УДК 539.184.5

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ВРЕМЕН РАСПАДА АТОМНЫХ УРОВНЕЙ МЕТОДОМ ЗАДЕРЖКИ ИМПУЛЬСОВ

В. М. Арутюнян, Г. Г. Адонц и *Э. Г. Канецян*

Развита нестационарная теория резонансного взаимодействия света с атомной системой с исходной неравновесной заселенностью по магнитным подуровням. Найден тензор диэлектрической проницаемости двухуровневой резонансной среды с произвольными моментами количества движения J_1 и J_2, и исследована динамика анизотропных свойств среды при различных временах задержки зондирующего светового сигнала. Исследован случай, когда исходное неравновесное заселение создано интенсивной поляризованной волной. Показано, что при различных поляризациях интенсивной волны возможно непосредственное определение поляризационных времен релаксации (полной заселенности, ориентации, выстраивания) атомных уровней.

Под действием интенсивного поляризованного лазерного излучения резонансные атомные или молекулярные среды становятся оптически анизотропными [1-4]. Оптические анизотропные свойства возникают вследствие снятия вырождения энергетических уровней атомов. При этом система характеризуется не только полной заселенностью уровней — «поляризационным моментом» нулевого порядка, но и моментами более высоких порядков.

Измерение времен распада поляризации в системе (время распада ориентации, выстраивания) возможно методами нелинейной поляризационной спектроскопии [5, 6]. Информация о релаксации поляризационных моментов получается при обработке спектра зондирующего светового сигнала (в поле интенсивной волны); форма линии, однако, определяется как продольной, так и поперечной релаксацией моментов. Возможность определения в чистом виде времен распада поляризационных моментов уровней (продольной релаксации) методом стимулированного фотонного эха теоретически исследуется в работе [7].

В настоящей работе развита общая теория ранее предложенного [8] нового метода для непосредственного определения времен распада поляризационных моментов атомных уровней. Суть метода заключается в измерении временного затухания поворота плоскости поляризации пробного сигнала под действием опережающего его во времени интенсивного поляризованного импульса.

Рассмотрим взаимодействие поляризованного света с резонансной средой, состоящей из идентичных двухуровневых атомов с полными моментами количества движения J_1 и J_2. К системам с вырожденными уровнями удобно применить формализм неприводимых тензорных операторов ($\varkappa q$ — представление) [9].

Система уравнений для матрицы плотности $\rho_{ik}(\varkappa q)$ (i, k — нумеруют энергетические уровни атомов) имеет вид

$$\left(\frac{d}{dt}+\mathbf{v}\nabla+\Gamma^{\varkappa}_{ik}+i\omega_{ik}\right)\rho_{ik}(\varkappa q)=i\sum_{l,\varkappa_1,q_1}\left[U^{i}_{lk}(\varkappa q/\varkappa_1 q_1)\,\rho_{il}(\varkappa_1 q_1)-\tilde{U}^{k}_{il}(\varkappa q/\varkappa_1 q_1)\,\rho_{lk}(\varkappa_1 q_1)\right], \tag{1}$$

где ω_{ik} — частота атомного перехода, $\Gamma^{\varkappa}_{ik}$ — релаксационные постоянные распада. Матрица взаимодействия с полем $U^{i}_{lk}(\varkappa q\,|\,\varkappa_1 q_1)$ в дипольном приближении имеет следующий вид

$$U^{i}_{kl}(\varkappa q/\varkappa_1 q_1)=(-1)^{\varkappa_1+1-I_i-I_l}\frac{\sqrt{3}}{2\hbar}\,d_{kl}\,\sqrt{2\varkappa_1+1}\begin{Bmatrix}1 & \varkappa_1 & \varkappa\\ I_i & I_l & I_k\end{Bmatrix}\sum_{\alpha}C(1\varkappa_1\varkappa/\alpha q_1 q)\,E_{\alpha},$$

