

НЕЛИНЕЙНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ ТОНКОГО СЛОЯ ПЛОТНОЙ РЕЗОНАНСНОЙ СРЕДЫ

В рамках полуклассического подхода к изучению взаимодействия света с веществом проведен расчет нелинейного отклика оптической структуры, включающей тонкий граничный слой плотной резонансной среды, на когерентное световое поле. На основе полученных аналитических соотношений возможна характеристика спектральной развертки поглощения и дисперсии в диапазоне частот, соответствующем оптическому резонансу, для разной степени насыщения резонансного перехода. Для модельных параметров полупроводниковых кванторазмерных структур предсказывается возможность гистерезисного хода дисперсионной зависимости диэлектрической восприимчивости граничного слоя.

Введение

Оптимизация действия и миниатюризация оптических элементов являются важными направлениями современного развития лазерно-оптических технологий. Для этих целей эффективно используются материалы с высокой концентрацией активных центров (атомов, молекул, ионов или экситонов) – так называемые плотные резонансные среды. Известно, что эти среды в определенных спектральных диапазонах и интервалах интенсивности действующего светового поля способны демонстрировать бистабильный оптический отклик даже в отсутствие внешней обратной связи. Нелинейность отклика и свойство подобной бистабильности, получившей название внутренней, характерна даже для тонких пленок плотных резонансных сред [1, 2]. Типичным для этих материалов

является спектральный сдвиг линии поглощения, обусловленный ближним диполь-дипольным взаимодействием атомов. Влияние локального поля дипольных атомов на контур линии резонансного поглощения надежно подтверждено данными спектроскопических измерений [3]. К этим плотным резонансным средам относят интенсивно изучаемые в последнее время квантоворазмерные структуры на используемых в оптике и лазерной физике полупроводниках [4].

Резонансная нелинейность и обусловленная ею внутренняя оптическая бистабильность при воздействии на поверхностные слои или тонкие активные пленки когерентных потоков излучения изучены, в принципе, достаточно. В литературе, однако, отсутствуют расчеты дисперсионной развертки восприимчивости оптически плотного тонкого слоя, образованного активными центрами, в зависимости от насыщения поглощения. В настоящей работе формулируется соотношение для диэлектрической восприимчивости тонкого слоя плотной резонансной среды с учетом насыщения.

Постановка задачи и основные уравнения

При формулировке основных уравнений, описывающих нелинейное взаимодействие плосковолнового светового поля с пленкой, далее будем придерживаться довольно распространенного в литературе приближения граничного сверхтонкого слоя резонансных атомов. Из граничных электродинамических условий для полей следуют соотношения между напряженностями внешнего, прошедшего и отраженного электрического поля (E_p , E и E_r) и плотности вероятности резонансной поляризованности ρ :

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

Здесь μ – средний дипольный момент частицы, N – концентрация активных центров, η – относительный показатель преломления линейных сред. Расстояние между активными центрами в граничном слое допускается достаточно большим во избежание перекрытия их электронных орбиталей, при этом можно сохранить традиционное описание взаимодействия атомарных диполей в квантоворазмерной структуре [4]. Условия связи полей (1) должны быть дополнены уравнениями квантовомеханической матрицы плотности для вероятностных переменных поляризованности ρ и разности населенностей n уровней резонансного перехода. В наиболее общем случае рассматриваемой в дальнейшем ситуации с воздействием поля на активные центры в структуре тонкого слоя учитывается конечность времен T_1 и T_2 продольной и поперечной релаксации отклика среды слоя, и материальные уравнения записываются в таком виде [5]:

$$\frac{d^2 \rho}{dt^2} + \frac{2}{T_2} \frac{d\rho}{dt} + \omega_0^2 \rho = -\frac{2\mu}{\hbar} \omega_0 n E, \quad \frac{dn}{dt} + \frac{1}{T_1} (n - n_0) = -\frac{2\mu}{\hbar \omega_0} \frac{d\rho}{dt} E,$$

где ω_0 – среднее значение собственной частоты атомного осциллятора. Учет диполь-дипольного взаимодействия в приближении среднего поля [3] приводит к таким уравнениям:

$$\frac{d^2 \rho}{dt^2} + \frac{2}{T_2} \frac{d\rho}{dt} + \left(\omega_0^2 + \frac{2\mu^2 N}{3\hbar \epsilon_0} \omega_0 n \right) \rho = -\frac{2\mu}{\hbar} \omega_0 n E,$$

$$\frac{dn}{dt} + \frac{1}{T_1} (n - n_0) = -\frac{2\mu}{\hbar \omega_0} \frac{d\rho}{dt} \left(E + \frac{\mu^2 N}{3\hbar \epsilon_0} \rho \right). \quad (2)$$

