

НОВЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ФОТОННОГО ЭХА ОТ ОДНОРОДНОГО АНСАМБЛЯ АТОМОВ И ОТ ОДИНОЧНОГО ИМПУЛЬСА СВЕТА

Г.Н.Николаев¹⁾

Институт автоматки и электрометрии СО РАН
630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 3 апреля 1997 г.

В результате исследования предсказанных новых типов фотонного эха – эха от однородного ансамбля атомов и эха одиночного импульса света – установлено, что величина и форма этих новых типов фотонного эха радикально зависят от типа оптического перехода и от "площади" и поляризации возбуждающих импульсов света (более того, формой можно управлять посредством изменения магнитного поля). Установлено также, что амплитуда эха падает как при малых "площадах" импульсов света (по сравнению с 1), так и при больших, и найдены оптимальные "площади", при которых эхо максимально. Исследования показали, что такие фотонные эха могут возникать и в условиях, при которых обычное фотонное эхо отсутствует (в атомных или молекулярных газах при высоком давлении, в далеком инфракрасном диапазоне спектра, от охлажденных атомов или ионов, захваченных в ловушках, и т.д.).

PACS: 32.30-g, 32.60.+i, 32.80-t, 42.50.Md

1. Как известно, явление фотонного эха (ФЭ), предсказанного в работах [1, 2], состоит в том, что после облучения среды двумя импульсами света возникает ответный импульс излучения, отделенный от второго импульса таким же интервалом времени, как и между возбуждающими импульсами. Это время может существенно превышать время затухания макроскопической поляризации, которое обусловлено быстрой дефазировкой отдельных излучателей вследствие различия их собственных частот. Второй импульс как раз и служит для рефазировки излучателей, что и приводит к восстановлению макроскопической поляризации, наведенной первым импульсом, а, следовательно, и к возникновению фотонного эха.

Таким образом, для возникновения обычного ФЭ необходимо наличие неоднородного уширения линии. Однако разновидности ФЭ оказываются возможными даже в случае однородного уширения, если на среду дополнительно наложить внешнее магнитное (электрическое) поле [3,4]. В настоящей статье представлены результаты исследований ФЭ от однородного ансамбля атомов [5] и ФЭ одиночного импульса света [6] при наложении магнитного поля.

2. Пусть средняя оптическая частота возбуждающих импульсов ω квазирезонансна частоте перехода ω_0 атомов (молекул) между вырожденными энергетическими состояниями l и u с полными угловыми моментами J_l и J_u , соответственно. При помещении атома в сильное внешнее квазистационарное магнитное поле H резонансные частоты переходов между разными вырожденными энергетическими подуровнями изменяются на величину [7]

$$\Delta(M_l, t) = \Omega_L(t) [g_l M_l - g_u (M_l + \sigma)], \quad (1)$$

¹⁾e-mail: fractal@iaie.nsk.su

где $\Omega_L(t) = e|\mathbf{H}(t)|/2mc$ – частота Лармора, g_k и M_k – факторы Ланде и проекция полного углового момента нижнего ($k=l$) и верхнего ($k=u$) уровней на ось квантования Z , совпадающей с направлением \mathbf{H} , e и m – заряд и масса электрона, c – скорость света.

Вследствие правил отбора для разрешенного дипольного перехода, рассматриваемого в данной статье, величина σ может принимать значения $0, \pm 1$. Для определенных выделенных поляризаций света эта величина имеет только одно из этих значений: для линейной поляризации, ориентированной вдоль \mathbf{H} , $\sigma = 0$, а для света, распространяющегося вдоль \mathbf{H} , $\sigma = +1$ для правой круговой поляризации и $\sigma = -1$ – для левой круговой поляризации. Как видно из формулы (1), для таких поляризаций света каждый нижний магнитный подуровень M_l связывается при взаимодействии со светом только с одним верхним подуровнем $M_l + \sigma$. Таким образом, проблема взаимодействия света (с данными поляризациями) с резонансным атомом с двумя квазивырожденными состояниями в магнитном поле сводится (если не учитывать распад из верхнего состояния в нижнее) к рассмотрению взаимодействия света с набором двухуровневых систем. Причем, как видно из формулы (1), резонансные частоты различны для каждой такой двухуровневой системы, отличающейся значением M_l . Это обстоятельство позволяет трактовать данную совокупность двухуровневых систем как аналог ансамбля двухуровневых атомов с различными частотами, обладающего, таким образом, “неоднородным уширением” линии. Характерная особенность такого “ансамбля” состоит в том, что каждая двухуровневая система отличается не только резонансной частотой, но и величиной дипольного момента перехода $d(M_l)$. Поведение $d(M_l)$ зависит от типа оптического перехода ($J_u = J_l$ или $J_u = J_l \pm 1$), поляризации света и выражается через коэффициент Клебша–Гордана [7]: $d(M_l) = \langle J_u || d || J_l \rangle (-1)^{J_l - M_l} \langle J_u M_u J_l - M_l | 1 \sigma \rangle / \sqrt{3}$. Здесь $\langle J_u || d || J_l \rangle$ – приведенный матричный элемент дипольного момента перехода $u-l$, а $\langle J_u M_u J_l - M_l | 1 \sigma \rangle$ – коэффициент Клебша–Гордана.