где $C(1\varkappa_1\varkappa|\alpha q_1 q)$ — коэффициенты Клебша—Гордана, d_{kl} — приведенный матричный элемент перехода, E_α — круговые компоненты напряженности электромагнитного поля. Матрица $\rho_{ik}(\varkappa q)$ в общем случае зависит как от времени t, так и от скорости $\mathbf{v}$. Релаксационные постоянные распада $\Gamma^{\varkappa}_{ik}$ в приближении упругих деориентирующих столкновений имеют вид

$$\Gamma^{\varkappa}_{11} = \gamma^{(0)}_{11} + \tilde{\gamma}^{(\varkappa)}_{11}, \quad \Gamma^{\varkappa}_{22} = \gamma^{(0)}_{22} + \tilde{\gamma}^{\varkappa}_{22}, \quad \Gamma^{\varkappa}_{12} = (1/2)\left(\gamma^{(0)}_{11} + \gamma^{(0)}_{22}\right) + \tilde{\gamma}^{\varkappa}_{12}, \tag{2}$$

где $\gamma^{(0)}_{11}$, $\gamma^{(0)}_{22}$ — радиационные ширины уровней, $\tilde{\gamma}^{\varkappa}_{ik}$ — уширение, обусловленное упругими деориентирующими столкновениями без изменения скорости атомов.

Предположим, что в начальный момент времени в системе каким-то способом создается неравновесное заселение атомов по магнитным подуровням, т. е. $\rho_{kk}(\varkappa q) \neq 0$, при $\varkappa = 0, 1, 2$. Исходя из системы уравнений (1), находим тензор диэлектрической проницаемости среды $\varepsilon_{\mu\nu}$ на частоте ω_2 зондирующего светового поля,

$$\varepsilon_{\mu\nu} = 1 + i\left\langle m\left\{\frac{N_1}{\sqrt{2I_1+1}}\left[p^{(1)}\delta_{\mu\nu} + \sqrt{\frac{3}{2}}\, e_{\mu\nu\beta} r_1 P^{(1)}_{\beta} + \sqrt{3}\, r_2 \mathscr{P}^{(1)}_{\mu\nu}\right] - \right.\right.$$

$$\left.\left. - \frac{N_2}{\sqrt{2I_2+1}}\left[p^{(2)}\delta_{\mu\nu} - \sqrt{\frac{3}{2}}\, e_{\mu\nu\beta} r'_1 P^{(2)}_{\beta} + \sqrt{3}\, r'_2 \mathscr{P}^{(2)}_{\mu\nu}\right]\right\}\right\rangle, \tag{3}$$

где индексы μ, ν, β принимают значения x, y, z,

$$m = \frac{2\pi\,|d_{12}|^2}{\hbar\left[\Gamma^1_{12} - i\,(\varepsilon_2 - \mathbf{k}_2\mathbf{v}_2)\right]}, \quad r_\varkappa = \frac{\begin{Bmatrix}1 & 1 & \varkappa\\ I_1 & I_1 & I_2\end{Bmatrix}}{\begin{Bmatrix}1 & 1 & 0\\ I_1 & I_1 & I_2\end{Bmatrix}}, \quad r'_\varkappa = \frac{\begin{Bmatrix}1 & 1 & \varkappa\\ I_2 & I_2 & I_1\end{Bmatrix}}{\begin{Bmatrix}1 & 1 & 0\\ I_2 & I_2 & I_1\end{Bmatrix}},$$

N_k — плотность атомов, $\mathbf{k}_2$ — волновой вектор пробной волны, $\varepsilon_2 = \omega_2 - \omega_{21}$ — расстройка резонанса. Поляризационные моменты k-ого уровня — скаляр $p^{(k)}$, вектор $P^{(k)}_\mu$ и тензор выстраивания $\mathscr{P}^{(k)}_{\mu\nu}$ выражаются через неприводимые тензорные операторы $\rho_{kk}(\varkappa q)$ моментов $\varkappa = 0$ $(q = 0)$, $\varkappa = 1$ $(q = 0, \pm 1)$ и $\varkappa = 2$ $(q = 0, \pm 1, \pm 2)$ соответственно [10]. Угловыми скобками обозначено интегрирование по допплеровскому распределению атомов по скоростям.

