

КОГЕРЕНТНЫЙ ЭФФЕКТ ПРИ ОТРАЖЕНИИ СВЕРХКОРОТКОГО ОПТИЧЕСКОГО ИМПУЛЬСА ОТ ТОНКОГО АКТИВНОГО СЛОЯ

Е.В.¹ Глазунова, Е.О.¹ Котяшев, В.А.² Юревич

¹Могилёвский государственный университет им. А.Кулешова

²Могилёвский государственный университет продовольствия

Задачи изучения взаимодействия коротких световых импульсов с тонкими слоями активных сред представляют интерес для целей диагностики нелинейных оптических свойств лазерных материалов.

При формулировке основных уравнений, описывающих нелинейное взаимодействие световых импульсов с тонким слоем резонансных атомов, будем использовать приближение тонкого слоя. В основе довольно распространенного в литературе приближения особо тонкого слоя лежат следующие соображения. Рассматривается слой резонансных атомов с толщиной L , значительно меньшей длины волны света λ , находящийся на границе раздела двух линейных сред $x = 0$ с диэлектрическими проницаемостями ϵ_1 и ϵ_2 . Для определенности ограничиваются подробным рассмотрением лишь ТЕ-волн. Таким образом, в задаче взаимодействия зондирующей монохроматической волны и ансамбля частиц, образующего тонкий активный слой рассматривается плосковолновое приближение.

Из граничных условий на поверхности слоя вытекают соотношения между амплитудами напряженности электрического поля внешней, действующей в пленке и отраженной волн (E_i , E , E_r) и поляризованности (P_s):

$$\begin{aligned} E &= \frac{2A}{A+B} E_i + i \frac{\omega}{\epsilon_0 (A+B) c} P_s, \\ E_r &= \frac{A-B}{A+B} E_i + i \frac{\omega}{\epsilon_0 (A+B) c} P_s, \end{aligned} \quad (1)$$

где A и B — коэффициенты Френеля ($A = \sqrt{\epsilon_1} \cos \theta_i$, $B = \sqrt{\epsilon_2} \cos \theta_t$, θ_i и θ_t — соответственно, углы падения и преломления). Величина поляризованности P_s в общем случае с учетом неоднородного уширения может представлена суммой частотных вероятностных составляющих $p(t, \Delta\omega)$, приведенных к одному резонансному атому

Динамика релаксационной огибающей амплитуды световой волны $E(t)$ внутри слоя при нормальном падении внешней волны с амплитудой $E_i(t)$ описывается следующей самосогласованной системой уравнений:

$$E(t) = \frac{2\sqrt{\varepsilon_1}}{\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2}} E_i(t) + \frac{\omega}{\varepsilon_0(\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2})c} N_s \left\langle p + i \frac{\Delta\alpha}{2} (n - n_0) E(t) \right\rangle, \\ p + \frac{1}{T_2} p + i \left(\Delta\omega + \frac{\Delta\alpha}{4\hbar} \varepsilon_0 |E|^2 \right) p = -\frac{i}{\hbar} \mu^2 n E, \quad (2) \\ \dot{n} + \frac{1}{T_1} (n - n_0) = \frac{i}{2\hbar} (p^* E - p E^*).$$

В уравнениях (2) $p = p(t, \Delta\omega)$ и $n = n(t, \Delta\omega)$ – средние квантовомеханические значения дипольного момента и инверсной заселенности, приведенные к одному резонансному атому; μ_{12} – матричный элемент дипольного момента резонансного перехода (здесь $|\mu_{12}|^2 = \mu^2$); $\Delta\omega = \omega - \omega_{12}$ – дефект резонанса; N_s – поверхностная плотность резонансных атомов; $1/T_1$ и $1/T_2$ – феноменологические скорости релаксации населенности и поляризованности. В уравнении для недиагональных элементов матрицы плотности, описывающих динамику поляризованности, присутствует фазовая компонента $\sim |E|^2$, описывающая вклад штарковского смещения резонансных уровней в интенсивном высокочастотном поле. Коэффициент, характеризующий смещение, также пропорционален дефекту поляризуемости $\Delta\alpha$.