Связь квазистационарных амплитуд макроскопической поляризованности P с напряженностью светового поля для несущей частоты можно выразить через восприимчивость $\chi(\omega)$, записывая соотношение: $P = \epsilon_0 \chi(\omega) E$, которое в формальном плане выражает линейную зависимость поляризованности от напряженности поля. В известном выражении для восприимчивости $\chi(\omega) = \pi \mu^2 N n_s g(\omega, \omega_0) / \epsilon_0 \hbar$ аналогично [5] выделяется характеристика формы линии поглощения, называемая комплексной функцией Лорентца $g(\omega, \omega_0)$:

$$g(\omega, \omega_0) = \frac{1}{\pi} \frac{\omega_0 - \omega + \gamma n_s}{(\omega_0 - \omega + \gamma n_s)^2 + 1/T_2^2} - \frac{i}{\pi} \frac{1/T_2}{(\omega_0 - \omega + \gamma n_s)^2 + 1/T_2^2}. \quad (3)$$

Здесь n_s – равновесное значение разности населенностей (установившееся в результате действия квазинепрерывного насыщающего светового поля). Действительная и мнимая части функции $g(\omega, \omega_0)$ характеризуют, соответственно, дисперсию показателя преломления и контур поглощения в среде. Наличием лорентцовой поправки описано длинноволновое смещение контура, регистрируемое в экспериментальных измерениях [3]. Это смещение зависит от разности населенностей; в условиях воздействия лазерного излучения разность населенностей n_s определяется интенсивностью, поэтому модифицированная функция Лорентца (3) нелинейна. Еще более выраженной нелинейностью должна обладать восприимчивость $\chi(\omega)$, включающая равновесную разность населенностей n_s в качестве сомножителя. Стационарная задача определения реакции граничного слоя на возбуждение внешним излучением, одинаковым по амплитуде поля в спектральной полосе $|\omega_0 - \omega| \sim 1/T_2$, соответствует предположению $E_i(\omega, t) = E_0$ в условиях (1). С учетом этого в пренебрежении высокочастотными компонентами $n(t)$ уравнение для $n(t)$ в сингулярном пределе приводит к выражению:

$$1 - n_s = i \frac{\mu}{\hbar} \sqrt{T_1 T_2} [\rho'(\mathbf{e}_0 - i\sigma\omega\rho'^*) - \rho'^*(\mathbf{e}_0 + i\sigma\omega\rho')]. \quad (4)$$

Напряженность приложенного поля в (4) нормирована по уровню мощности насыщения: $\mathbf{e}_0 = \frac{2\mu E_0}{(\eta+1)\hbar} \sqrt{T_1 T_2}$, также в (4) предполагается, что $n_0 = 1$, и введен параметр $\sigma = \frac{\mu^2 N l}{\varepsilon_0 (\eta+1) \hbar c}$. Из соотношения (4) с учетом выражений (3) следует, что установившиеся значения населенности n_s в условиях приложенного поля на частоте ω могут быть рассчитаны из уравнения:

$$\frac{1 - n_s}{n_s} = \frac{e_0^2}{(\Delta - \gamma n_s)^2 + (1 + \kappa n_s)^2}. \quad (5)$$

Здесь $\Delta = (\omega - \omega_0)T_2$ – нормированная по ширине линии отстройка частоты от резонанса, параметром $\kappa = \sigma\omega T_2$ определяется ненасыщенное значение показателя поглощения резонансного граничного слоя, $\gamma = \mu^2 N T_2 / 3\varepsilon_0 \hbar$. Очевидно, что ход кривых восприимчивости в зависимости от частоты действующего поля можно описать на основе расчета соотношения (3) и уравнения (5). Сразу отметим, решение уравнения (5) относительно n_s для заданных значений отстройки Δ и нормированной насыщающей мощности e_0^2 может оказаться неоднозначным.

