

ТРАНСФОРМАЦИЯ СВЕРХКОРОТКИХ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ ПРИ ОТРАЖЕНИИ ТОНКИМ ПОВЕРХНОСТНЫМ СЛОЕМ ПЛОТНОЙ РЕЗОНАНСНОЙ СРЕДЫ

Е. В. Тимощенко¹, Ю. В. Юревич², В. А. Юревич²

МГУ им. А.А. Кулешова¹, МГУП², Могилёв

E-mail: va_yurevich@mail.ru

Тонкослойные планарные образования представляют относительно простую физическую модель для изучения следствий нелинейной связи между полем проходящих сквозь них световых волн и оптическими свойствами слоёв. В случае использования в качестве отражателей тонких плёнок плотных резонансных сред вклад поверхностной резонансной поляризации в отражение и преломление света может оказаться особо значительным из-за высокой, близкой к предельно допустимой, концентрации активных элементов (атомов, ионов, экситонов), образующих планарный слой. В настоящем сообщении для этих условий моделируется процесс отражения короткого светового импульса.

При формулировке основных уравнений, описывающих нелинейное взаимодействие поля световых импульсов с поверхностным слоем плотной среды, далее будем придерживаться довольно распространённого в литературе приближения сверхтонкого слоя резонансных атомов. Из граничных электродинамических условий вытекают соотношения между напряженностями внешнего, прошедшего и отражённого электрического поля (E_i , E и E_r) и плотности вероятности поверхностной поляризованности ρ . В случае нормального падения из газовой среды на плёнку с нерезонансным показателем преломления η они запишутся так:

$$E = \frac{2}{\eta+1} E_i + \frac{\mu Nl}{\varepsilon_0(\eta+1)c} \frac{d\rho}{dt}, \quad E_r = -\frac{\eta-1}{\eta+1} E_i + \frac{\mu Nl}{\varepsilon_0(\eta+1)c} \frac{d\rho}{dt}. \quad (1)$$

Здесь μ – средний дипольный момент атома, Nl – поверхностная концентрация активных атомов (l – толщина плёнки, значительно меньшая длины волны). Условия связи полей (1) должны быть дополнены уравнениями квантовомеханической матрицы плотности для вероятностных переменных поляризованности ρ и разности населённостей n уровней резонансного перехода. Для нормированных переменных напряженностей $e(\tau) = \frac{\mu}{\hbar\omega_0} E(\tau)$, $e_i(\tau) = \frac{2\mu}{\hbar\omega_0(\eta+1)} E_i(\tau)$ в пренебрежении продольной релаксацией возбуждённого состояния система, образуемая соотношениями для полей и материальными уравнениями, запишется в виде:

$$\frac{d^2\rho}{d\tau^2} + \frac{1}{\tau_2} \frac{d\rho}{d\tau} + \rho = -\frac{2}{3}n(e + \gamma\rho), \quad \frac{dn}{d\tau} = -2\frac{d\rho}{d\tau}(e + \gamma\rho), \quad e(\tau) = e_i + \frac{\kappa}{\tau_2} \frac{d\rho}{d\tau}. \quad (2)$$

Здесь время t и параметр ширины линии T_2 нормированы с учётом среднего значения собственной частоты атомного осциллятора ω_0 : $\tau = \omega_0 t$, $\tau_2 = \omega_0 T_2$, определен показатель резонансного поглощения $\kappa = \mu^2 N l \tau_2 / \epsilon_0 \hbar c$ и введена принципиально важная при рассмотрении воздействия световых полей на плотные резонансные среды поправка, учитывающая ближние поля диполей, с нормированным коэффициентом $\gamma = \mu^2 N / 3 \epsilon_0 \hbar \omega_0$.

В рамках численного решения разностного аналога системы (2) моделировалась реакция тонкого слоя на внешний сигнал с несущей частотой ω' , представленный зависимостью $e_i(\tau) = e'_i(\tau) \exp(i\omega'\tau)$. Сигнал представлял собой световой импульс фемтосекундной длительности $\Delta\tau$, его амплитуда $e'_i(\tau)$ задавалась в виде гиперболического секанса. Характер трансформации импульсов отслеживался для нарастающего ряда значений ненасыщенного показателя поглощения κ .

Типичные примеры численного расчёта динамики напряжённости отражённого поля $e_r(\tau)$, приведены ниже на рисунке (здесь же представлена форма входного импульса, рис., а).

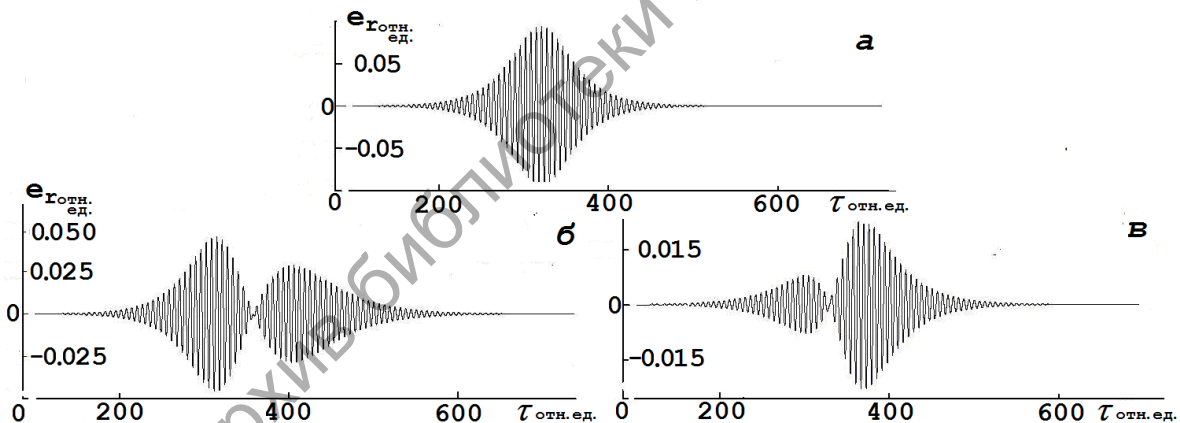


Рис. Временная структура напряжённости отражённого светового поля:

$$e'_0/\Delta\tau = 0.1, \quad \kappa = 3.0 \text{ (б)}, 5.0 \text{ (в)}, \quad \mu = 1.6 \cdot 10^{-28} \text{ Кл}\cdot\text{м}, \quad T_2 = 1.0 \cdot 10^{-12} \text{ с}, \quad \omega_0 = 1.5 \cdot 10^{15} \text{ рад/с}, \quad \eta = 2.2$$

Результаты моделирования позволили установить, что светомодуляционные свойства отражения тонкого резонансного слоя должны усиливаться с ростом резонансного поглощения – модуляция импульсов приобретает больший контраст. Модуляция является сверхизлучательным эффектом, следствием осцилляторной реакции поляризованности и разности заселённостей уровней основного перехода, которая обуславливает оптическую нутацию. Частота нутации, способной проявиться и при отражении излучения тонким поверхностным слоем, пропорциональна ненасыщенному показателю резонансного поглощения.