

8. Andrusenko, D. Photoacoustic effect in nanocomposite structure porous silicon–liquid / D. Andrusenko, M. Isaev, A. Kuzmich, V. Lysenko, R. Burbello // *Nanoscale Research Letters*. – 2012. – Vol. 7. – P. 411–416.

9. Beneditti, A. Precise detection of circular dichroism in a cluster of nano-helical by photoacoustic measurements / A. Beneditti, B. Alam, M. Esposito, V. Tasco, G. Leahu, A. Belardini, R. LiVoti, A. Passaseo, C. Sibia // *Scientific reports*. – 2017. |7:5257| DOI: 10.1038/s41598-017-05193-4.

10. Карабутов, А.А. Лазерная ультразвуковая спектроскопия / А.А. Карабутов, В.А. Макаров, Е.Б. Черепецкая, В.А. Шкуратник. – М.: Горная книга, 2008. – 175 с.

11. Жаркий, С.М. Исследование слоев пористого кремния лазерным ультразвуковым методом / С.М. Жаркий [и др.] // *ФТП*. – 2003. – Т. 37. – Вып. 4. – С. 485–489.

Е.В. Тимощенко¹, Ю.В. Юевич²

¹УО «Могилёвский государственный университет имени А.А. Кулешова», Могилёв, Беларусь,

²УО «Могилёвский государственный университет продовольствия», Могилёв, Беларусь

РАСЧЁТ ЭФФЕКТИВНОСТИ БИСТАБИЛЬНОГО ТОНКОПЛЁНОЧНОГО ОТРАЖАТЕЛЯ

Введение

В настоящее время широко востребованными в фотонике и оптоэлектронике являются устройства управления светом. Наибольший интерес проявляется к тем из них, у которых основные функциональные элементы представляют планарные структуры тонких плёнок, изготовленных на основе активных сред с нелинейностью в области оптического резонанса. Внедрение в структуру оптического устройства резонансных слоёв с высокой плотностью активных центров может обусловить изменение реакции всей системы на излучение, не нарушая при этом компактности [1]. Полупроводниковые наноструктуры, которые активно исследуются в настоящее время, обладают необходимыми свойствами плотных резонансных сред [2]. В этих объектах нелинейный отклик на когерентное излучение особо выражен в спектральной области, соответствующей экситонным перехо-

дам [3, 4]. При отражении света тонким слоем активной среды в условиях оптического резонанса наряду с френелевской составляющей существенное влияние на отражение (преломление) может оказывать нелинейный компонент, обусловленный резонансной поверхностной поляризацией [5]. В плотной резонансной среде из-за взаимного влияния ближних полей диполей, вызывающего сдвиг резонансной линии поглощения, значение этого компонента в нелинейном отклике среды возрастает [6]. Существенным оказывается также смещение резонансной частоты под влиянием поглощения в квазирезонансных переходах. В расчетах его учитывают, вводя в рассмотрение разность поляризуемостей активных центров в основном и возбужденном состояниях.

В настоящей работе изучена зависимость бистабильных свойств, проявляющихся при отражении, от материальных параметров планарной плёнки плотной резонансной среды. Анализ произведен с учётом возникающих по мере насыщения поглощения взаимосвязанных нелинейных фазовых эффектов, перечисленных выше.

1. Расчётные соотношения

В основу схемы расчёта резонансного отражения плёнок положено приближение сверхтонкого слоя [7]. Система соотношений для однородного поля и материальных квантовомеханических уравнений представляет согласованную динамическую модель взаимодействия при постоянном уровне возбуждения внешним полем $E_i(t) = E_0$, для которой характерны определенные равновесные состояния. Количественно эти состояния описываются нелинейными соотношениями, связывающими стационарные значения переменных с уровнем возбуждения и материальными параметрами.

