системы уравнений для $\psi_q^{(\kappa)}$, $f_q^{(\kappa)}$ и $\phi_q^{(\kappa)}$ получено в приближении малых площадей возбуждающих импульсов, что предполагает выполнение неравенства

$$|d| e^{(i)} T_i / (2j_b + 1)^{1/2} \hbar \ll 1, \quad i = 1, 2, \quad (1)$$

где d — приведенный матричный элемент оператора дипольного момента для рассматриваемого перехода $j_b \rightarrow j_a$, а $e^{(1)}$ и $e^{(2)}$ амплитуды первого и второго возбуждающих импульсов. Кроме того считалось, что длительности T_1 и T_2 возбуждающих импульсов малы по сравнению с промежутком времени τ_s между ними и временами необратимых релаксаций. Методика вычисления напряженности электрического поля фотонного эха аналогична использованной в [4]. Для случая узкой спектральной линии ($1/T_0 \ll 1/T_i$, $i = 1, 2$) и возбуждающих импульсов, распространяющихся вдоль оси Y , имеем:

$$\mathbf{E}^{\text{э}} = - \frac{\pi}{\hbar^3} \omega_0 \frac{L}{c} |d|^4 e^{(1)} T_1 e^{(2)2} T_2^2 N_0 \exp \left[- \frac{(t' - \tau_s)^2}{4T_0^2} \right] \times$$

$$\times e^{\text{э}} \exp [-\gamma^{(1)}(t' + \tau_s)] \exp [i(\omega_0 t - ky + 2\Phi_2 - \Phi_1)] + \text{к.с.}, \quad (2)$$

$$e_z^{\text{э}} = \frac{1}{3} A(j_b, j_a) \cos \psi, \quad e_x^{\text{э}} = \frac{1}{2} B(j_b, j_a) \sin \psi, \quad (3)$$

$$A(i, j) = \frac{2(3j^2 + 3j - 1)}{5j(j+1)(2j+1)}, \quad B(i, j) = \frac{4(j-1)(j+2)}{15j(j+1)(2j+1)}, \quad (4)$$

$$A(j+1, i) = A(i, j+1) = \frac{2(4j^2 + 8j + 5)}{5(j+1)(2j+1)(2j+3)},$$

$$B(j+1, i) = B(j, j+1) = -\frac{8j(j+2)}{15(j+1)(2j+1)(2j+3)}, \quad (5)$$

$$t' = t - \tau_s - T_1 - T_2 - \gamma/c, \quad N_0 = n_b - n_a, \quad \gamma^{(1)} = (\gamma_a^{(0)} + \gamma_b^{(0)})/2 + \Gamma^{(1)}$$

Здесь T_0 — время обратимой доплеровской релаксации, которое выражается через среднюю тепловую скорость u молекул газа $T_0 = 1/ku$; L — протяженность газовой среды, Φ_1 и Φ_2 — постоянные сдвиги фаз первого и второго возбуждающих импульсов, $(2j_b + 1)n_b$ и $(2j_a + 1)n_a$ — плотности молекул на верхнем и нижнем уровнях до падения на среду возбуждающих импульсов. Далее, $1/\gamma_a^{(0)}$ и $1/\gamma_b^{(0)}$ — времена релаксации уровней a и b за счет газокинетических неупругих столкновений и радиационного распада, а $\Gamma^{(1)}$ характеризует уширение спектральной линии перехода $j_b \rightarrow j_a$ под действием упругих деполаризующих столкновений. В (2) и (3) ось Z совпадает с поляризацией второго возбуждающего импульса, а поляризация первого импульса составляет с положительным направлением оси X угол $\pi/2 - \psi$. Формулы (2) — (5) описывают направление поляризации фотонного эха как на переходах $j \rightarrow j$, так и на переходах $j \rightleftharpoons j+1$ при произвольном значении j . В частности, для переходов с малыми моментами уровней $0 \rightleftharpoons 1$, $1/2 \rightarrow 1/2$, $1 \rightarrow 1$ и $1/2 \rightleftharpoons 3/2$ поляризационные свойства фотонного эха, следующие из (2) — (5) совпадают с найденными в [4 — 6]. Отметим, что на этих переходах поляризационные свойства эха не меняются и при нарушении неравенства (1).

Для экспериментов, введущихся в молекулярных газах, особенно важен случай больших моментов ($j \gg 1$). В этом случае из (3) — (5) имеем

$$e_z^{\text{э}} = \frac{1}{5j} \cos \psi, \quad e_x^{\text{э}} = \frac{1}{15j} \sin \psi \quad \text{для переходов } j \rightarrow j,$$

$$e_z^{\text{э}} = \frac{2}{15j} \cos \psi, \quad e_x^{\text{э}} = -\frac{1}{15j} \sin \psi \quad \text{для переходов } j \rightleftharpoons j+1.$$

Это означает, что для переходов $j \rightarrow j$ (Q — ветвь) вектор поляризации эха лежит между векторами поляризации возбуждающих импульсов, составляя с осью Z угол θ_3 , который определяется из уравнения $\text{tg} \theta_3 = (\text{tg} \psi)/3$. Для переходов $j \rightleftharpoons j+1$ (P - и R -ветви) вектор поляризации эха лежит вне угла, образованного векторами поляризации возбуждающих импульсов, а угол θ_3 определяется из $\text{tg} \theta_3 = -(\text{tg} \psi)/2$.

Полученные простые соотношения для поляризации фотонного эха указывают, что эксперимент по фотонному эху в газе следует проводить

при малых площадях возбуждающих импульсов. Это позволит легко различать, на каком типе переходов $j \rightarrow j$ или $j \rightarrow j + 1$ формируется фотонное эхо. Отметим, что формулы (3) – (5) справедливы также и в случае широкой спектральной линии ($1/T_0 \gg 1/T_i$).

Московский
инженерно-физический институт

Поступила в редакцию
27 октября 1978 г.

Литература

- [1] С.К.Н. Patel, R.E. Slusher. *Phys. Rev. Lett.*, **20**, 1087, 1968.
 - [2] С.С. Алимпиев, Н.В. Карлов. *ЖЭТФ*, **63**, 482, 1972.
 - [3] V.P. Chebotayev, N.M. Dyuba, M.I. Skvortsov, L.M. Vasilenko. *Appl. Phys.*, **15**, 319, 1978.
 - [4] А.И. Алексеев, И.В. Евсеев. *ЖЭТФ*, **56**, 2118, 1969.
 - [5] J.P. Gordon, C.H. Wang, C.K.N. Patel, R.E. Slusher, W.J. Tomlinson. *Phys. Rev.*, **179**, 294, 1969.
 - [6] C.V. Heer, R.H. Kohl. *Phys. Rev.*, **1A**, 693, 1970; **2A**, 549, 1970.
 - [7] L.A. Nefediev, V.V. Samartsev, A.I. Sirasiev. *Spectrosc. Lett.*, **7**, 285, 1974.
 - [8] И.И. Собельман. Введение в теорию атомных спектров. М., изд. Наука, 1977.
 - [9] I.V. Yevseyev, V.M. Yermachenko. *Phys. Lett.*, **60A**, 187, 1977.
-