Дисперсионные зависимости восприимчивости

Далее нелинейную трансформацию кривых восприимчивости граничного слоя характеризуем, вычисляя спектральную форму мнимой и действительной части функции $G(\Delta) = \pi g(\Delta) n_s(\Delta)$ для разной степени насыщения поглощения. Расчет величин g и n_s , исходя из (3), (5), удобнее проводить параметрически, т. е. полагая в (5) n_s нарастающим в пределах (0,1) параметром, затем определять $\text{Re}g$ и $\text{Im}g$ по известным Δ и n_s из выражения (3).

Рисунок 1 демонстрирует характерную закономерность в изменении формы линии поглощения и резонансной динамики показателя преломления на шкале частоты. Параметры расчета соответствуют величинам, использованным в работах [6, 7], где рассчитывались когерентные эффекты в плотных резонансных средах в виде ансамбля квантовых точек в полупроводниковых структурах на основе *InGaAs*. Для определенных значений резонансного поглощения κ эффект насыщения проявляется в уширении и сглаживании формы линий $G(\Delta)$ (рис. 1,а, 1,б). Смещение линии, вызванное диполь-дипольным взаимодействием и определяемое насыщенным n_s , относительно уменьшается. Максимальные значения поглощения (кривых $\text{Im} G(\Delta)$ на рис.1, а, 1, б) и резонансных экстрему-

мов показателя преломления (кривых $\text{Re } G(\Delta)$ на рис.1, a' , 1 , δ') снижаются. Такие изменения зависимости объяснить несложно: они соответствуют резонансному просветлению слоя среды [5] и особо характерны, если слой достаточно протяженный. Однако с ростом насыщения начинает сказываться влияние поверхностной поляризованности граничного слоя. Это влияние способно привести к асимметрии и аномальному ходу кривых обеих зависимостей (рис. 1, b, b' , 1 , γ, γ'). На частотах, непосредственно близких к центру линии, разность населенностей насыщается сильнее. Поглощение в этом диапазоне частот резко падает в результате эффекта затягивания частоты к центру линии [8]. Резонансная кривая как бы размыкается – могут проявиться две резонансные кривые со встречным наклоном, обозначающим области с неоднозначными решениями (5). Оба возникших нелинейных резонанса из-за лорентцова смещения асимметричны. Особым образом может измениться также ход дисперсионных зависимостей показателя преломления. На обеих кривых также возникают области, соответствующие бистабильному ходу зависимостей.