В работе [8] авторами получен конкретный вид этих соотношений для плотной резонансной среды, в пределах ширины спектральной линии и с учётом смещения частоты резонанса рассчитаны дисперсионные зависимости характеристик равновесных состояний. При анализе результатов расчёта обнаружена возможность бистабильности равновесных состояний, степень проявления которой зависит от уровня возбуждения и частотной отстройки от резонанса. Соответственно, для слоя в области бистабильности можно ожидать гистерезисного переключения нелинейного пропускания или отражения. В приведенных далее уточнённых расчётах аналогично [9] использу-

ется обобщённая двухуровневая схема и представление комплексной поверхностной поляризованности в форме

$$P(t) = Nl \left[i\mu\rho(t) - 2\pi \Delta\alpha\varepsilon_0(1-n(t))E(t) \right]. \quad (1)$$

Здесь $E(t)$ – квазистационарная амплитуда напряжённости действующего на активные центры светового поля, $\rho(t)$ и $n(t)$ – вероятностные переменные резонансной поляризованности и разности населённостей соответственно, μ – средняя величина дипольного момента активных центров, $\Delta\alpha$ – разность их поляризуемостей в основном и возбуждённом состояниях, Nl – плотность центров (l – толщина слоя, которая считается значительно меньшей длины волны). С применением формулы (1) при определении условий бистабильности равновесных состояний имеется возможность характеризовать взаимодействие нелинейных эффектов насыщения поглощения, сдвига резонансной частоты ω (обусловленного действием ближних полей) и автомодуляционного уширения линии поглощения.

Аналогично работам [8, 10] формулируются следующие соотношения для нормированных величин уровня возбуждения $e_0 = \mu E_0 \sqrt{T_1 T_2} / \hbar$ (он соответствует интенсивности насыщения резонансного поглощения) и частотной отстройки $\Delta\omega = (\omega - \omega_0)T_2$, определяющих стационарную разность населённости n_s и амплитудный нелинейный коэффициент отражения слоя r :

$$\frac{1-n_s}{n_s} \left[1 + \beta^2(1-n_s)^2 \right] = \frac{e_0^2}{(1+\kappa n_s)^2 + \Delta^2}, \quad \Delta = \Delta\omega + \gamma\kappa n_s - \beta(1-n_s), \quad (2)$$

$$r = r_0 + \frac{2\kappa n_s}{(\eta+1) \left[1 + \beta^2(1-n_s)^2 \right]} \frac{1 + (1+n_s)\Delta^2 + \kappa n_s}{(1+\Delta^2 + \kappa n_s)^2 + (\kappa n_s \Delta)^2},$$

где $\kappa = \mu^2 \omega T_2 Nl / \hbar c \varepsilon_0$ – параметр резонансной нелинейности поглощения приповерхностного слоя, которым характеризуют также его резонансный (в отсутствие насыщения) показатель поглощения, $\beta = 2\pi \Delta\alpha \varepsilon_0 \hbar / \mu^2 T_2$ – параметр резонансной нелинейности рефракции, обусловленной влиянием квазирезонансной поляризации, T_1 и T_2 – времена продольной и поперечной (фазовой) релаксации, γ – нормировочный коэффициент в локальной поправке Лорентца к действующему полю, пропорциональный отношению длины волны внешнего поля и толщины l , r – френелев коэффициент отражения, определяемый η – нерезонансным показателем преломления слоя.

2. Расчёт гистерезисных характеристик резонансного отражения

Вычисления, необходимые для получения зависимости r от величины нормированной мощности e_0^2 (не имеющей размерности) на основе решений (2), удобно проводить методом параметрического расчёта – значения вероятностной переменной n_s лежат в пределах (0, 1). На рисунке 1 приведены типичные бистабильные кривые – на фрагменте *а* демонстрируется возникновение гистерезисного изгиба по мере изменения параметра κ , на фрагменте *б* указано направление гистерезисных скачков и обозначены характерные размеры гистерезисной петли. Гистерезис при бистабильной (неоднозначной) зависимости коэффициента отражения от уровня мощности должен проявляться при циклическом изменении e_0^2 .

