

СТИМУЛИРОВАННОЕ ФОТОННОЕ ЭХО ПРИ ДВУХКВАНТОВОМ РЕЗОНАНСЕ

А. И. Маймистов и Э. А. Манькин

Найдено, что двухквантово возбуждаемое фотонное эхо обладает некоторыми чертами, не имеющими аналога при одноквантовом возбуждении, тем самым расширяются возможности традиционной эхо-спектроскопии.

1. Стимулированное фотонное эхо (СФЭ) при одноквантовом резонансе хорошо известно [1, 2]. Ниже мы покажем, что при двухфотонном резонансе возможен эффект, аналогичный СФЭ, но имеющий ряд характерных особенностей, заключающихся как в условиях пространственного синхронизма, так и в оптимальной величине длительности возбужденных импульсов.

Создание когерентных состояний посредством двухфотонного резонанса и их роль в эффектах типа эха исследовались давно [3, 4]. Сейчас возрастает интерес к возникающим здесь переходным процессам [5-8], пониманию которых способствует наглядная геометрическая интерпретация таких явлений — двухфотонная векторная модель. Обычно при осуществлении двухфотонного резонанса одноквантовый переход запрещен, так что для наблюдения отклика среды, находящейся в когерентном состоянии, необходимо подать зондирующее поле. В случае фотонного эха возникают сигналы на комбинационных частотах [5, 6]. Наличие поля подсветки ведет к новым условиям пространственного синхронизма, а изменение резонансной частоты из-за штарковского сдвига сказывается на выборе оптимальных условий возбуждения когерентного состояния. Этим вопросам и посвящена настоящая заметка.

2. Рассмотрим резонансную двухуровневую среду с амплитудами ϵ_j длительностью τ_j и разделенные временными интервалами t_1 и t_2 . Каждый j -й импульс содержит поля с частотами ω_{2j} и ω_{2j-1} , причем $\omega_{2j} + \omega_{2j-1}$ совпадает с резонансной частотой ω_c . Пусть феноменологические времена T_1 и $T_2 \gg \tau_j$ и амплитуды возбуждающих полей столь велики, что частота двухфотонной прецессии Раби [8]: $|r_j \epsilon_{2j} \epsilon_{2j-1}|$ значительно превышает ширину неоднородно уширенной линии $\Delta\omega_D = 1/T_2^*$.

Эволюция среды описывается вектором Блоха [7, 8], компоненты которого определяются как

$$P_1 - iP_2 = 4r_1^* \rho_{12} \exp[-i\psi_1 - it\omega_c], \quad P_3 = 2|r_1|(\rho_{11} - \rho_{22}), \quad (1)$$

где ρ_{ij} — матричные элементы редуцированной матрицы плотности [7], r_1 — двухфотонное гироэлектрическое отношение [8], $\psi_j = (\varphi_{2j} + \varphi_{2j-1}) + \mathbf{b}(\mathbf{k}_{2j} + \mathbf{k}_{2j-1})$, $\epsilon_j = A_j \exp[i(\varphi_j + \mathbf{b}\mathbf{k}_j)]$, \mathbf{b} — радиус-вектор, определяющий положение атома. В момент действия j -го импульса вектор Блоха поворачивается вокруг направления эффективного поля $\mathbf{\Omega}_j$ и по оконча-

нии возбуждения совершит поворот на угол $\theta_j = \tau_j |\Omega_j|$. Вектор эффективного поля задается компонентами

$$\Omega_j = \{-\Omega(j) \cos \Phi_j; -\Omega(j) \sin \Phi_j; \Delta\omega_j\}, \quad (2)$$

где $\Omega(j) = 2|r_j|A_{2j}A_{2j-1}$, $\Phi_j = (\psi_1 + \chi_1) - (\psi_j + \chi_j)$, $r_j = |r_j| \exp[i\chi_j]$, $\Delta\omega_j = \Delta\omega_0 + a_{2j}A_{2j}^2 + a_{2j-1}A_{2j-1}^2$. Здесь $a_j A_j^2$ определяет высокочастотный Штарковский сдвиг резонансной частоты под действием поля ϵ_j , а $\Delta\omega_0 = \omega_c - (\omega_{2j} + \omega_{2j-1}) + x$ — мера резонанса с частотой перехода, отстоящего от центра неоднородно уширенной линии ω_c на величину x . В промежутках между действием импульсов вектор Блоха совершает свободную прецессию и его величина релаксирует к равновесному значению с характерными временами T_1 и T_2 . В приближении заданных полей системы уравнений описывающих поведение резонансной среды становятся линейными и их решение нетрудно найти.

Если частота ω_p поля подсветки с амплитудой ϵ_p нерезонансная, то влиянием волны подсветки на движение вектора Блоха можно пренебречь. Сигналы эха, возникающие на стоксовой (ω_s) и антистоксовой (ω_a) частотах, определяются поляризациями

$$P(t, \mathbf{R}, \omega_{a,s}) = \sum_{\mathbf{b}} e^{i\mathbf{k}_{a,s}(\mathbf{R}-\mathbf{b}) - i t \omega_{a,s}} \langle \mathcal{P}(t, \mathbf{b}, \omega_{a,s}) \rangle \mp \text{к. с.}, \quad (3)$$

где

$$\mathcal{P}(t, \mathbf{b}, \omega_s) = -a_{21}(-\omega_p) e^{i\psi_1 \epsilon_p^* U_s / 2r_1^*}, \quad (3a)$$

$$\mathcal{P}(t, \mathbf{b}, \omega_a) = -a_{21}(\omega_p) e^{i\psi_1 \epsilon_p U_s / 2r_1^*}, \quad (3б)$$

$$U_s = (P_1 - iP_2)_s. \quad (3в)$$

Здесь a_{21} — приведенный матричный элемент перехода [7], индекс «э» означает, что учитываются только члены, отвечающие за явление эха, а угловые скобки в (3) указывают на суммирование по частотам излучателей в пределах неоднородно уширенной линии. Функцию U_s можно представить в виде произведения временной части $Z(t)$ и пространственной: $\exp[i\mathbf{b}(\mathbf{x}_2 + \mathbf{x}_3 - 2\mathbf{x}_1)]$, где $\mathbf{x}_j = \mathbf{k}_{2j} + \mathbf{k}_{2j-1}$. Довольно громоздкое выражение для $Z(t)$ здесь не приводится, заметим только, что его структура аналогична таковой в случае одноквантового СФЭ, но с заменой $\Delta\omega_0$ на $\Delta\omega_j$ — следствие эффекта Штарка в оптических полях.