3. Исходя из указанной аналогии, нетрудно рассчитать величину ФЭ такого однородного ансамбля квазивырожденных двухуровневых атомов. Для простоты рассмотрения ограничимся короткими прямоугольными импульсами света, разделенными интервалом времени T и длительностями $T_1, T_2 \ll \Delta(J_l, 0)$. В этом случае поляризация ФЭ $P(t)$ в момент времени t после первого импульса может быть представлена в следующем виде:

$$P(t) = 2N \operatorname{Re} [P(t) \exp(i\omega t)], \quad (2)$$

$$P(t) = -i2 \sum_{M_l} d(M_l) f(M_l) \left[\frac{\sin(\theta_1(M_l) \sqrt{1+y^2(M_l)})}{\sqrt{1+y^2(M_l)}} - 2i \frac{y(M_l) \sin^2\left(\frac{\theta_1(M_l)}{2} \sqrt{1+y^2(M_l)}\right)}{1+y^2(M_l)} \right] S(M_l, t), \quad (3)$$

$$S(M_l, t) =$$

$$= \left\{ \sin^2\left(\theta_2(M_l) \sqrt{1+\epsilon^2 y^2(M_l)}/2\right) / [1+\epsilon^2 y^2(M_l)] \right\} \exp[i(t - T_1 - T_2 - 2T)\Omega(M_l)]. \quad (4)$$

В приведенных выражениях N – число атомов в единице объема, $f(M_i)$ – распределение заселенностей по подуровням нижнего уровня атомов до взаимодействия со светом, $y(M_i) = \Omega(M_i)/\Omega_{E_1}(M_i)$, $\Omega(M_i) = \omega_0 - \omega + \Delta(M_i, 0) \equiv \Omega_0 + \Delta(M_i, 0)$, $\Omega_{E_{1,2}}(M_i) = d(M_i)E_{1,2}/\hbar$, $\theta_{1,2}(M_i) = \Omega_{E_{1,2}}(M_i)T_{1,2}$, $\epsilon = E_2/E_1$. Эти выражения получены в предположении отсутствия какого-либо обычного неоднородного уширения.

Для получения общих аналитических выражений ФЭ при произвольных J_i, J_u рассмотрим случай $J \gg 1$ (как показывают расчеты, эти выражения отличаются от точных менее чем на 15% даже для $J = 3$). В этом случае новую переменную $\mu \equiv M_i/J_i$ можно считать непрерывной, что позволяет произвести замену $\sum_{M_i}(\dots) \rightarrow J_i \int_{-1}^1(\dots) d\mu$ в выражении (3) и воспользоваться асимптотическими выражениями для коэффициентов Клебша–Гордана [7].

Как показывают расчеты, поведение рассматриваемого ФЭ существенно различается для разных типов переходов ($J_u = J_i$ или $J_u = J_i \pm 1$) и поляризаций света. Ниже представлены результаты расчетов ФЭ однородного ансамбля атомов лишь для двух случаев. Оба результата приведены для условия точного совпадения частоты возбуждающего света и резонансной частоты атомов в отсутствие магнитного поля и однородного распределения атомов по нижним подуровням ($f(M_i) = 1/(2J_i + 1)$).

