Е.В. Глазунова, К.Н. Горбачев, В.А. Юревич
(Беларусь, Могилев)

ТЕОРЕМА МАК-КОЛЛА И ХАНА В ПРИБЛИЖЕНИИ ОСОБО ТОНКОГО СЛОЯ РЕЗОНАНСНОЙ СРЕДЫ

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

В этом сообщении известное в физике когерентных оптических процессов соотношение для полей воздействующего и прошедшего слой импульса обобщается с учетом наличия у активных атомов квазирезонансных компонент нелинейной поляризуемости.

В приближении особо тонкого слоя (по толщине l значительно меньшего длины волны поля $\lambda = 2\pi c/\omega$ зондирующего лазерного импульса) и при допущении плосковолнового характера этого поля уравнения, описывающие взаимодействие световой волны и активных атомов слоя, могут быть записаны так [1]:

$$
\begin{aligned}
E(t) &= E_{\mathrm{i}}(t) + \frac{1}{\tau}\left[\rho + \boldsymbol{i}\cdot\beta(n-n_o)\cdot E(t)\right],\\
\frac{d\rho}{dt} + \frac{1}{T_2}\rho &= -n\cdot E + \boldsymbol{i}\cdot\left(\Delta\omega + \frac{\beta}{2}|E|^2\right)\rho, \quad \beta = \frac{4\pi\hbar}{\mu^2}\varepsilon_o\cdot\Delta\alpha, \qquad (1)\\
\frac{dn}{dt} + \frac{n-n_o}{T_1} &= \frac{1}{2}\left(\rho\cdot E^* + \rho^* E\right), \quad \tau = \frac{\hbar c\,\varepsilon_o}{\mu^2\omega_{12}Nl}\left(\sqrt{\varepsilon_1}+\sqrt{\varepsilon_2}\right).
\end{aligned}
$$

Квазистационарные амплитуды внешнего $(E_{\mathrm{i}}(t))$ и действующего в пленке $(E(t))$ полей удобно было нормировать к размерности частоты, динамикой переменных $p(t)$ и $n(t)$ отражено изменение вероятности поляризации и разности населенностей уровней основного перехода с частотой $\omega_{12} = \omega_0$ и величиной дипольного момента μ. В системе (1) временнóй константой τ определен параметр, обычно называемый временем сверхизлучения, коэффициентом β – параметр, определяющий штарковское смещение основного перехода, разностью $\Delta\alpha = (\alpha 2 - \alpha 1)/2$ – дефект поляризуемости, отстройкой $\Delta\omega = \omega_0 - \omega$ – дефект частоты, величиной Nl – поверхностная плотность активных атомов, n_o – начальное значение населенности. Тонкий нелинейный слой разделяет линейные среды с диэлектрическими проницаемостями ε_1 и ε_2, внешнее поле нормально падает на его поверхность. Помимо штарковского смещения в системе (1) учтено автомодуляционное уширение спектральной линии поля, регистрируемое в средах с квазирезонансной поляризованностью. Система уравнений (1) записана на основе представлений так называемой обобщенной 2-уровневой схемы, допускающей учет этих особенностей среды слоя.

Имея далее в виду, что времена релаксации в канале основного перехода $T_1, T_2 \to \infty$, т.е. велики по сравнению с длительностью воздействующего импульса Δt, также ограничимся только компонентами отклика, соответствующими $\Delta\omega = 0$. Тогда изучение временного поведения переменных возможно на основе решения системы (1), записанного в квадратурах. При этом аналогично, например, [2], может быть использована особая нестационарная характеристика взаимодействия – так называемый вектор Блоха. Эта векторная величина формально определяется координатами $\mathrm{Re}\rho$, $\mathrm{Im}\rho$, n. Известно, что при пренебрежении влиянием квазирезонансных переходов на поляризуемость уравнения Блоха с учетом закона сохранения вектора Блоха $\mathrm{Re}\rho^2 + n^2 = 1$ оказываются разрешимыми независимо от соотношения для полей:

$$\rho(t)=\sin\theta(t)\quad,\quad n(t)=-\cos\theta(t)\quad,\quad \theta(t)=\int_0^t E(\mathrm{t})\,d\mathrm{t}\quad -$$

полярный угол вектора Блоха, выражающий формальную величину «площади» импульса поля. Как следует из соотношения для полей в (1), временнóе изменение этой величины описывается уравнением:

$$\theta_0(t) = \theta(t) + \frac{1}{\tau}\int_0^t \sin\theta(\mathrm{t})\,d\mathrm{t},\quad \theta_0(t) = \int_0^t E_{\mathrm{i}}(\mathrm{t})\,d\mathrm{t}\ .$$

Величина полярного угла вектора Блоха для импульса поля в слое связывается с «начальным» полярным углом входного импульса $\theta_0(\mathrm{t})$, поэтому соотношение (2) может определить аналог так называемой теоремы «площадей» Мак-Кола и Хана [3], записанной для случая рассматриваемых здесь особо тонких слоев. Аналогичное выражение в литературе, вообще говоря, известно и записано в [4]; там оно, однако, неточно, поскольку получено при крайне некорректном предположении о том, что при рассмотрении когерентных процессов возможно некогерентное представление: $\rho(t)=-n(t)E(t)T_2$. Соотношение величин θ и θ_0 на основе (2) нетрудно анализировать, задавая форму входного импульса, например, в виде обратного гиперболического косинуса.

