

УДК 535.836

Ю. В. Юревич, Е. В. Тимощенко (Могилёв, Беларусь)

РЕЗОНАНСНОЕ ОТРАЖЕНИЕ В АКТИВНЫХ ПЛЁНКАХ

В обзорном порядке приведен краткий анализ действительности нелинейных эффектов, сопровождающих отражение поля когерентного излучения тонкими плёнками плотных резонансных сред.

Ключевые слова: резонансная оптическая нелинейность, тонкая плёнка.

Key words: resonant optical nonlinearity, thin optical film.

В связи с необходимостью решения задач преобразования и формирования световых сигналов с заданной временной структурой интерес для исследования представляют оптические среды с резонансным поглощением. Особый интерес вызывают компактные оптические объекты с повышенной восприимчивостью, быстродействием и цикличностью. К ним относятся тонкие активные плёнки, отражательная способность которых может быть критичной к амплитуде и фазе внешнего излучения. Резонансная оптика сформировалась как направление исследования оптических эффектов и их приложений, в основе которых лежит явление аномальной дисперсии. При резонансном взаимодействии излучения с материалом частота световой волны близка к одному из квантовых переходов активных центров. При высокой интенсивности действующего поля это приводит к нелинейному отклику среды, который характеризуется явлением насыщения поглощения. Эффект нелинейности поглощения регистрируется при лазерной плотности световой энергии и неизбежно сопровождается изменением населённостей уровней резонансного перехода. Световое поле само способно изменять условия своего поглощения в веществе.

В основу модели расчёта резонансного отражения плёнок нередко полагают приближение сверхтонкого слоя, при котором связь приложенного, отражённого и действующего на активные центры световых полей выражена граничными электродинамическими условиями для соответствующих проекций напряжённости плосковолнового поля (E_i , E_r , E):

$$E = \frac{2}{\eta + 1} E_i + \frac{l}{\epsilon_0(\eta + 1)c} \frac{dP}{dt}, \quad E_r = -\frac{\eta - 1}{\eta + 1} E_i + \frac{l}{\epsilon_0(\eta + 1)c} \frac{dP}{dt}. \quad (1)$$

Здесь PI – поверхностная резонансная поляризация, η – относительный показатель преломления слоя, l – толщина слоя (по предположению длина волны $\lambda \ll l$). Соотношения (1) указывают, что по отношению к падающему полю отклик двухуровневой среды наблюдается в обоих направлениях, то есть отражённая и прошедшая волна несёт в себе дополнительные к френелевским резонансные компоненты (их называют сверхизлучательными).

Изменение населённостей под действием поля, приводящее к насыщению поглощения, влечёт за собой также два основных эффекта. Взаимосвязь активных центров в структуре материала плёнки происходит через излучаемое ими поле. Чем выше концентрация активных центров, тем быстрее формируется отклик их ансамбля на внешнее излучение. Высокая концентрация активных центров вынуждает принимать во внимание вклад диполь-дипольного взаимодействия. Тогда помимо излучаемого коррелирующего поля необходимо также учитывать действие соседних диполей. Нужно только отметить, что концентрация активных центров должна быть меньше предельной, когда из-за их геометрической близости возможны перекрытия их электронных орбиталей.

Таким образом, во-первых, с влиянием ближних полей возбуждённых диполей следует связывать смещение резонансной частоты активных центров, которое отмечено в экспериментах [1]. Величина фазовой расстройки поля и поляризации пропорциональна разности заселённости уровней основного перехода, и этот эффект нелинейности, сопровождающий резонансное взаимодействие, считается особо типичным для плотных резонансных сред, к которым относят гетероструктуры с квантоворазмерными эффектами, а также активированные редкоземельными элементами стёкла или кристаллы. Во-вторых, перераспределение элементарных диполей между основным и возбуждённым состоянием должно стимулировать изменение действительной части восприимчивости, поскольку дипольные частицы могут различаться в этих состояниях величиной поляризуемости [2]. Влияние этого эффекта при действии света с частотами в пределах спектрального резонанса поглощения особенно ощутимо в средах, для которых типична квазирезонансная поляризация – при наличии соседних с резонансным переходом. Эти переходы способны с довольно высокой вероятностью реагировать на резонансное излучение. Связанная с квазирезонансной поляризацией резонансная нелинейная рефракция, типичная для люминесцентных кристаллов, наблюдалась в органических молекулярных средах и проявляется как «гигантская» в средах используемых в оптике полупроводников, в том числе в квантоворазмерных структурах.