Пусть ФЭ возбуждается линейно поляризованным светом ($\sigma = 0$), частота которого резонансна частоте атомного перехода с $J_u = J_i$. В этом случае выражение (3) для поляризации $\mathcal{P}(t)$ света в указанном континуальном приближении принимает вид

$$\mathcal{P}(t) = i \left(d(J_i) / \left[2(1 + y^2(J_i)\epsilon^2) \sqrt{1 + y^2(J_i)} \right] \right) \times \\ \times \sum_{s=\pm 1} \left[D(s\tau + \Theta_1, \Theta_2) - \left[y(J_i) / \sqrt{1 + y^2(J_i)} \right] (D(\tau, \Theta_1) - D(\tau + s\Theta_1, s\Theta_2)) \right], \quad (5)$$

где $D(\tau, \theta) = j_1(\tau) - [j_1(\tau + \theta) - j_1(\tau - \theta)]/2$, $\tau \equiv (g_u - g_l) J_i \Omega_L (t - T_1 - T_2 - 2T)$, $\Theta_1 \equiv \theta_1 \sqrt{1 + y^2(J_i)}$, $\Theta_2 \equiv \theta_2 \sqrt{1 + y^2(J_i)\epsilon^2}$, $\theta_{1,2} = \theta_{1,2}(J_i)$, $j_1(x) \equiv \cos(x)/x - \sin(x)/x^2$ – сферическая функция Бесселя 1-го порядка [8]. Зависимость интенсивности ФЭ от θ_1 и τ в случае $\theta_2 = \pi$, $y(J_i) = \epsilon = 1$ приведена на рис.1а.

Качественно по другому ведет себя ФЭ при той же поляризации света, но для перехода $J_u = J_i \pm 1$. В этом случае выражение (3) для поляризации $\mathcal{P}(t)$ при условии $\epsilon = \Omega(J_i) / \Omega_E(0) = 1$ выглядит следующим образом:

$$\mathcal{P}(t) = i2d(0) \sin(\theta_2/2) \sin(\theta_1/2) [\cos(\theta_1/2) F_1(\tau) + \sin(\theta_1/2) F_2(\tau)], \quad (6)$$

где $F_1(\tau) \equiv 16[3\tau \cos(\tau) + (\tau^2 - 3) \sin(\tau)]/\tau^5$, $F_2(\tau) \equiv 16[\tau(\tau^2 - 15) \cos(\tau) - 3(2\tau^2 - 5) \sin(\tau)]/\theta_{1,2}(0)$. Зависимость интенсивности ФЭ от θ_1 и τ в случае $\theta_2 = \pi$ представлена на рис.1б.

4. С помощью внешних полей оказывается возможным получение ФЭ совершенно нового типа – фотонного эха одиночного импульса света [6,9]. В случае обычного фотонного эха рефазировка атомных осцилляторов после первого $\pi/2$ -импульса света осуществляется благодаря последующему облучению ансамбля атомов вторым π -импульсом. В нашем случае это может быть сделано без повторного облучения при помощи специфического изменения величины магнитного поля. Действительно, после облучения атомов импульсом

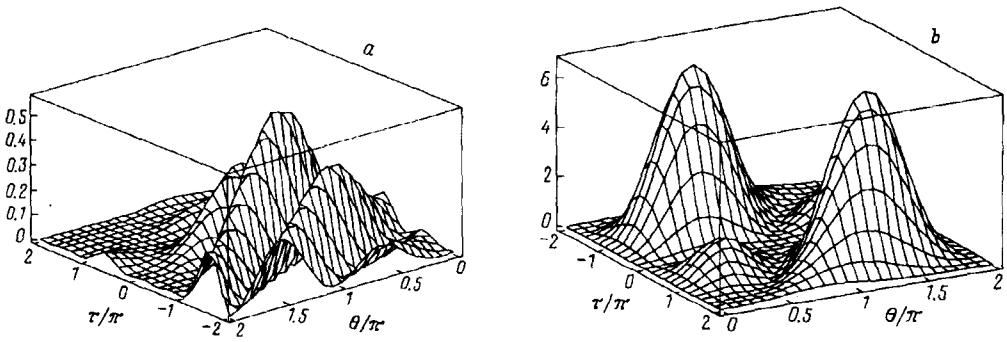


Рис.1. Интенсивность фотонного эха (в произвольных единицах, $\theta_2 = \pi, \epsilon = 1$) в зависимости от θ_1 и τ : а - случай перехода с $J_u = J_l$, ($y(J_l) = 1$); б - случай перехода с $J_u = J_l + 1$, ($\Omega(J_l) / \Omega_B(0) = 1$)

света происходит затухание наведенного макроскопического дипольного момента из-за расфазировки отдельных осцилляторов, обладающих различными частотами согласно (1). Поскольку эта разница частот зависит от H , то, изменяя его (с обращением знака) после импульса света, можно добиться рефазировки макроскопического дипольного момента, а следовательно, и возникновения ФЭ. Интенсивность фотонного эха при этом достигает максимума в момент времени, когда интеграл от поля по времени, прошедшему после облучения первым импульсом, обратится в нуль.

