

*Письма в ЖЭТФ, том 17, вып. 8, стр. 431 — 434.*

*20 апреля 1973 г.*

## **ЭФФЕКТЫ ТИПА ОПТИЧЕСКОЙ "НУТАЦИИ" В МНОГОКРАТНОМ ФОТОННОМ ЭХО**

*С. М. Захаров, Э. А. Манькин*

Теоретически рассмотрено распространение двух ультракоротких импульсов (УКИ) света в плотной резонансной среде.

1. Когерентное взаимодействие мощных оптических импульсов с резонансной средой приводит к возникновению целого ряда нестационарных нелинейно-оптических эффектов [1 — 3]. Хорошо известен в настоящее время эффект фотонного эха [1] — при воздействии двух оптических

импульсов, разделенных во времени интервалом  $\tau$ , в среде формируется когерентное квантовое состояние, которое приводит к излучению третьего импульса света в момент  $2\tau$ . Так же хорошо установлено явление оптической нутации [2] — под воздействием прямоугольного импульса светового поля в среде возникает периодическое изменение начального состояния с частотой  $dE/\hbar$  (где  $d$  — приведенный матричный элемент дипольного перехода, а  $E$  — амплитуда электрического поля), которое приводит к соответствующей модуляции излучения среды. Оба этих эффекта имеют четкий физический смысл лишь в том случае, если реакция среды мала или когда возникающее в среде поле излучения значительно меньше внешнего. Такое положение можно искусственно создать, сделав среду достаточно разреженной или ограничиться очень малыми толщинами.

Ситуация кардинально меняется в плотных средах или при больших толщинах вещества. В данной статье мы приводим результаты теоретического анализа воздействия двух импульсов света на плотную резонансную среду с учетом ее реакции на проходящее излучение. Оказалось, что в данном случае явление не сводится к ожидаемому эффекту фотонного эха, а в значительной степени обусловлено эффектами типа оптической "нутации". Этот результат особенно важен для объяснения ранее наблюдаемого эффекта многократного фотонного эха [1].

2. Для анализа эффекта фотонного эха с учетом реакции среды необходимо одновременно решать систему нелинейных дифференциальных уравнений, часть из которых — уравнения Максвелла, а другая часть аналогична уравнениям Блоха:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial e}{\partial z} + ke + \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} g(x) v_x dx = 0 \\ \frac{\partial v_x}{\partial \tau} + \gamma v_x + x u_x + n_x e = 0 \\ \frac{\partial u_x}{\partial \tau} + \gamma u_x - x v_x = 0 \\ \frac{\partial n_x}{\partial \tau} - v_x e = 0 \end{array} \right.$$

Все величины в этой системе безразмерные: величина  $e$  есть медленно меняющаяся амплитуда электрического поля в среде и связана с истинным полем  $E$  соотношением

$$e(z, \tau) = d T_2^* \hbar^{-1} E(z, \tau),$$

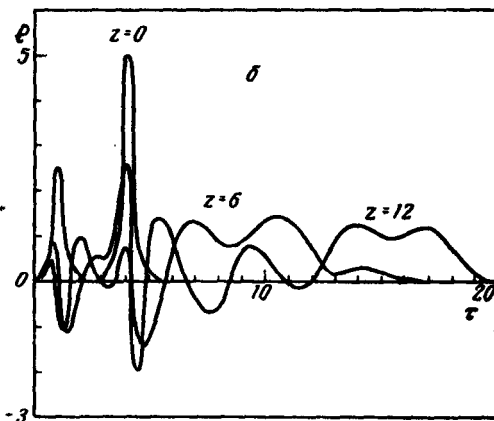
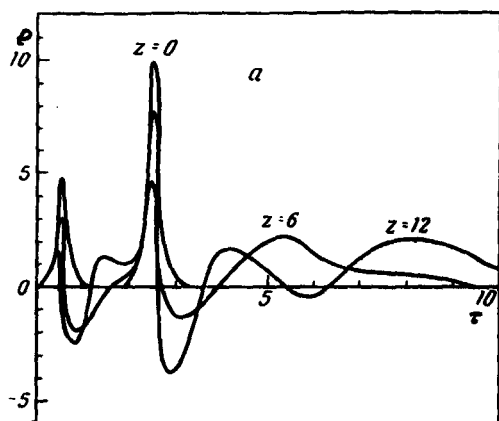
где  $T_2^*$  — время, характеризующее неоднородное уширение уровней энергии,  $g(x) = (1/\sqrt{\pi}) e^{-x^2}$  и описывает форму неоднородно-уширенной линии. Величины  $u_x, v_x, n_x$  относятся к одной молекуле и имеют смысл