Как видно из формулы (3), тензор диэлектрической проницаемости есть сумма двух тензоров — антисимметричного $(P^{(k)}_\beta)$, определяющего гиротропные свойства дихроичной среды, и симметричного $(p^{(k)} + \mathscr{P}^{(k)}_{\mu\nu})$, характеризующего свойства одно- или двухосных дихроичных «кристаллов». При этом оптически анизотропные свойства среды определяются начальным неравновесным заселением атомов по магнитным подуровням.

Начальную неравновесную заселенность в системе можно создать интенсивным поляризованным импульсом $\mathbf{E}_1$ длительностью τ, опережающим во времени зондирующий сигнал. Отличные от нуля поляризационные моменты уровней $(k, i = 1, 2)$ в первом нелинейном приближении имеют следующий вид

$$p^{(k)} = \sqrt{2I_k+1}\left(1 - e^{-\Gamma^0_{kk}t}\right) + (-1)^k F^0_k \begin{Bmatrix}1 & 1 & 0\\ I_k & I_k & I_i\end{Bmatrix} e^{-\Gamma^0_{kk}t},$$

$$P^{(k)}_z = \frac{i}{\sqrt{6}}\,\eta_2 F^1_k \begin{Bmatrix}1 & 1 & 1\\ I_k & I_k & I_i\end{Bmatrix} e^{-\Gamma^1_{kk}t},$$

$$\mathscr{P}^{(k)} = \frac{(-1)^k}{2\sqrt{3}}\, F^2_k \begin{Bmatrix}1 & 1 & 2\\ I_k & I_k & I_i\end{Bmatrix} e^{-\Gamma^2_{kk}t} \begin{pmatrix}(1+\eta_3) & 3\eta_1 & 0\\ 3\eta_1 & (1-\eta_3) & 0\\ 0 & 0 & -2\end{pmatrix}, \tag{4}$$

где $F^s_k = \left[N_1\sqrt{2I_1+1}\begin{Bmatrix}1 & 1 & 0\\ I_1 & I_1 & I_2\end{Bmatrix} - N_2\sqrt{2I_2+1}\begin{Bmatrix}1 & 1 & 0\\ I_2 & I_2 & I_1\end{Bmatrix}\right] \times$

$$\times \frac{3\,|d_{12}|^2\Gamma^1_{12}}{2\hbar^2\left[(\Gamma^1_{12})^2 + (\varepsilon_1 - \mathbf{k}_1\mathbf{v}_1)^2\right]\Gamma^s_{kk}} \int\limits_0^\tau |\mathbf{E}_1|^2\, e^{\Gamma^s_{kk}t}\, dt,$$

$$s = 0, 1, 2,$$

$\varepsilon_1 = \omega_1 - \omega_{21}$ — расстройка резонанса интенсивного поля, распространяющегося вдоль оси z, $\eta_{1,2,3}$ — параметры Стокса.

Из полученных формул видно, что вектор ориентации, определяющий гиротропные свойства среды, зависит только от η_2 — степени круговой поляризации интенсивной волны. Он обращается в нуль при $\eta_2=0$ и максимален при круговой поляризации волны ($|\eta_2|=1$). В общем случае эллиптической поляризации волны все компоненты тензора $\mathscr{P}^{(k)}_{\mu\nu}$ различны, т. е. среда наряду с гиротропными свойствами приобретает свойства «двухосного кристалла». Если волна поляризована линейно вдоль оси x или y ($\eta_3=\pm 1$), то среда приобретает свойства одноосного кристалла, оптическая ось которого направлена вдоль направления электрического вектора волны.