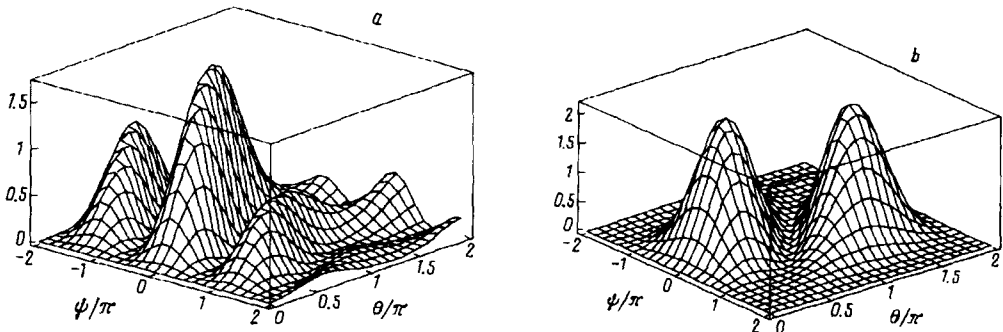


Рис.2. Интенсивность фотонного эха одиночного импульса света (в произвольных единицах) в зависимости от ψ и θ . а - случай перехода с $J_u = J_l$ ($y(J_l) = 1$); б - случай перехода с $J_u = J_l + 1$ ($\Omega(J_l) / \Omega_B(0) = 1$)

Поляризация такого одноимпульсного ФЭ может быть представлена теми же соотношениями (2), (3), описывающими двухимпульсное ФЭ. Однако выражение (4) для $S(M_i, t)$ следует заменить в этом случае на следующее: $S(M_i, t) = (1/2) \exp(i[\Omega_0 t + \tilde{\psi}(M_i, t)])$, где $\tilde{\psi}(M_i, t) = \int_0^t \Delta(M_i, t') dt'$. Пусть такое необычное ФЭ индуцируется одиночным импульсом света линейной поляризации, частота которого резонансна частоте атомного перехода с $J_u = J_l$. В этом случае выражение для поляризации $\mathcal{P}(t)$ света в указанном контину-

альном приближении имеет вид

$$\mathcal{P}(t) = i \left(d(J_1) / \sqrt{1 + y^2(J_1)} \right) \times \\ \times \left[j_1(\psi(t) + \Theta) - j_1(\psi(t) - \Theta) + 2 \left(y(J_1) / \sqrt{1 + y^2(J_1)} \right) D(\psi(t), \Theta) \right], \quad (7)$$

где $\Theta \equiv \theta \sqrt{1 + y^2(J_1)}$, $\psi(t) \equiv \tilde{\psi}(J_1, t)$. Зависимость интенсивности ФЭ от θ и ψ в случае $y(J_1) = 1$ приведена на рис.2а.

Качественно по другому ведет себя ФЭ при той же поляризации света, но для перехода $J_u = J_l \pm 1$. В этом случае выражение для поляризации $\mathcal{P}(t)$ при $\Omega(J_l) / \Omega_E(0) = 1$ выглядит следующим образом:

$$\mathcal{P}(t) = 2id(0) [\sin(\theta) j_1(\psi(t)) / \psi(t) - (1 - \cos(\theta)) j_2(\psi(t)) / \psi(t)], \quad (8)$$

где $\theta = \theta(0)$, $j_2(x) \equiv -x(d/dx)[j_1(x) / x]$ - сферическая функция Бесселя 2-го порядка [8]. Зависимость интенсивности ФЭ от θ и ψ показана на рис.2б.