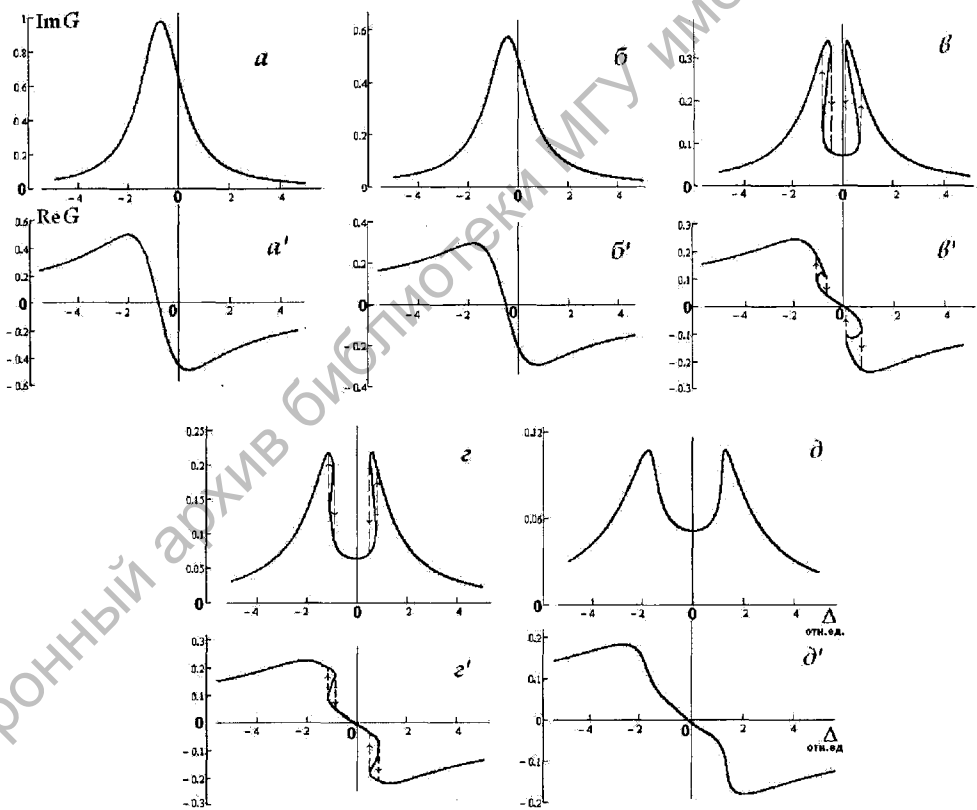


Рисунок 1. Спектральная зависимость мнимой и действительной части восприимчивости тонкого слоя для разных значений нормированной мощности внешнего возбуждения (для вариантов в , $\text{в}'$ и г , $\text{г}'$ пунктирными линиями указано направление гистерезисных переключений): $e_0^2 = 2$ (a, a'), 35 ($\text{б}, \text{б}'$), 39 ($\text{в}, \text{в}'$), 40 ($\text{г}, \text{г}'$), 43 ($\text{д}, \text{д}'$); $\kappa = 1.5$, $\gamma = 0.7$,

$$T_1 = 1 \cdot 10^{-9} \text{с}, T_2 = 1 \cdot 10^{-12} \text{с}, \eta = 3.6$$

Качественная трансформация зависимостей по мере насыщения разности населенностей для критической области нарастания значений нормированной мощности в едином масштабе демонстрирует рисунок 2. Сразу отметим, что возникновение бистабильности на шкале частот носит пороговый характер, то есть начинает проявляться, если значения показателя резонансного поглощения превышают некоторую величину. По рисунку 2, *a, a'*, например, заметно, что при относительно небольшом κ насыщение может привести к сглаживанию и деформации линий $G(\Delta)$ без возникновения бистабильной особенности.

