

06.3; 07

© 1993

ПРОПУСКАНИЕ СВЕРХКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ
 ТОНКИМ СЛОЕМ ВЕЩЕСТВА
 С НЕЛИНЕЙНОЙ НЕРЕЗОНАНСНОЙ ПОЛЯРИЗУЕМОСТЬЮ

С.М. Чернов, В.А. Юревич

Взаимодействие оптических импульсов с резонансной средой в условиях, когда время фазовой релаксации среды сравнимо или превышает длительность импульсов, уже давно является предметом интенсивного рассмотрения [1, 2]. В связи с исследованиями по спектроскопии активных нелинейных покрытий в последнее время возник интерес к явлениям, которые возникают при прохождении сверхкоротких импульсов (СКИ) сквозь тонкий нелинейный слой на границе раздела линейных сред [3]. Если продолжительность светового воздействия на тонкий слой двухуровневых атомов меньше релаксационных времен атомных состояний, оказывается существенной роль переходных процессов. Известно, что в этом случае динамика ансамбля активных частиц описывается уравнениями Блоха [1-3]. Соотношение для эффективного макроскопического поля может быть записано на основе граничных условий для поля с учетом компоненты, обусловленной электрической поляризацией на границе раздела двух сред [3, 4].

В настоящем сообщении показано, что фазовые эффекты, связанные с наличием рефракционной нелинейности в тонком слое, могут изменить его оптические качества в режиме когерентного взаимодействия с СКИ. Рефракционная нелинейность возникает как следствие существования переходов, соседних с резонансным и способных взаимодействовать с излучением [5]. Учет нелинейной поляризуемости, создаваемой нерезонансными переходами аналогично [6], осуществлялся на основе представлений обобщенной двухуровневой схемы [5] с элементами матрицы плотности σ_{11} , σ_{22} , $\sigma_{12} = \sigma_{21}^*$, при формулировке выражения для поляризации:

$$P(t) = N \int [|M| (\sigma_{12} + \sigma_{21}) + (\alpha_1 \sigma_{11} + \alpha_2 \sigma_{22}) \varepsilon_m(t)] G(\Delta) d\Delta. \quad (1)$$

Здесь N - плотность активных частиц, M - матричный элемент дипольного момента перехода, Δ - сдвиг частоты перехода относительно несущей частоты ω светового поля ε_m в пленке, $G(\Delta)$ - контур неоднородного уширения с константой γ_2^* , α_1 и α_2 - величины линейных поляризуемостей в основном и возбужденном состояниях.

Использование обычного представления светового поля ε_m и компонент поляризации σ_{12} в виде плоских волн с медленными

комплексными амплитудами $\varepsilon_m(t) = \frac{\hbar}{2|M|} [E(t)e^{-i\omega t} + \text{к.с.}]$,
 $\sigma_{12}(t, \Delta) = \frac{i}{2} [\rho(t, \Delta)e^{-i\omega t} + \text{к.с.}]$ дает возможность, исходя из
 граничных условий для поля на поверхности слоя и уравнений
 Блоха, сформулировать систему укороченных уравнений для ампли-
 туд $E(t)$, $\rho(t, \Delta)$, а также частотных компонент инверсии
 $n(t, \Delta) = \sigma_{22} - \sigma_{11}$:

$$E(t) = \frac{2\sqrt{\varepsilon_1}}{\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2}} E_0(t) + \left\langle \frac{\rho}{\tau} - i\beta n E(t) \right\rangle,$$

$$\frac{d\rho}{dt} = nE + i(\Delta + \beta\tau |E|^2)\rho, \quad (2)$$

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{1}{\tau} (\rho^*E + \rho E^*),$$

где $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ - диэлектрические проницаемости обеих сред, $\beta = \frac{4\pi\omega NL\Delta x}{(\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2})c}$, $\Delta x = \frac{x_2 - x_1}{2}$, угловые скобки означают усреднение по
 разбросу частот Δ перехода. Система (2) описывает когерентное
 взаимодействие нормально падающего светового поля СКИ с ато-
 мами слоя, учет малой толщины L которого дает возможность
 избежать применения сложных уравнений в частных производных
 для поля. Динамика поля в слое непосредственно определяется
 двумя материальными компонентами - ρ , отвечающей за коллек-
 тивную релаксацию поляризуемости с характерным временем сверх-
 излучения $\tau = \frac{(\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2})\hbar c}{4\pi\omega |M|^2 NL}$; и βn , характеризующей влияние
 поляризующих полей соседних с резонансным переходов.