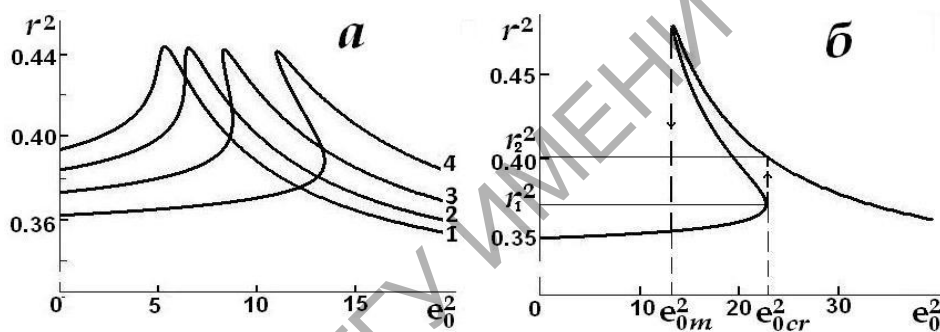


Рисунок 1 – Зависимость резонансного отражения от интенсивности (в относительных единицах): $\kappa = 1,3$ (кривая 1); 1,5 (2); 1,8 (3); 2,2 (4); $\Delta\omega = -0,5$ (а), $\kappa = 2,5$, $\Delta\omega = -1,0$ (б); $\beta = 0,25$, $\gamma = 3,17$

В результате расчёта показано, что точки поворота гистерезисных зависимостей $r^2(e_0^2)$ и $n_s(e_0^2)$ на шкале мощности совпадают. Поэтому положение точек поворота e_{0cr}^2 и e_{0m}^2 (рисунок 1, б) определяется при элементарном исследовании на экстремумы функции $e_0^2(n_s)$, выражаемой явно первым из соотношений (2). Можно сформулировать соответствующее уравнение относительно n_s , и нетрудно показать, что величины экстремумов e_{0cr}^2 и e_{0m}^2 , а также критическое значение $r_1 = r(e_{0cr}^2)$ и максимальное значение резонансного отражения $r = r(e_{0m}^2)$, определяются его неотрицательными корнями:

$$n_{s1,2} = \frac{A+B}{2} \pm \sqrt{\frac{(A-B)^2}{4} - B^2}, \quad A = 0.5 - \frac{\kappa - CD}{\kappa^2 + C^2}, \quad B = \sqrt{\frac{1+D^2}{\kappa^2 + C^2 - 2(\kappa - CD)}}, \quad (3)$$

где $C = \kappa\gamma + \beta$, $D = \Delta\omega + \beta$.

Применяя выражения (3) в сочетании с (2) можно непосредственно рассчитать такие характеристики бистабильного отражения как пороговую мощность его проявления (e_{0cr}^2), относительную величину «кинка» отражения при гистерезисном переключении ($\Delta r = (r_2/r_1)^2 - 1$), размер области гистерезиса на шкале мощности ($\Delta e_0^2 = e_{0cr}^2 - e_{0m}^2$). Масштаб явлений, включая диапазон изменения коэффициентов (2), (3), в расчётах, в основном, определялся с учётом известных из литературы (например [2-4]) параметров сред полупроводниковых квантоворазмерных структур для слоёв субмикронной толщины. Значения насыщающей мощности по порядку величины могут быть не менее 10^3 Вт/см^2 – в диапазоне длин волн $\sim (1,25 \dots 1,30) \cdot 10^{-6} \text{ м}$.

3. Обсуждение результатов и заключение

Результаты, полученные при численном расчёте дисперсионных зависимостей в условиях гистерезисного отражения, иллюстрированы на рисунке 2.