3. Решение уравнений для медленно меняющихся комплексных амплитуд стоксового и антистоксового сигналов СФЭ в приближении заданного поля показывает, что интенсивность эха пропорциональна выражению

$$|NL\epsilon_p \langle Z(t - L/c) \rangle|^2 \left| N^{-1} \sum_{\mathbf{b}} \exp[i\mathbf{b}(\mathbf{x}_2 + \mathbf{x}_3 - \mathbf{x}_1 - \mathbf{k}_{a,s} + m\mathbf{k}_p)] \right|^2, \quad (4)$$

где N — число излучателей, L — длина среды в направлении луча подсветки, $\mathbf{k}_{s,a,p}$ — волновой вектор стоксовой, антистоксовой и подсвечивающей волн соответственно. Для стоксового эха $m = -1$, для антистоксового $m = 1$. Последний множитель в (4) определяет угловое распределение интенсивности эха и аналогичен форм-фактору из работы [9]. Как и в [9], здесь можно ожидать сложную картину в зависимости от геометрии ячейки с резонансными атомами. Максимум в угловом распределении интенсивности СФЭ определяется формулой

$$\mathbf{x}_2 + \mathbf{x}_3 - \mathbf{x}_1 - \mathbf{k}_{s,a} + m\mathbf{k}_p = 0. \quad (5)$$

Выражение (5) является условием пространственного синхронизма для эффекта стимулированного двухфотонного эха. По сравнению со случаем одноквантового СФЭ здесь открывается большая возможность в пространственном разделении сигналов эха и возбуждающих импульсов.

4. Усреднение по неоднородно уширенной линии в общем случае строго провести не удастся. В пределе ультрасильных полей: $a_j A_j^2 \gg \Delta \omega_D$, $|r_j \varepsilon_{2j} \varepsilon_{2j-1}| \gg \Delta \omega_D$ расчет временной зависимости сигнала эха показывает (для уширения связанного с эффектом Доплера), что огибающая сигнала СФЭ имеет гауссов вид. Максимальная амплитуда эха спадает с ростом временных интервалов t_1 и t_2 так же, как и в обычном СФЭ. Отсюда следует возможность изучения релаксационных характеристик запрещенных переходов традиционными методами фотонного эха.

Оптимальные длительности возбуждающих импульсов τ_{j0} , при которых следует ожидать наибольший сигнал эха, можно найти в пределе ультрасильных полей. Значение τ_{j0} определяется из выражения для $\theta_{j0}(\eta)$, где $\eta = \Delta \omega_j / |\Omega_j|$

$$\theta_{j0}(\eta) = \begin{cases} 2 \arcsin [2(1 - \eta^2)]^{-1/2}, & \eta^2 < 1/2, \\ \pi, & \frac{1}{2} \leq \eta^2 < 1. \end{cases} \quad (6)$$

В двухквантовом СФЭ вектор эффективного поля может быть ориентирован под некоторым углом к оси P_3 из-за эффекта Штарка. Косинус этого угла равен η в (6). Поскольку τ_{j0} зависит от величины штарковского сдвига в отличие от одноквантового эха, изучение зависимости максимума сигнала эха от длительности возбуждаемых импульсов, или от их энергий, или от первоначальной частотной отстройки от резонанса дает информацию о штарковском сдвиге.

Следует обратить внимание, что для СФЭ время «памяти», определяемое величиной времени продольной релаксации T_1 , может быть велико по сравнению с таковым в одноквантовом СФЭ, так как возбуждаемый переход дипольно запрещен. Это открывает широкие возможности в запоминании формы первого возбуждаемого импульса.

Литература

- [1] I. D. Abella, N. A. Kurnit, S. R. Hartmann. Phys. Rev., *141*, 391, 1966.
- [2] С. С. Алимшиев, Н. В. Карлов, Б. Г. Сартаков. Тр. ФИАН, *87*, 134, 1976; В. В. Самарцев, А. Г. Шагидуллин. В сб.: Электромагнитное сверхизлучение, Физико-технический институт Казанского филиала АН СССР, *10*, Казань, 1975.
- [3] S. R. Hartmann. IEEE, J. Quant. Electr., *QE-4*, 802, 1968.
- [4] Э. А. Маныкин. Изв. вузов, Радиофизика, *13*, 895, 1970.
- [5] Т. М. Махвиладзе, М. Е. Сарычев. Препринт ФИАН, № 102, 1975.
- [6] S. Aoki. Phys. Rev., *A14*, 2258, 1976.
- [7] M. Takatsuji. Phys. Rev., *A4*, 808, 1971; *A11*, 619, 1975.
- [8] D. Grischkowsky, M. M. T. Loy, R. F. Liao. Phys. Rev., *A12*, 2514, 1975.
- [9] N. E. Rehler, J. H. Eberly. Phys. Rev., *A3*, 1735, 1971.

Поступило в Редакцию 29 июля 1978 г.