Особую по значимости группу образуют эффекты, возникающие при сверхбыстром взаимодействии, когда за временной интервал воздействия светового импульса в среде не успевают проявиться релаксационные процессы. Все активные центры в тонкой плёнке сфазированно колеблются в ответ на возмущение внешним полем, и это позволяет рассматривать такой когерентный отклик нелинейной среды как проявление эффекта сверхизлучения. Когерентные эффекты являются проявлением квантового характера взаимодействия и специфично не-

линейны. Реакция среды в них определяется не напряженностью поля или его мощностью, а интегральным фактором – «площадью» импульса напряженности [3]. Плёнка реагирует на импульс как единый квантовый ансамбль с характерным временем отклика τ_R – временем сверхизлучения; его величина определяется концентрацией активных центров и вероятностью вынужденного перехода. Упомянутые выше нелинейные механизмы, типичные для резонансного взаимодействия, изменяя фазовую расстройку частоты излучения действующего поля, способны нарушить его когерентность по отношению к наведенной им поляризации. Особо это касается тонких плёнок, где сверхизлучательная составляющая, учитывающая динамику резонансной поляризации среды, проявляется в отражении (пропускании), и способна существенно повлиять на переходные процессы взаимодействия света со средой. Поэтому важны понимание и количественная оценка закономерностей автомодуляционных эффектов в отражении или испускании светового поля, которые по практическим соображениям необходимо поддерживать.

Полупроводниковые структуры с квантоворазмерными эффектами в настоящее время интенсивно изучаются. Благодаря формированию в них экситонных энергетических зон, подобные структуры могут рассматриваться в качестве плотных резонансных сред [4]. В схемах анализа энергообмена когерентного поля и полупроводниковых сред можно основываться на решении оптических уравнений Блоха совместно с соотношениями (1). Присутствие эффекта ближних полей тогда можно трактовать как дополнительный нелинейный вклад в эффективную частотную отстройку поля и резонансной поляризации. Его определяют учётом лорентцовой добавки к эффективному полю, означающей возможность длинноволнового смещения собственной частоты диполя (центра линии поглощения). Величина расстройки оказывается пропорциональной резонансному изменению концентрации свободных носителей или экситонов. В случае существования квазирезонансной поляризуемости фазовая отстройка также включает нелинейную составляющую, учитывающую оптический эффект Штарка и определяемую интенсивностью действующего поля. Вклад этой составляющей в отстройку может компенсировать сдвиг из-за влияния ближних полей – тогда динамика энергообмена может существенно усложниться.

Список литературы

1. R.W. Boyd, J.J. Maki, J.E. Sipe // In: Nonlinear Optics: Fundamentals, Materials and Devices. 1992. – P. 63–76.
2. Апанасевич, П.А. Основы теории взаимодействия света с веществом / П.А. Апанасевич. – Мн.: Наука і тэхніка, 1977. – 496 с.
3. Аллен, Л. Оптический резонанс и двухуровневые атомы / Л. Аллен, Дж. Эберли. – М.: Мир, 1978. – 224 с.
4. A.E. Kaplan, S.N. Volkov // Phys. Rev. 2009. Vol. A79. P.– 053834–1–16.

In order of overview the brief analysis of nonlinear effects that accompany the lasing field reflection on thin films of dense resonant media is given.