Анализируя зависимости, иллюстрированные на рисунке 2, а, можно сделать вывод о значимости эффекта, обусловленного автомодуляционным смещением частоты светового поля, – от его наличия существенно зависит ширина гистерезиса. Кривые, изображенные на рисунке 2, б, отображают зависимость пороговой мощности от линейной отстройки частоты – проявление гистерезиса имеет более низкий порог по мощности на частотах, близких к центру резонансной линии поглощения, смещённому в длинноволновую область спектра из-за диполь-дипольного взаимодействия. В этой же области, судя по ходу кривых на рисунке 2, в, бóльшим оказывается гистерезисный скачок отражения. Степень выраженности гистерезиса сильно зависит от показателя поглощения, хотя положение частоты, которой определяется оптимум ширины гистерезисной петли, от этого параметра зависит слабо (рисунок 2, г).

Посредством гистерезисного переключения в схеме обратной связи генерирующего устройства можно без применения в его схеме внешних модулирующих элементов перевести лазерную систему в режим автоколебаний. Поэтому в последующих исследованиях представляется важным анализ условий бистабильности пассивного элемента.

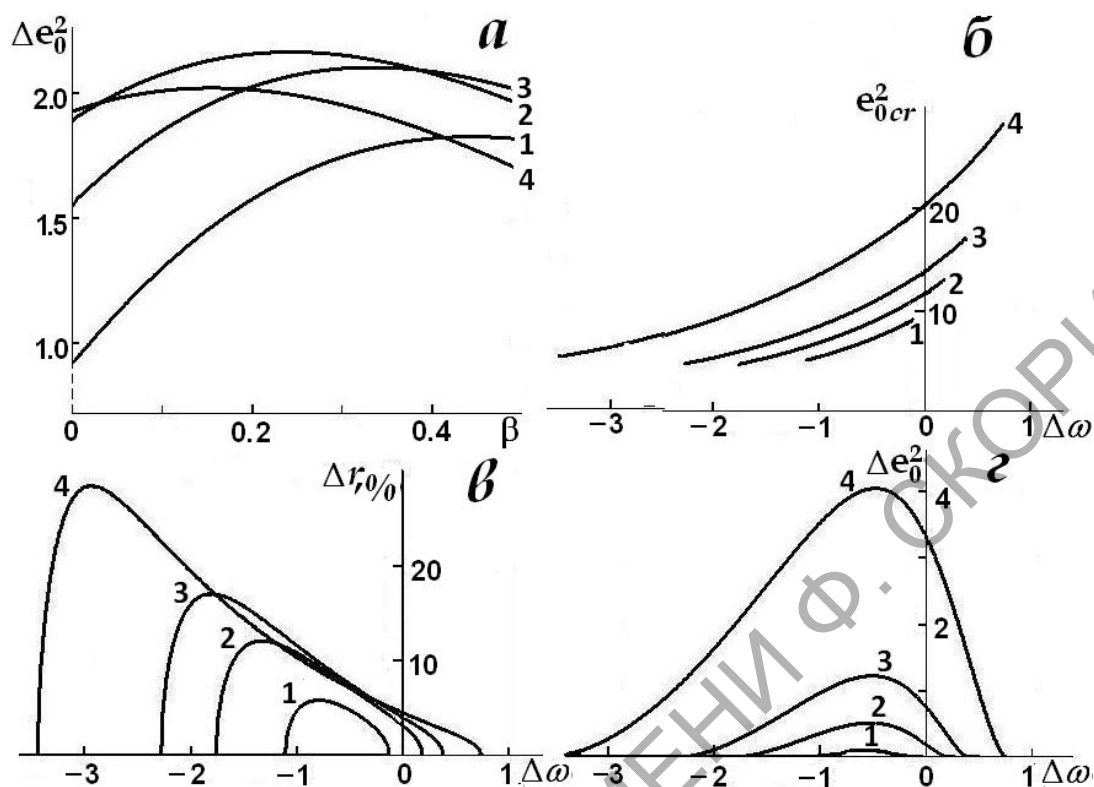


Рисунок 2 – Дисперсионные зависимости характеристик гистерезисного отражения тонкого слоя: $\kappa = 2,0$, $\Delta\omega = 0$ (кривая 1); $-0,25$ (2); $-0,5$ (3); $-0,8$ (4) (а); $\kappa = 1,6$ (1); $1,8$ (2); $2,0$ (3); $2,5$ (4); $\beta = 0,25$ (б – в); $\gamma = 3,17$