В записи с учетом квазирезонансной поляризованности материальные уравнения (1) отдельно для первых двух координат вектора Блоха неразрешимы (закон сохранения – $\left(|\rho|^2+n^2=1\right)$. Поэтому, если решения в квадратурах для материальных ρ и n записать в виде:

$$\rho(t)=-\sin\theta-i\frac{\beta}{2}\exp\left(i\frac{\beta}{2}\Theta\right)\int_0^t\left[|E(t)|^2\exp\left(-i\frac{\beta}{2}\Theta\right)\sin\theta\right]dt,\quad n(t)=\cos\theta\ ,$$

где $\Theta(t)=\int_0^t |E(\mathrm{t})|^2\,dt$, то выражение, аналогичное формулируемому выше соотношению для «площадей» (2), представляется таким образом:

$$\left(1+i\frac{\beta}{\tau}\right)\theta=\theta_0+i\frac{\beta}{\tau}\sin\theta-\int_0^t\left\{\sin\theta+i\frac{\beta}{2}\exp\left(i\frac{\beta}{2}\Theta\right)\int_0^t\left[|E|^2\sin\theta\cdot\exp\left(-i\frac{\beta}{2}\Theta\right)\right]dt\right\}dt,$$

$$|E(t)|^2\ =\ \left(E_{\mathrm{i}}^2+\frac{2}{\tau}E_{\mathrm{i}}\operatorname{Re}\rho+\frac{1}{\tau^2}\sin^2\theta\right)\bigg/\left[1+\left(\frac{\beta}{\tau}\right)^2(1-\cos\theta)^2\right]\ .$$

Из-за невозможности исключить переменную поля анализ уравнения (3) с целью характеризовать соотношение θ и θ_0 особо сложен. Соотношение (3) имеет по сравнению с (2) более формальное значение; его, однако, следует также рассматривать как аналог теоремы «площадей» Мак-Кола и Хана, записанной в приближении тонкого слоя уже в рамках обобщенной 2-уровневой схемы. Анализ выражений типа (2) или (3) оказывается важным при обсуждении ряда принципиальных вопросов. В частности, решение (3) относительно θ для формы импульса, описываемого интегрируемой функцией, может дать необходимое условие существования устойчивых волн при прохождении импульсного поля сквозь тонкую пленку нелинейной среды, представляемой поверхностным слоем активных атомов с квазирезонансной поляризуемостью.

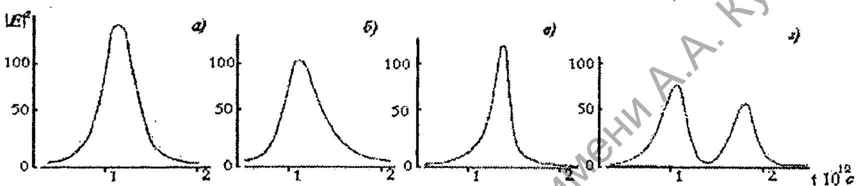

Рис. 1

Изменение формы прошедших сквозь нелинейную пленку пикосекундных оптических импульсов в условиях когерентного режима взаимодействия: *а*) входной импульс; *б-г*) прошедшие пленку импульсы -$\beta = 0$ (*б*), 0.2 (*в*), 0.35 (*г*), $\tau = 10^{-12}$c.

Теорема Мак-Кола и Хана не описывает изменения формы импульса. Для этого приходится применить численный анализ системы (1). Предполагалось, что поле лазерного излучения, падающее на слой извне, сформировано в виде импульса, описываемого как $E_i(t) = 2A\cosh^{-1}(t/\Delta t)/\Delta t$ (A – параметр амплитуды импульса, при $A = 1$ – $\theta_0 = \pi$). Расчеты (см. рисунок) предсказывают возможность определенного сужения прошедшего пленку импульса (рис., *в*), возможно также сильное изменение его формы (рис., *г*).

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

Литература

1. Юревич В.А. // Журнал прикл. спектр. 1999. Т.66, №5. С.661-665.
2. Bonifacio R., Lugiato L.A. // Opt. Communs. 1976. V.19, N2. P.172-176.
3. Аллен Л., Эберли Дж. Оптический резонанс и двухуровневые атомы. – М., 1979. – 216 с.
4. Захаров С.М., Маныкин Э.А.// ЖЭТФ. 1994. Т.105, вып.4. С.1053-1065.