Материальные уравнения для поляризованности и населённости в (2) были записаны и получены в [1] при предположении, что уровни основного перехода являются низшими уровнями системы и вероятности переходов с обоих уровней на уровень j (единственный в данном случае) существенно меньше вероятностей распада уровня j на уровни 1 и 2. В системе возможна накачка, переводящая её на более высокие уровни.

Уравнения (1), впервые использованные для анализа динамики слоя резонансных атомов в [2], в одночастотном приближении описывают кинетику лазерного поля в тонком поверхностном слое с учётом поляризации, создаваемой квазирезонансными переходами. Мнимое слагаемое в правой части уравнения для $E(t)$ в системе (2) описывает автомодуляционный эффект смещения фазы поля в среде, возникающий при перераспределении под действием резонансного поля частиц по уровням с различной поляризуемостью. Мнимой компонентой, пропорциональной мощности поля $-\Delta\alpha \cdot |E(t)|^2/4$, в уравнении для поляризованности в (2), описывается фазовое смещение резонансной поляризации. Это смещение обусловлено штарковским сдвигом частоты перехода. Динамический автомодуляционный эффект, проявляющийся во взаимном смещении частот поля и поляризации, зависит от величины их суммарного фазового

сдвига в ходе взаимодействия среды и поля. Отметим, что обе компоненты, определяющие фазовое смещение, характеризуются различной динамикой, параметр же $\Delta\alpha$ для них общий, поэтому в стационарном режиме они могут взаимно компенсироваться при условии $T_2/2T_1 \approx 1$.

Понятие о π -импульсах, способных проходить резонансную нерелаксирующую среду без потерь энергии, формировалось при анализе явления самоиндуцированной прозрачности [3]. Обычно в этих задачах рассматриваются мощные 2π -импульсы – интенсивные всплески светового излучения, образованные из обычных лазерных импульсов с помощью электрооптического модулятора или интерференционного устройства.

Название π -импульсов ими получено по тому признаку, что при решении когерентных уравнений Блоха (материальных уравнений (2) в случае точного резонанса $\omega = \omega_2$ и в пренебрежении релаксацией $T_1, T_2 \rightarrow \infty$) переменные, описывающие отклик, выражаются как $p(t) = \sin \Theta(t)$, $n(t) = -\cos \Theta(t)$, где переменной $\Theta(t)$, в свою очередь, определяется нормированная «площадь» импульса поля: $\Theta(t) = \frac{\mu}{\hbar} \int_0^t E(x, t) dt$.

Величину $\Theta(t)$ называют полярным углом вектора Блоха. Отклик поляризованности для импульса с «площадью», кратной 2π , должен быть в идеальном случае нулевым, среда не должна реагировать на такой импульс. Импульсы, рассматриваемые в настоящей задаче, столь же коротки, чтобы удовлетворить условию когерентного взаимодействия, но их «площадь» в момент падения на поверхность слоя характеризуется меньшей величиной по отношению к 2π .

Итак, рассматривается физическая ситуация, которая разворачивается на граничном слое в условиях, когда зондирующий импульс, задаваемый в (1) зависимостью $E_i(t)$, падает на тонкий слой с резонансным поглощением ($n_0 = -1$). Длительность импульса мала по сравнению с временами релаксации T_1, T_2 , поэтому для случая точного резонанса система (2) переписывается так:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \operatorname{Re} p &= \sqrt{1 - |p|^2} \operatorname{Re} E - \frac{\beta}{2} |E|^2 \operatorname{Im} p, \\ \frac{d}{dt} \operatorname{Im} p &= \sqrt{1 - |p|^2} \operatorname{Im} E + \frac{\beta}{2} |E|^2 \operatorname{Re} p, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\text{где } \tau = \frac{\hbar c \varepsilon_0}{\mu^2 \omega_{12} N L} (\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2}), \quad \beta = \frac{4\pi\hbar}{\mu^2} \varepsilon_0 \Delta\alpha, \quad r = \frac{\sqrt{\varepsilon_2} - \sqrt{\varepsilon_1}}{\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2}};$$

