

## ОСОБЕННОСТИ РЕЗОНАНСНОЙ СИСТЕМЫ «МОДА РЕЗОНАТОРА – 2 - УРОВНЕВЫЕ АТОМЫ»

Свойство бистабильности или гистерезиса в оптических системах, возбуждаемых лазерным излучением, включая планарные структуры из нелинейных сред, интересно для применения при создании современных устройств передачи, хранения и обработки информации.

В этой связи проведено расчетное изучение резонансных кривых поглощения монохроматического поля лазерного излучения активной средой, помещенной в плоский резонатор. В качестве основной задачи ставилось определение роли неоднородного уширения (гауссовой формы разброса основных частот  $\omega_0$  активных частиц по отношению к центру линии  $\omega_{12}$ ) в формировании спектральной зависимости поглощения при высоком уровне насыщения, при этом также принципиален учет шарковского смещения уровней основного перехода в интенсивном световом поле.

Рассматривалась физическая ситуация, в которой на заполняющий резонатор слой активной среды по нормали к поверхности падает монохроматический сигнал. Поле сигнала соответствует плоской световой волне с несущей частотой  $\omega$  и амплитудой  $E(t)$ , относительно медленно меняющейся за время, сравнимое с периодом  $2\pi/\omega$ . Взаимодействие световой волны с материалом слоя может быть рассмотрено на основе модели двух резонансных контуров (осцилляторов поля  $E(t)$  и поляризованности среды  $\rho(t)$ , связанных насыщаемой разностью заселенности  $N(t)$ ), позволяющей исследовать динамическое поведение резонаторных систем в условиях воздействия оптических полей. При решении задачи исходили из представления ее уравнений, аналогичного использованному, например, в работе [1]:

$$\frac{d^2 E}{dt^2} + \frac{2}{\tau_r} \frac{dE}{dt} + \omega^2 E = -\frac{4\pi}{\epsilon_0} \frac{d^2 \rho}{dt^2} + F(t), \quad (1)$$

$$\frac{d^2 \rho}{dt^2} + \frac{2}{\tau_2} \frac{d\rho}{dt} + \omega_0^2 \rho = -2\omega_0 \frac{\mu^2}{3\hbar} NE, \quad (2)$$

$$\frac{dN}{dt} + \frac{N - N_0}{\tau_1} = \frac{2}{\hbar\omega_0} \operatorname{Re} \left( iE \frac{d\rho}{dt} \right). \quad (3)$$

В (1)–(3)  $\tau_r$ ,  $\tau_1$ ,  $\tau_2$  – соответственно времена релаксации поля в резонаторе, продольной и поперечной релаксации в канале основного пе-

перехода с частотой  $\omega_o = \omega_{12}$ ,  $\omega$  – частота моды резонатора,  $\mu$  – модуль матричного элемента дипольного момента перехода,  $N_o$  – начальное значение разности заселенности,  $F(t)$  – функция, описывающая внешний сигнал. В настоящей работе, однако, выражение для поляризационного отклика среды модифицировалось, во-первых, с учетом обобщенной 2-уровневой схемы. Её применение позволило в известном приближении [2] рассмотреть роль автомодуляционного смещения линии поглощения, обусловленного штарковским эффектом. Во-вторых, в традиционной форме учитывалось неоднородное уширение. При неоднородном уширении отдельные атомы характеризуются однородно уширенными линиями, более узкими, чем полные спектральные линии всей совокупности атомов. Такие узкие линии, каждая из которых соответствует отдельной группе атомов, имеющих одинаковую частоту перехода  $\omega_o$ , называют спиновыми пакетами. Выражение для поляризованности ансамбля атомов, составляющих слой, аналогично [3] тогда можно представить интегралом ряда перекрывающихся распределений от каждого спинового пакета. В правой части уравнения (1) компонента для источника должна содержать вторую производную от выражения:

$$P(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} [\rho_o(t) + i\epsilon_o \Delta\alpha (N_o - N_o) E(t)] \Gamma(\omega'_o - \omega_{12}) d\omega'_o, \quad (4)$$

где  $\Delta\alpha$  – разность поляризуемостей на уровнях основного перехода,  $\Gamma(\omega'_o - \omega_{12})$  – гауссова функция с дисперсией, обратной временной константе  $\tau^*_2$ . Величинами  $1/\tau_2$  и  $1/\tau^*_2$  определены соответственно параметры однородной и неоднородной ширины спектрального контура. В этом случае уравнения (2), и (3) описывают частотные компоненты поляризованности  $\rho_o(t)$  и разности заселенности  $N_o(t)$ , автомодуляционный сдвиг частоты перехода в высокочастотном интенсивном поле учитывается в (2) заменой  $\omega_o = \omega'_o + \Delta\alpha\epsilon_o |E|^2 / 2\hbar$  [2].