Фазовое смещение поля ε_m инициируется перераспределением
 частиц по уровням с различной поляризуемостью. Возможность
 штарковского сдвига в сильном монохроматическом поле отражена
 присутствием мнимого слагаемого, пропорционального $|E|^2$. Резо-
 нансное излучение, падающее на слой атомов в основном состоя-
 нии ($\langle n \rangle = -1$), оказывается промодулированным по фазе вслед-
 ствие поглощения и соответствующего изменения $\langle n \rangle$. Смещение
 резонансных уровней также приводит к сдвигу частоты относитель-
 но основного резонанса. Результирующий фазовый сдвиг получается
 зависящим от нормализованной величины интенсивности $I_0 =$

$$= E_0^2(t) \frac{4\tau^2 \varepsilon_1}{(\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2})^2}$$

и связанного с ним изменения населенности

и способен определить ряд особенностей реакции тонкой пленки
 на внешнее излучение. Для иллюстрации этого по аналогии с [4,
 7, 8] может быть рассмотрено когерентное воздействие на тонкую
 пленку СКИ прямоугольной формы с амплитудой интенсивности I_0 .
 Используя закон сохранения вектора Блоха $|\rho|^2 + n^2 = 1$, после

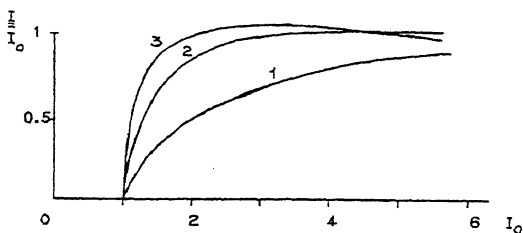


Рис. 1. Зависимость нормализованной характеристики пропускания тонкого слоя от интенсивности падающего СКИ при различных значениях параметра β : $\beta = 0$ (кривая 1), 0.44 (2), 0.57 (3).

подстановки квазистационарных решений уравнений Блоха в соотношение для поля в случае $\Delta \rightarrow 0$ можно получить выражение

$$I_0 = I + (\beta^2 I - 1)^2 (1 + \beta^2 I)^{-1} \quad (3)$$

Соотношение (3) связывает амплитуду интенсивности $I = |\mathcal{E}|^2$ прошедшего импульса в момент его окончания с интенсивностью падающего импульса и свидетельствует о том, что тип возможных решений для $E(t)$ определяется величинами I_0 и параметра нелинейности β . Для значений $\beta \leq \frac{1}{\sqrt{3}}$ остается верным вывод, сделанный в [4], о том, что импульс относительно малой интенсивности ($I_0 < 1$) не способен инвертировать ансамбль двухуровневых систем в тонком слое и должен им отражаться. Для $I_0 > 1$ пропускание становится отличным от нуля (рис. 1) и возрастает, при $I_0 = \beta^{-2}$ достигая 1. При нарастании интенсивности I_0 влияние штарковской компоненты приводит к тому, что в пределе пропускание стремится не к 1, а к величине $(1 + \beta^2)^{-1}$. При выполнении условия $\beta > \frac{1}{\sqrt{3}}$ существование обратной связи между процессами, определяющими соответственно фазовый сдвиг излучения и резонансных уровней, влечет за собой неоднозначность зависимости I от I_0 при $I_0 \leq 1$ (рис. 2). При $I_0 > 1$ нелинейное смещение частоты перехода полностью компенсирует вклад фазовой автомодуляции из-за насыщения n и связь I с I_0 вновь становится однозначной.