медленных амплитуд поляризации и инверсии. Коэффициенты  $k$  и  $\gamma$  феноменологически описывают процессы нерезонансных потерь в среде и процессы релаксации поляризации, связанные с однородным уширением уровней энергии. Переменные  $z$  и  $\tau$  связаны с истинной координатой  $Z$  и временем  $t$  посредством соотношений

$$z = k_0 Z / 2; \quad \tau = (t - Z/c) T_2^{*-1},$$

где  $k_0$  — коэффициент поглощения слабого сигнала  $k_0 = 4\pi^2 \omega d^2 N_0 g(0) / \hbar c$ .

Самосогласованная система уравнений решалась численно. Основной программой служила итерационная процедура метода прогноза и коррекций [4]. Интегральный член в уравнении поля рассчитывался методом квадратурного интегрирования. Полученные результаты относятся к точному резонансу и симметричной форме неоднородно-уширенной линии.



Распространение двух УКИ света с граничными условиями  $\theta_1(0) = \pi/2$ ,  $\theta_2(0) = \pi$  в плотной резонансной среде.  $e$  — амплитуда электрического поля в световой волне,  $\tau$  — ретардированное время,  $z$  — глубина проникновения света в среду,  $\delta_{1,2}$  — длительности оптических импульсов,  $T$  — интервал между ними. Параметры кривых:  $k = \gamma = 10^{-6}$ ,  $a - \delta_1 = \delta_2 = 0,4$ ;  $T = 2,0$ ;  $b - \delta_1 = \delta_2 = 0,8$ ;  $T = 3,0$

Как известно, исходная система уравнений содержит в себе эффект самопрозрачности среды, т. е. описывает уединенные установившиеся решения или "солитоны", удовлетворяющие условию равенства площади огибающей поля  $\theta = 2\pi (\theta = d\hbar^{-1} \int E(t) dt)$  [3]. Этот факт мы исполь-

- ∞

зовали для отладки программы.

3. На рисунках *a*, *b* представлены результаты численного счета, описывающие распространение двух УКИ в резонансной среде. Входные импульсы поля имели форму гиперболического секанса с обрезанными "крыльями".

Видно, что характер распространения импульсов света существенно нелинеен. Так, ослабление амплитуды поля на рисунках *a* и *b* для  $z = 12$  не превышает нескольких раз, в то время как соответствующее ослабление слабого сигнала ( $\theta \ll 1$ ) по порядку величины  $e^{-12} \approx 10^{-5}$ . На глубине  $z = 3$  сигнал фотонного эха, как и следовало ожидать, возникает примерно на удвоенном расстоянии между возбуждающими импульсами и, более того, виден дополнительный импульс, который может соответствовать многократному фотонному эхо. Однако на этом же графике четко проявляется возникновение отрицательных "выбросов" электрического поля импульсов. Смена знака соответствует резонансным условиям взаимодействия, когда фаза возникающего поля среды отстает на  $\pi$  от фазы внешнего поля. Поскольку экспериментально наблюдают интенсивность ( $\sim e^2(r)$ ), то "выбросы" проявят себя как дополнительные импульсы. Из рисунков видно также, что отрицательные "выбросы" возникают как от первого, так и от второго импульсов. В результате по мере увеличения расстояния различие между первым и вторым импульсами, фотонным эхом и дополнительными импульсами стирается. Возникновение дополнительных импульсов хорошо объясняется явлением оптических нутаций, которые возникают в данном случае от поля, рожденного самой средой. При этом период "нутаций" обратно пропорционален амплитуде соответствующего "выброса".

Таким образом, в плотной резонансной среде между явлением оптической "нутации" и фотонным эхом пропадает четкое различие. В случае многократного эха между этими явлениями вообще нет принципиальной разницы.

В заключении авторы выражают благодарность Ю.А.Быковскому за интерес к работе.

Московский  
инженерно-физический институт

Поступила в редакцию  
28 февраля 1973 г.

### Литература

- [1] I.D.Abella, N.A.Kurnit, S.R.Hartmann. Phys. Rev., 141, 391, 1966.
- [2] G.B.Hocker, C.L.Tang. Phys. Rev., 184, 356, 1969.
- [3] S.L.McCall, E.L.Hahn. Phys. Rev., 183, 457, 1969.
- [4] A.Icsevgi, W.E.Lamb. Phys. Rev., 185, 517, 1969.