

01;07
©1995

ЭФФЕКТ ФАЗОВОЙ МОДУЛЯЦИИ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ТОНКОЙ ПЛЕНКИ ДВУХУРОВНЕВЫХ АТОМОВ С КОРОТКИМИ ИМПУЛЬСАМИ СВЕТА

П.И.Хаджи, С.Л.Гайван

Успехи современной технологии полупроводников стимулируют постоянный интерес к физике размерно-ограниченных объектов. Одним из таких объектов является тонкая пленка двухуровневых атомов (ТПДА), при взаимодействии которой с интенсивным лазерным излучением возникает целый ряд нелинейно-оптических эффектов. К настоящему времени имеется значительное число работ [1-5], посвященных исследованию прохождения коротких импульсов света через ТПДА, когда частота падающего излучения ω совпадает с собственной частотой атомного перехода ω_0 . В представленном сообщении показано, что при нерезонансном взаимодействии коротких импульсов лазерного излучения с ТПДА проходящий и отраженный импульсы имеют сложную осцилляционную структуру и являются фазово-модулированными.

Пусть на ТПДА толщиной L , расположенную в вакууме, падает нормально-квазимонохроматический короткий импульс излучения с медленно меняющейся во времени огибающей напряженности электрического поля E_0 и длительностью T . Предполагается, что толщина пленки L намного меньше длины волны падающего излучения λ , длительность импульса намного меньше времени релаксации среды, а расстройка резонанса $\Delta = \omega_0 - \omega$ мала по сравнению с ω, ω_0 . Гейзенберговское уравнение для матрицы плотности двухуровневой системы и условия сохранения тангенциальных компонент полей на границе раздела вакуум-пленка приводят к следующей системе связанных уравнений [1]:

$$\begin{aligned} i\dot{p} &= \Delta p + d^2\omega\mathcal{E}/\hbar, \\ i\dot{\omega} &= (p\mathcal{E}^* - \mathcal{E}p^*)/(2\hbar), \\ \mathcal{E} &= \mathcal{E}_0 + i2\pi\omega Np/c. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь p — удельная поляризация среды, d — дипольный момент перехода атома, ω — разность населенностей верхнего

и нижнего уровня (инверсия), N — концентрация двухуровневых атомов, c — скорость света в вакууме и E — огибающая напряженности электрического поля прошедшей волны. Представив удельную поляризацию p и огибающую прошедшего поля E в комплексной форме

$$p = 2d(u + iv), \quad \mathcal{E} = E = iF \quad (2)$$

и используя (1), легко получить динамическую систему оптических уравнений

$$\frac{du}{d\tau} = \delta v + wu, \quad (3a)$$

$$\frac{dv}{d\tau} = -\delta u + w \cdot v - \frac{1}{2}wE_0, \quad (3b)$$

$$\frac{dw}{d\tau} = 2vE_0 - 4(u^2 + v^2), \quad (3b)$$

где $\tau = tt/\tau_0$, $\delta = \Delta\tau_0$, $E_0 = \tau_0 d \mathcal{E}_0 / \hbar$,

$$\tau_0^{-1} = 2\pi\omega Ld^2 N / (\hbar c).$$

Лействительная и мнимая компоненты прошедшего E и F , отраженного E_r и F_r полей определяются соотношениями:

$$E = \frac{\hbar}{\tau_0 d} (E_0 - 2v), \quad F = \frac{\hbar}{\tau_0 d} 2u, \quad (4)$$

$$E_r = -\frac{\hbar}{\tau_0 d} 2v, \quad F_r = F.$$

Из (3) можно получить интеграл движения

$$4u^2 + 4v^2 + w^2 = 1,$$

которому соответствует движение вектора Блоха $(2u, 2v, w)$ по единичной сфере. В условиях точного резонанса $\delta = 0$ интегрирование уравнения (3a) с начальным условием $u(0) = 0$ дает $u = 0$, и следовательно, вместе с синфазной компонентой поляризации u всегда равны нулю мнимые компоненты прошедшего F и отраженного F_r полей и поэтому отсутствует фазовая модуляция поляризации и полей прошедшей и отраженной волн. В этом случае вектор Блоха вращается в плоскости $(2v, w)$, описывая окружность $4v^2 + w^2 = 1$, а система (3) может быть сведена к одному нелинейному дифференциальному уравнению, которое имеет аналитические

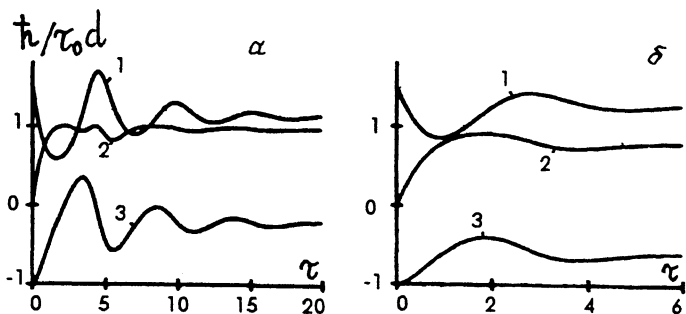


Рис. 1. Временная эволюция амплитуд прошедшей 1 и отраженной 2 волн и инверсии 3 при взаимодействии ТПДА с коротким импульсом излучения постоянной амплитуды $E_0 = 1.5$ при различных расстройках резонанса: а — $\delta = 0.25$, б — $\delta = 1.0$.