Реально такая особенность квазистационарной характеристики взаимодействия СКИ с нелинейной пленкой должна проявиться в том, что при увеличении интенсивности падающих на пленку импульсов ее пропускание может измениться скачком. Снижение интенсивности от достигнутого уровня приводит к тому, что возвращение к минимальному уровню пропускания произойдет при меньшей величине интенсивности для нормализованного ее значения,

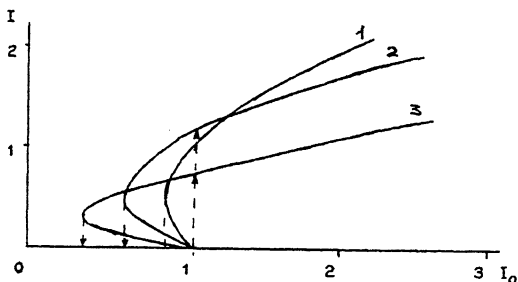


Рис. 2. Зависимость интенсивности излучения в нелинейном слое от интенсивности падающего СКИ при различных значениях параметра β : $\beta = 0.8$ (кривая 1), 1.0 (2), 1.6 (3). Пунктиром выделены гистерезисные части кривых.

соответствующего $I_0 = 4 \left(\frac{1}{\beta} \sqrt{1 + \beta^2} - 1 \right) - \frac{1}{\beta^2}$. Таким образом, при определенном уровне различия поляризуемостей $\Delta \epsilon$ для интенсивности СКИ, соответствующей $I_0 \leq 1$, зависимость пропускания от интенсивности способна приобретать гистерезисный характер.

Оценим соответствующий масштаб явлений. Для среднего значения дипольного момента $|\mu| \approx 3 \cdot 10^{-30}$ Кл·м, частоты $\omega \approx 2 \times 10^{15}$ с $^{-1}$, поверхностной плотности $NL \approx 2 \cdot 10^{19}$ м 2 соотношение характерных временных параметров $\tau_2^*/\tau \sim 10^{-9} \dots 10^{-10}$, для проявления гистерезисного режима пропускания необходимо $|\Delta \epsilon| \geq 10^{-21}$ см 3 . Нерезонансная нелинейность с близким величине параметром $\Delta \epsilon$ регистрировалась в оптических полупроводниках на основе GaAs [9].

Результаты проведенного анализа окажутся полезными при разработке принципиально новых модулирующих элементов оптоэлектроники, систем оптической обработки информации, способных работать в пикосекундном диапазоне длительностей лазерного излучения.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Аллен Л., Эберли Дж. Оптический резонанс и двухуровневые атомы. М., Мир, 1978. 216 с.
- [2] Андреев А.В., Емельянов В.И., Ильинский В.А. Кооперативные явления в оптике. М., Наука, 1988. 288 с.
- [3] Гадомский О.Н., Власов Р.А. Оптическая спектроскопия поверхности. Минск: Наука і техника, 1990. 246 с.
- [4] Рупасов В.И., Юдсон В.И. // Квантовая электроника. 1982. Т. 9. В. 11. С. 2179-2186.
- [5] Апанасевич П.А. Основы теории взаимодействия света с веществом. Минск: Наука і техника, 1977. 496 с.

- [6] Ю р е в и ч В.А. // Квантовая электроника. 1990. Т. 17.
В. 7. С. 951-952.
- [7] Б е н е д и к т М.В., З а й ц е в А.И., М а л ы ш е в В.А.,
Т р и ф о н о в Е.Д. // Оптика и спектроскопия. 1989. Т. 66.
В. 4. С. 726-728.
- [8] М а н ы к и н Э.А., З а х а р о в С.М. // Изв. АН БССР.
Сер. физ.-мат. наук. 1989. В. 1. С. 45-48.
- [9] Е л и с е е в П.Г., Б о г а т о в А.П. // Тр. ФИАН. 1986.
Т. 166. С. 15-51.

Могилевский государственный
педагогический институт;
Институт прикладной оптики
АН Беларуси, Могилев

Поступило в Редакцию
23 марта 1993 г.