

ОПТИЧЕСКИЙ ГИСТЕРЕЗИС В ЧАСТОТНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ОТРАЖЕНИЯ НЕЛИНЕЙНОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА

В сообщении рассматривается отражение света системой двух слоев среды, образующих резонатор. Один из слоев – особо тонкая пленка поверхностных атомов с резонансной поляризованностью. Второй слой – достаточно протяженная по размеру пленка (толщина – от нескольких длин волн и более), в сущности, представляющая собой подложку из оптической среды, на которую нанесен активный слой.

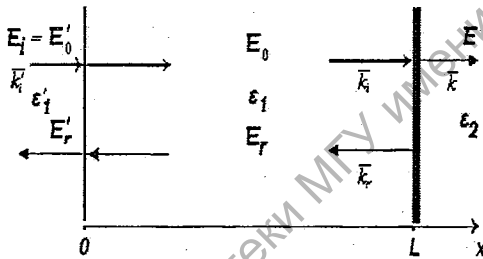


Рис. 1. Схема расположения элементов в резонаторе

Известно, что тонкая резонансная пленка особо чувствительна к фазе и амплитуде падающего света. Резонатор образован отражающими плоско-параллельными гранями второго слоя и представляет собой оптическую систему, отражение и пропускание которой также критично к частоте внешнего излучения.

Изменение этих свойств рассматриваемой оптической системы происходит из-за просветления резонансного слоя. Кроме того, изменение происходит за счет фазового сдвига отраженной световой волны, который определяется резонансной вариацией населенности. Пропускание или отражение такой системы, представляющей, в сущности, нелинейный интерферометр, по величине зависит от фазового согласования встречных волн. Возникающий нелинейный сдвиг фазы отраженной волны на второй из граней слоя (рис. 1) способен обусловить нарушение начального интерференционного согласования встречных волн $2k_r L = 2\pi n$, где k_r – модуль волнового вектора световой волны в резонаторе длины L . В этом случае

отражение резонатора приобретает зависимость от мощности внешнего излучения, связанную не только с насыщением поглощения в активном слое.

Задача изучения частотной зависимости отражения интенсивного монохроматического светового поля пленочным интерферометром решалась аналогично [1]. Предполагалось, что на левую границу устройства нормально падает плоская световая волна амплитуды E_0' с частотой ω , совпадающей с частотой одной из мод резонатора ω_r , но отстроенной от частоты оптического резонанса активного слоя ω_0 в пределах ширины спектральной линии поглощения. В расчетах эта отстройка Δ нормирована по однородной ширине линии $1/T_2$ так, что $\Delta = (\omega_0 - \omega)T_2$. Слой на правой границе устройства просветлялся световой волной с интенсивностью $I_0 = (1 - r'^2)I_0'$, нормированной по величине насыщающей мощности, где $I_0' \sim E_0'^2$, r' – амплитудный коэффициент отражения левой границы; отраженная от правой границы волна, частично поглощалась в активном слое, приобретая нелинейный фазовый сдвиг величины $\Delta\varphi$.

Для расчета зависимости нелинейного отражения R от нормированной частоты Δ были получены такие дисперсионные соотношения:

$$R = \frac{r'^2 + R_r + 2r'\sqrt{R_r} \cos(2k_r L + \Delta\varphi)}{1 + r'^2 R_r + 2r'\sqrt{R_r} \cos(2k_r L + \Delta\varphi)},$$

$$R_r = \left[\left(1 + \frac{\kappa}{1 + \Delta^2 + I} \right) \frac{I}{(1+r)I_0} - 1 \right]^2 + \left[\frac{\kappa(\Delta - \beta I)}{(1+r)(1 + \Delta^2 + I)I_0} \frac{I}{I_0} \right]^2,$$

$$\Delta\varphi = \arctg \left\{ \kappa \left(\frac{\Delta - \beta I}{1 + \Delta^2 + I} \right) \frac{I}{I_0} \right\} / \left[1 + r - \left(1 + \frac{\kappa}{1 + \Delta^2 + I} \right) \frac{I}{I_0} \right]},$$

$$(1 - r'^2)I_0 = I \left[\left(1 + \frac{\kappa}{1 + \Delta^2 + I} \right)^2 + \kappa^2 \left(\frac{\Delta - \beta I}{1 + \Delta^2 + I} \right)^2 \right].$$

Здесь r'^2 и R_r – коэффициенты отражения правой границы (соответственно, френелевский и эффективный), k – ненасыщенный показатель поглощения в активном слое, β – параметр резонансной нелинейной рефракции, I – интенсивность поля, действующего в

активном слое. Расчеты оказались удобным вести параметрически, и величина интенсивности I использовалась в качестве линейно нарастающего параметра. На рис.2 приведены характерные результаты расчета $R(\omega = \Delta)$. Анализ полученных зависимостей позволяет сделать вывод о том, что нелинейность фазовой отстройки приводит к наклону резонансов отражения, характерному для бистабильности. При этом из-за насыщения наклон резонансов и соответствующая ему гистерезисная петля на частотной шкале имеет оптимум по величине интенсивности возбуждающей систему световой волны.

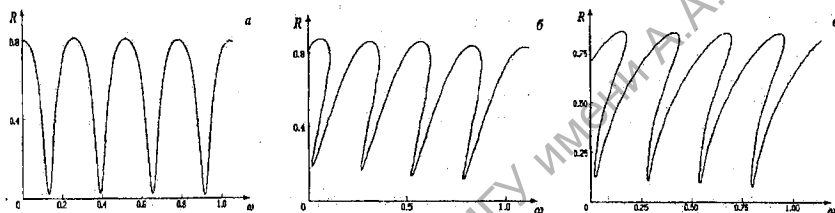


Рис. 2. Частотная зависимость отражения микрорезонатора

Работа выполнена при поддержке БРФФИ (Проект № Ф06М - 231).

Литература:

1. Glasunova E.V., Yurevich V.A. Nonlinear reflection of light by thin-film resonant structure. // Известия Гомельского государственного университета им. Ф.Скорины. – 2006. – №6 (39). – С.53-57.