Литература

1. Танин, Л.В. Резонансные, голографические и спекл-оптические исследования фазовых, диффузных и зеркальных объектов: автореф. дисс. ... доктора физ.-мат. наук: 01.04.05 / Минск, БГУ. – 2014. – 64 с.
2. Каплан, А.Е. Поведение локальных полей в нанорешётках из сильно взаимодействующих атомов: наностраты, гигантские резонансы, «магические» числа и оптическая бистабильность / А.Е. Каплан, С.Н. Волков // УФН. – 2009. – Т. 179, вып. 5. – С. 539–547.
3. Borri, P. Rabi oscillations in the excitonic ground-state transition of InGaAs quantum dots / P. Borri [et al.] // Phys. Rev. B. – 2002. – Vol. 66. – P. 081306–(1–4).
4. Optical Stark effect in a quantum dot: Ultrafast control of single exciton polarizations / T. Unold [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2004. – Vol. 92, № 15. – P. 157401–1–157401–4.
5. Гадамский, О.Н. Эхо-спектроскопия поверхности / О.Н. Гадамский, Р.А. Власов. – Мн.: Навука і тэхніка, 1990. – 216 с.

6. Boyd, R.W. Local field effects in enhancing the nonlinear susceptibility of optical materials / R.W. Boyd, J.J. Maki, J.E. Sipeb // *Nonlinear Optics: Fundamentals, Materials and Devices*. – 1992. – P. 63–76.

7. Юдсон, В.И. Нелинейная резонансная оптика тонких плёнок: метод обратной задачи / В.И.Юдсон, В.И.Рупасов // *ЖЭТФ* – 1987. – Т. 93. – С. 494–501.

8. Тимощенко, Е.В. Резонансное отражение света тонким слоем плотной нелинейной среды / Е.В. Тимощенко, Ю.В. Юревич, В.А. Юревич // *ЖТФ*. – 2013. – Т.83, вып.2. – С.103–106.

9. Апанасевич, П.А. Основы теории взаимодействия света с веществом / П.А. Апанасевич. – Мн.: Навука і тэхніка, 1977. – 496 с.

10. Тимощенко, Е.В. Нелинейная восприимчивость тонкой плёнки плотной резонансной среды / Ю.В. Юревич, Е.В. Тимощенко // *Проблемы физики, математики и техники*. – 2015. – №1 (22). – С.27–31.

А.И. Толкачѳв, В.Н. Капшай, А.А. Шамына
УО «Гомельский государственный университет
имени Франциска Скорины», Гомель, Беларусь

ОПТИМИЗАЦИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ-СУММАРНОЙ ЧАСТОТЫ В ТОНКОМ СФЕРИЧЕСКОМ СЛОЕ

Введение

В последние десятилетия для изучения поверхностей малых частиц используются нелинейные оптические явления, такие как генерация второй гармоники (ГВГ) [1] и генерация суммарной частоты (ГСЧ) [2-3]. Объектами исследования являются наноантенны и нанообъекты различной формы, плоские и объемные наноструктуры, но одним из наиболее простых для описания и создания объектов является диэлектрическая шарообразная наночастица, покрытая тонким слоем вещества, обладающего нелинейными оптическими свойствами. В дипольном приближении нелинейные оптические эффекты второго порядка в центросимметричных средах запрещены. На поверхности частиц условие центросимметричности нарушается, и этим обусловлена возможность экспериментально обнаруживать генерируемое излучение.