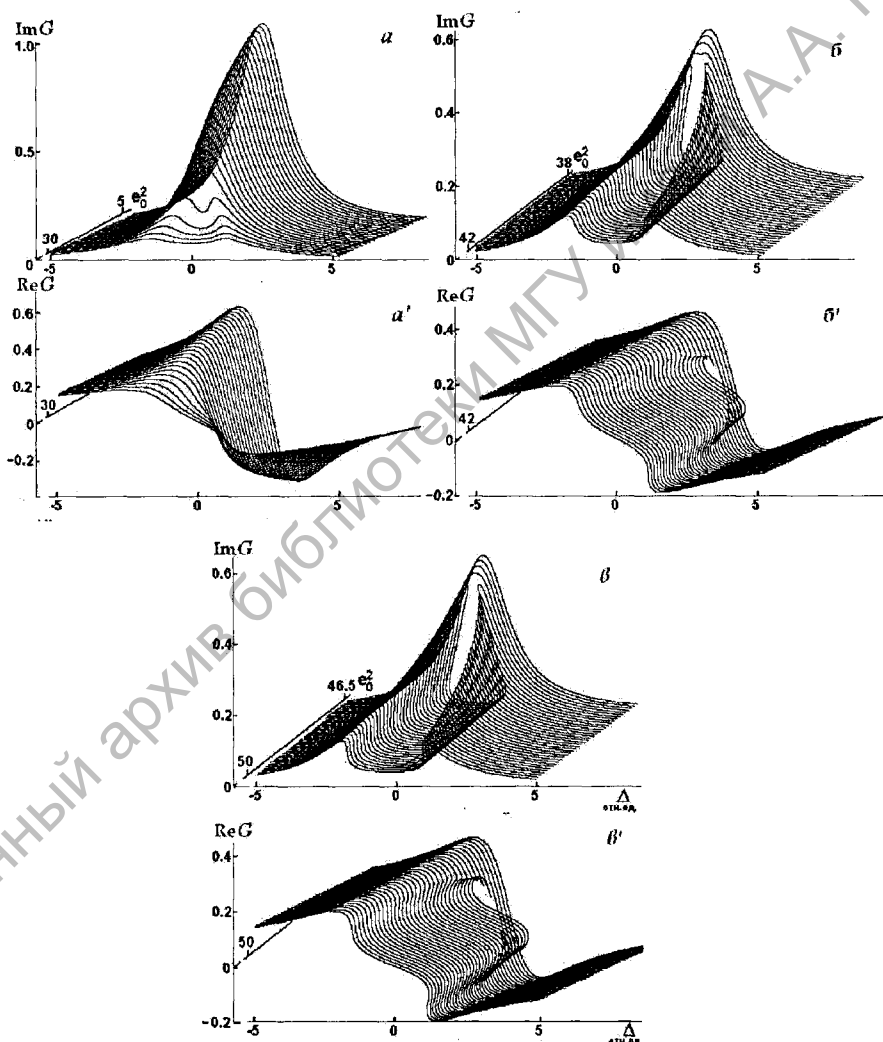


Рисунок 2. Изменение формы кривых мнимой и действительной части восприимчивости по мере насыщения разности населенностей: $\kappa = 1.3$ (*a, a'*), 1.5 (*б, б'*), 2.0 (*в, в'*); $\gamma = 0.7$, $T_1 = 1 \cdot 10^{-9} \text{с}$, $T_2 = 1 \cdot 10^{-12} \text{с}$, $\eta = 3.6$

Проведенные расчеты, примеры которых иллюстрированы на рисунке 1, указывают на пороговое значение κ порядка 1.4, причем это пороговое значение зависит от коэффициента при лорентцовой поправке. Определение условий бистабильности и точную оценку пороговых величин κ , несложно провести на основе анализа уравнения (5), но это представляет собой отдельную задачу. Судя по вариантам *б*, *в* рисунка 2, бистабильность возможна в определенном диапазоне мощности возбуждающего излучения. На этой шкале ее появление должно соответствовать той области, где вклады в резонансную восприимчивость ее линейной и нелинейной составляющих могут оказаться сравнимыми. Различной остается, однако, скорость релаксации обеих составляющих, для нелинейного компонента восприимчивости она определяется временами T_1 и T_2 , тогда как линейный компонент безынерционно “следит” за изменением поля. Поэтому при циклическом изменении интенсивности излучения или его частоты стационарный отклик нелинейной среды способен демонстрировать гистерезис.

Заключение

Результаты проведенного исследования, таким образом, вскрывают возможность гистерезисного поведения нелинейной диэлектрической восприимчивости оптической структуры с планарной граничной пленкой плотной резонансной среды. Модельными параметрами являются характеристики квантоворазмерных полупроводниковых структур, широко применяемых в последнее время для создания управляющих или генерирующих оптических элементов быстродействующих устройств обработки информации. Свойство сверхбыстрого, практически безынерционного, гистерезисного переключения режимов пропускания или отражения света предельно компактным тонкопленочным элементом способно качественно оптимизировать действие таких устройств.

Автор признателен Белорусскому Фонду фундаментальных исследований за частичную поддержку работы (Проект Ф14М-146).

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Optical nonlinear response of a single nonlinear dielectric layer sandwiched between two linear dielectric structures / E. Lidorikis [et al.] // Phys. Rev. – 1997. – Vol. B56. – P. 150–90-99.
2. *Malyshev, V.A.* Intrinsic optical bistability of an ultrathin film consisting of oriented linear aggregates / V.A. Malyshev, H. Glaeske, K.-H. Feller // J. Chem. Phys. – 2000. – Vol. 113. – No 3. – P. 1170–1176.
3. *Maki, J.J.* Linear and Nonlinear Optical Measurements of the Lorentz Local Field / J.J. Maki, M.S. Malcuit, J.E. Sipe, R.W. Boyd // Phys. Rev. Lett. – 1991. – Vol. 67. – No 8. – P. 972–975.
4. *Kaplan, A.E.* Nanoscale stratification of optical excitation in self-interacting one-dimensional arrays / A.E. Kaplan, S.N. Volkov // Phys. Rev. – 2009. – Vol. A79. – P. 053834-1–053834-16.

5. *Пантел, Р.* Основы квантовой электроники / Р. Пантел, Г. Путхоф. – М. : Мир, 1972. – 384 с.
6. *Panzarini, G.* Self-induced transparency in semiconductor quantum dots / G. Panzarini, U. Hohenester, E. Molinari // Phys. Rev. – 2002. – Vol. B65. – No16. – P. 165322-1–165322-6.
7. Rabi oscillations in a semiconductor quantum dot: Influence of local fields / G.Ya. Slepyan [et al.] // Phys. Rev. B. – 2004. – Vol. B70. – No 4. – P. 045320-1–045320-5.
8. *Timoshchenko, E.V.* Resonance reflection of light by thin layer of a dense nonlinear medium / E.V. Timoshchenko, V.A. Yurevich, Yu.V. Yurevich // Technical Physics. – 2013. – Vol. 58. – No 2. – P. 251–254.

Поступила в редакцию 07.05.2014 г.