$$\operatorname{Re} E = \left[(1-r)E_i(t) - \frac{1}{\tau} \left(\operatorname{Re} p + \frac{\beta}{\tau} (1 - \sqrt{1-|p|^2}) \operatorname{Im} p \right) \right] / \left[1 + \frac{\beta^2}{\tau^2} (1 - \sqrt{1-|p|^2})^2 \right],$$

$$\operatorname{Im} E = -\frac{1}{\tau} \left[\operatorname{Im} p + \beta (1 - \sqrt{1-|p|^2}) \left((1-r)E_i(t) - \frac{1}{\tau} \operatorname{Re} p \right) \right] / \left[1 + \frac{\beta^2}{\tau^2} (1 - \sqrt{1-|p|^2})^2 \right].$$

Здесь учтено, что для переменных отклика среды в (1) в случае когерентности взаимодействия выполняется соотношение $n^2 + |p|^2 = 1$, известное как закон сохранения вектора Блоха. Уравнения (3) представляют собой неавтономную систему нелинейных дифференциальных уравнений, позволяющих численный анализ временной динамики интенсивности светового поля, действующего на двухуровневые атомы в пленке. Из условий (1) очевидно, что поляризационный отклик среды дает вклад в обоих направлениях по отношению к зондирующему полю, поэтому расчет прошедшего пленку поля дает возможность рассчитывать и когерентное отражение слоем световой волны.

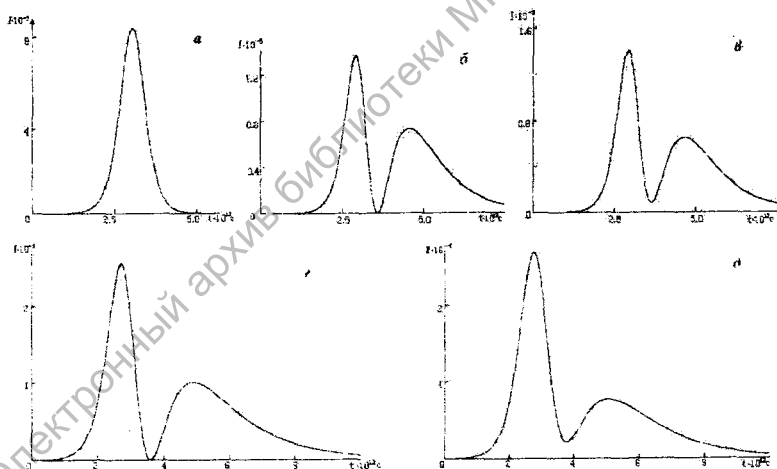


Рис. 1. Интенсивность излучения, отраженного граничным нелинейным слоем, в режиме когерентного взаимодействия: а) форма входного импульса; $\tau_\varphi = 2 \cdot 10^{-12}$ с (б, в), $4 \cdot 10^{-12}$ с (г, д); $\beta_0 = 0$ (б, в), $\beta_0/\tau_\varphi = 2$ (в, д); $\tau_r = 0.1$.

Поле импульса зондирующего излучения задавалось в форме, считающейся традиционной: $E_i(t) = \frac{2\tau_r}{\tau_\varphi} \operatorname{sech}\left(\frac{t-t_0}{\tau_\varphi}\right)$, где τ_φ – временной параметр, τ_r – амплитудный (при $\tau_r = 1$ полярный угол вектора Блоха равен π).

На рис. 1 иллюстрированы результаты расчетов трансформации импульсов, отражаемых пленкой. Для подобных расчетов решалась задача Коши для системы (2). Система численно интегрировалась методом Рунге-Кутты с начальными условиями, отвечающими физической ситуации на граничном слое активных атомов при падении на него импульса $E_i(t)$: $\operatorname{Re} p(t=0) = 0$, $\operatorname{Im} p(t=0) = 0$, $n(t=0) = n_0 = -1$. Нормированная интенсивность отраженного импульса рассчитывалась, следуя выражению для амплитуды поля отраженного сигнала в (1): $I(t) \sim |E_r(t)|^2$.