Рассмотрим теперь временную зависимость поляризационных моментов уровней. Из формул (4) видно, что поляризационные моменты населенности, ориентации и выстраивания релаксируют со своими характерными временами $(\Gamma^{\varkappa=0,1,2}_{kk})^{-1}$. Если длительность импульса мала по сравнению с временами релаксации ($\tau \ll (\Gamma^{\varkappa}_{kk})^{-1}$), то все параметры F^{s}_{k} определяются суммарной мощностью интенсивной волны $\left(F^{s}_{k} \sim \int\limits_{0}^{\tau} |\mathbf{E}_1|^2\, dt\right)$ и все поляризационные моменты через времена $t \gg (\Gamma^{\varkappa}_{kk})^{-1}$ вернутся к исходным равновесным значениям, т. е. отличными от нуля моментами будут населенности уровней $p^{(1)}$ и $p^{(2)}$. В случае же длительных импульсов ($\tau \gg (\Gamma^{\varkappa}_{kk})^{-1}$) через времена t ($(\Gamma^{\varkappa}_{kk})^{-1} \ll t \ll \tau$) в системе устанавливаются стационарные условия, т. е. поляризационные моменты стремятся к своим стационарным значениям в поле интенсивной волны. Проведенный нами анализ показывает, что в случае короткого импульса ($\tau \ll (\Gamma^{\varkappa}_{kk})^{-1}$) можно довольно просто определять поляризационные времена релаксации уровней. Исследуя анизотропные свойства среды зондирующим импульсом, отстающим от интенсивного на интервал времени Δt и не перекрывающимся с ним ($(\Gamma^{\varkappa}_{kk})^{-1} \gg \Delta t \gg \tau$), можно по затуханию анизотропных свойств среды определять времена релаксации поляризационных моментов уровней $(\Gamma^{\varkappa}_{kk})^{-1}$. Причем следует подчеркнуть, что в релаксацию анизотропии входят только времена продольной релаксации. Выделение того или иного поляризационного момента (полной населенности, ориентации, выстраивания) возможно при соответствующем выборе поляризации интенсивного импульса (таблица).

Выделение поляризационных моментов уровней при встречном распространении интенсивного и зондирующего импульсов

Поляризация интенсивного импульса	Линейная поляризация зондирующего импульса на входе	Компонента поляризации зондирующего импульса, регистрируемая на выходе	Определяемые поляризационные моменты
Линейная поляризация вдоль оси x ($\eta_3=1$)	Вдоль оси y	Вдоль оси y	Γ^{0}_{kk}
Линейная поляризация вдоль оси y ($\eta_3=-1$)	Вдоль оси x	Вдоль оси x	
Круговая поляризация ($\eta_2=\pm 1$)	Вдоль оси x (y)	Вдоль оси y (x)	Γ^{1}_{kk}
Линейная поляризация под углом 45° ($\eta_1=\pm 1$)	Вдоль оси x (y)	Вдоль оси y (x)	Γ^{2}_{kk}

Таким образом, становится возможным непосредственное прямое определение постоянных распада атомных уровней $\Gamma^{\varkappa}_{kk}$ (без предварительного определения поперечных времен релаксаций $\Gamma^{\varkappa=1}_{12}$).

Литература

[1] В. М. Арутюнян, Э. Г. Канецян, В. О. Чалтыкян. ЖЭТФ, *62*, 908, 1972.
[2] В. М. Арутюнян, Т. А. Папазян, Г. Г. Адонц. ЖЭТФ, *68*, 44, 1975.
[3] В. М. Арутюнян, Г. Г. Адонц. Опт. и спектр., *46*, 809, 1979.

[4] Н. К. Румянцева, В. С. Смирнов, А. М. Тумайкин. Опт. и спектр., *46*, 139, 1979.
[5] C. Wieman, T. W. Hänsch. Phys. Rev. Lett., *36*, 1170, 1976.
[6] А. М. Шалагин. ЖЭТФ, *73*, 99, 1977.
[7] И. В. Евсеев, В. М. Ермаченко, В. А. Решетов. ЖЭТФ, *78*, 2213, 1980.
[8] В. М. Арутюнян, Г. Г. Адонц, Т. А. Папазян. Препринт ПЛРФ-78-13, Ереван, 1978.
[9] М. И. Дьяконов, В. И. Перель. ЖЭТФ, *47*, 1483, 1964.
[10] А. И. Ахиезер, В. Б. Берестецкий. Квантовая электродинамика, 25, 6. Наука, М., 1969.

Поступило в Редакцию 11 марта 1981 г.