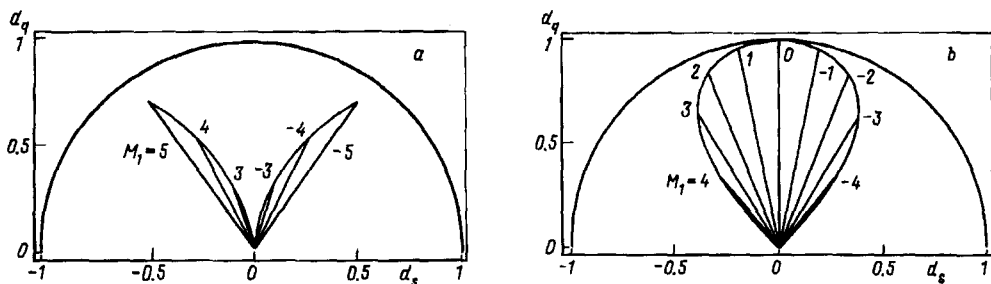


Рис.3. Полярная диаграмма первоначального (после первого светового импульса) распределения комплексных безразмерных дипольных моментов атомов $(d_s(\mu) + id_q(\mu)) / d$: а - случай перехода с $J_u = J_l$; б - случай перехода с $J_u = J_l + 1$

5. Такое качественное различие поведения ФЭ для различных переходов может быть проинтерпретировано следующим образом. Как указывалось выше, переходы между различными подуровнями отличаются не только частотами вследствие аномального эффекта Зеемана, но и матричными элементами дипольных моментов, влияющих на интенсивность взаимодействия со светом. Поэтому вектор Блоха для каждого перехода поворачивается под действием импульса света на разный угол, причем такой поворот для каждого перехода может происходить в общем случае вокруг разных осей. Вследствие этого, полный макроскопический момент атомов непосредственно после прохождения импульса света будет также различным для разных переходов. На рис. 3 представлена полярная диаграмма первоначального распределения безразмерного дипольного момента $(d_s(\mu) + id_q(\mu)) / d$ после прохождения импульса света для рассматриваемых переходов. Здесь $d_s(\mu)$ - синфазная компонента дипольного момента перехода с $M_l = \mu J_l$, а $d_q(\mu)$ - квадратурная. Дипольный момент d равен $d(J_l)$ для случая а, для случая же б он равен $d(0)$. В случае обычного ФЭ дипольные моменты у всех атомов после прохождения первого $\pi/2$ -импульса одинаковы и направлены в q -направлении (пунктирная линия на рис. 3а). Видно, что диаграмма б более схожа с классическим случаем,

чем диаграмма *a*. Поэтому форма ФЭ для случая *b* более похожа на форму обычного ФЭ.

Поскольку форма фотонного эха радикально зависит от типа оптического перехода, это может быть использовано для экспериментального определения характеристик комбинирующих атомных состояний. Рассмотренный выше механизм формирования необычного фотонного эха раздвигает границы условий, при которых возможно его возникновение: такое ФЭ может наблюдаться даже в случае преобладания однородного уширения линии. В частности, фотонное эхо подобного типа возможно в атомных или молекулярных газах при высоком давлении, в инфракрасной и дальней инфракрасной областях спектра, а также от охлажденных атомов или ионов, захваченных в ловушках.

-
1. У.Х.Копвиллем, В.Р.Нагибаров, *Физика металлов и металловедение* **15**, 313 (1963).
 2. N.A.Kurnit, I.D.Abella, and S.R. Hartmann, *Phys. Rev. Lett.* **6**, 567 (1964).
 3. J.H.Eberly and V.M.Yermachenko, *Laser Physics* **1**, 167 (1991).
 4. Д.Ю.Кузнецов, Г.Н.Николаев, У.Х.Копвиллем, *Кратк. сообщ. по физ.* **7**, 9 (1991).
 5. G.N.Nikolaev, in: *Proc. of the Fifth European Quantum Electronics Conference*, Institute of the IEEE, New Jersey, USA, 1994, p.59.
 6. G.N. Nikolaev, in: *QLEO/QELS 95*, May 21 - 25, 1995, Baltimor, Mariland, USA, Washington: Optical Society of America, 1995, p.132.
 7. И.И. Собоelman, *Введение в теорию атомных спектров*, М.: Наука, 1977.
 8. (ред.), *Справочник по математическим функциям*, Под ред. М.Абрамович и И.А.Стиган, М.: Наука, 1972.
 9. G.N. Nikolaev, in: *Technical Digest of 15-th International Conf. on Coherent and Nonlinear Optics*, June 27 - July 1, St. Petersburg, 1995, p.248.