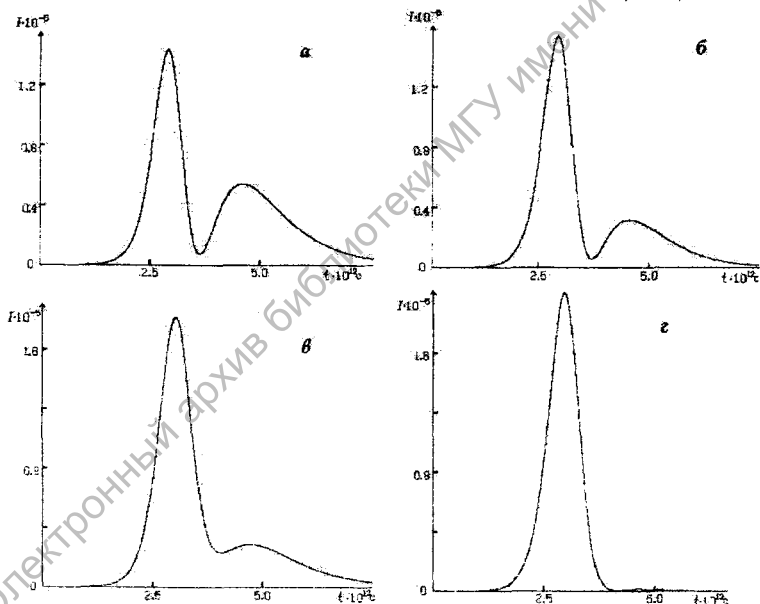


Рис. 2. Интенсивность излучения, отраженного граничным нелинейным слоем: $T_2 = 2 \cdot 10^{-11} \text{ с}$ (а), $5 \cdot 10^{-12} \text{ с}$ (б), $2 \cdot 10^{-12} \text{ с}$ (в), $1 \cdot 10^{-12} \text{ с}$ (г); $\tau_\varphi = 2 \cdot 10^{-12} \text{ с}$, $\beta_0/\tau_\varphi = 2$, $\tau_r = 0.2$, $T_1 = 5 \cdot 10^{-9} \text{ с}$.

Необходимо отметить изменение формы импульса, сходное с тем, как это происходит в случае проявления нутационных колебаний. Механизм его, однако, связан с другим эффектом – переключением интенсивности между двумя бистабильными состояниями – на переднем и заднем фронте входного импульса. Судя по сравнению импульсов на рисунках 1,б и 1,г с импульсами рисунков 1,в и 1,д, фазовая модуляция должна приводить к снижению контраста эффекта «раздвоения» импульса.

Трансформация импульса представляется когерентным эффектом. Расчёты, проведенные для рисунка 2, основывались на нормированной аналогично (3) исходной системе (2), форма зондирующего импульса – на рис. 2, а. Импульсы рисунка 2 рассчитаны при учете релаксационных процессов (времена поперечной и продольной релаксации конечны). По мере снижения времени поляризационного отклика среды (уширения линии резонансного поглощения) амплитуда выброса интенсивности на заднем фронте снижается (рис. 2, а–в). Наконец, если однородное уширение достаточно велико, т.е. взаимодействие нельзя считать когерентным (длительность импульса внешнего излучения значительно превышает время поперечной релаксации T_2), эффект деформации импульса практически исчезает, характерной остается, однако, определенная асимметрия фронтов (рис. 2, г).

Работа выполнена при поддержке БРФФИ (проект №Ф06М – 231).

1. Апанасевич П.А. Основы теории взаимодействия света с веществом. 1977, Минск: Навука і тэхніка. 496 с.
2. Юревич В.А. // Журнал прикл. спектр. 1999. Т.66, №5. С.661–665.
3. Аллен Л., Эберли Дж. Оптический резонанс и двухуровневые атомы. 1979, М.: Мир. 216 с.