решения для некоторых специальных типов падающего импульса [1-4]. Как показано в [1,2], постоянное интенсивное ($E_0 > 1$) внешнее излучение в условиях точного резонанса вызывает незатухающие осцилляции амплитуд прошедшей и отраженной волн и инверсии.

В общем виде уравнения (3) могут быть решены только численными методами. Для примера нами представлены такие решения, описывающие прохождение короткого импульса лазерного излучения с постоянной амплитудой $E_0 = 1.5$ через ТПДА, находящиеся в начальный момент в основном состоянии, при расстройках резонанса $\delta = 0.25$ и $\delta = 1.0$. Из рис. 1, иллюстрирующем временную эволюцию амплитуд прошедшего $|\mathcal{E}|$ и отраженного $|\mathcal{E}_r|$ полей и инверсии w , легко видеть, что колебательный процесс постепенно сглаживается, причем чем больше расстройка резонанса, тем быстрее затухают осцилляции и устанавливается стационарный режим. Стационарные значения амплитуд прошедшего и отраженного полей и инверсии определяются амплитудой падающего излучения E_0 и расстройкой резонанса δ , в частности установившаяся инверсия w_s , тем выше, чем меньше расстройка резонанса и чем больше амплитуда падающего излучения:

$$w_s = -\sqrt{\frac{1 - E_0^2 - \delta^2 + \sqrt{(E_0^2 + \delta^2 - 1)^2 + 4\delta^2}}{2}}$$

На рис. 2 представлены временные зависимости фаз прошедшей волны $\varphi_t = \text{arctg } F/E$, отраженной волны $\varphi_r = \text{arctg } F_r/E_r$ и поляризации $\varphi = \text{arctg } v/u$ при тех же

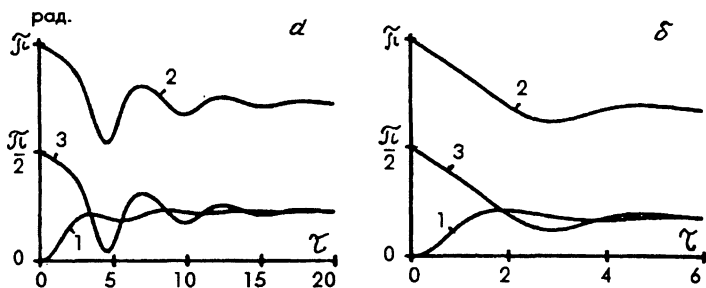


Рис. 2. Временная эволюция фаз прошедшей 1 и отраженной 2 волн и поляризации 3 при взаимодействии ТПДА с коротким импульсом постоянной амплитуды $E_0 = 1.5$ при различных расстройках резонанса: а — $\delta = 0.25$, б — $\delta = 1.0$.

значениях расстройки резонанса и напряженности падающего поля. Глубина модуляции фазы у отраженной волны больше, чем у прошедшей, так как прошедшая волна является суперпозицией немодулированного падающего поля и поля вторичной волны, в то время как обе компоненты отраженного поля обусловлены только вторичной волной. В начальный момент времени прошедшая и отраженная волны находятся в противофазе, а стационарному режиму соответствует сдвиг по фазе между ними $\pi/2$ и совпадение фазы поляризации с фазой прошедшей волны, причем стационарное значение фазы прошедшей волны и поляризации φ_s также определяется амплитудой падающего излучения и расстройкой резонанса:

$$\varphi_s = \text{arctg} \sqrt{\frac{1 - E_0^2 - \delta^2 + \sqrt{(\delta^2 + E_0^2 + 1)^2 - 4E_0^2}}{2\delta^2}}.$$

Таким образом, нерезонансное падающее излучение генерирует фазово-модулированное вторичное излучение и за время порядка τ_0 переводит систему двухуровневых атомов в стационарное состояние, параметры которого существенно зависят от амплитуды падающего поля и расстройки резонанса. Данное явление необходимо учитывать при изучении взаимодействия ТПДА с нерезонансными импульсами.

Список литературы

- [1] Рупасов В.И., Юдсон В.И. // Квантовая электроника. 1982. Т. 9. В. 11. С. 2179–2186.
- [2] Рупасов В.И., Юдсон В.И. // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. В. 2(8). С. 494–499.
- [3] Самсон А.М., Логвин Ю.А., Туровец С.И. // Квантовая электроника. 1990. Т. 17. В. 9. С. 1223–1226.
- [4] Бенедикт М.Г., Зайцев А.И., Малышев В.А., Трифонов Е.Д. // Оптика и спектроскопия. 1989. Т. 66. В. 4. С. 726–728.
- [5] Манькин Э.А., Захаров С.М. // ЖЭТФ. 1994. Т. 105. В. 4. С. 1053–1065.

Поступило в Редакцию
18 октября 1994 г.
В окончательной редакции
12 января 1995 г.