При изучении резонансных свойств системы (1)–(4) предполагают амплитуду напряженности поля внешнего сигнала квазинепрерывной, т. е.,  $F(t) = \omega^2 E_o(t) e^{-i\omega t}$ , где  $E_o(t) = E_o$ . Последовательное решение (1)–(4) в некогерентном приближении для представления высокочастотных переменных  $E(t) = |E| e^{-i\omega t}$ ,  $\rho_o(t) = |\rho_o| e^{-i\omega t}$  (при постоянных амплитудах  $|E|$  и  $|\rho_o|$ , соответственно постоянным предполагается  $N_o$ ) приводит к

дисперсионному соотношению для интенсивностей поля в резонаторе и поля внешнего сигнала ( $Y, Y_0$ ):

$$Y_0 = Y \left\{ \left[ 1 + \kappa \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\Gamma(\omega'_o - \omega_{12})}{1 + \Delta'^2 + Y} d(\omega'_o - \omega_{12}) \right]^2 + \right. \\ \left. + \left[ (\omega_r - \omega_{12}) \tau_r - \kappa \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\Delta' - \beta Y}{1 + \Delta'^2 + Y} \Gamma(\omega'_o - \omega_{12}) d(\omega'_o - \omega_{12}) \right]^2 \right\}. \quad (5)$$

Интенсивности полей нормированы по уровню мощности насыщения светового поля в слое:  $Y = \frac{\mu^2}{3\hbar^2} \tau_1 \tau_2 |E|^2$ ,  $Y_0 = \frac{\mu^2}{3\hbar^2} \tau_1 \tau_2 Y E_0^2$ , отстройка частоты  $\omega$  от центра спинового пакета  $\omega_0$  – по спектральной ширине пакета ( $\Delta' = (\omega - \omega_0) \tau_2$ ),  $\gamma$  – величина френелевского пропускания слоя. В соотношении (5)  $\kappa = \frac{2\pi\mu^2\omega_{12}\tau_r}{3\epsilon_0\hbar} \tau_2 N_0$  – уровень ненасыщенного поглощения в слое,  $\beta = \frac{3\Delta\alpha\hbar}{\mu^2\tau_2} \epsilon_0$  – параметр автомодуляционного смещения линии поглощения.

На основе приведенного выше соотношения (5) относительно просто рассчитывается нелинейная зависимость  $Y(Y_0)$  для различных значений нормированной отстройки  $\Delta = (\omega - \omega_{12}) \cdot \tau_2$  (предполагалось, что  $\omega = \omega_r$ ). Сравнение кривых, представленных на рис. 1 и определяемых для идентичных условий внешнего возбуждения пленки, позволяет сделать вывод о том, что заметное изменение хода кривых при насыщении поглощения начинает проявляться при больших значениях в случае неоднородного уширения. Это определено спецификой уширения – насыщение поглощения значительно лишь в спиновых пакетах, по частоте близких к  $\omega_{12}$ . Также поэтому бистабильность на нелинейной характеристике возникает при более значительных величинах внешнего возбуждения  $Y_0$ . Положение точек перегиба при неоднородном уширении сильнее зависит от автомодуляционного смещения – при повышении  $\beta$  ширина гистерезиса возрастает. При этом на шкале  $Y_0$  ширина гистерезиса заметно зависит от отстройки  $\Delta$ .

Резонансные кривые частотной зависимости пропускания  $Y(\Delta)$  при фиксированном уровне возбуждения  $Y_0$  также можно рассчитать на основе (5), рассматривая это соотношение как нелинейное уравнение.

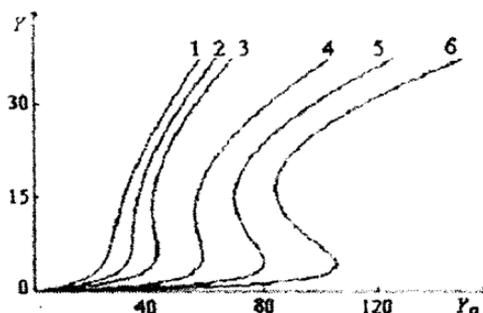


Рис. 1. Зависимость интенсивности  $Y$  установившегося поля от интенсивности падающей волны  $Y_0$ .

Случай однородного уширения – кривые 1–3, неоднородного уширения – 4–6, значения параметров:  $\Delta = 2.5$ ;  $\kappa = 9$  (1, 4), 11 (2, 5), 13 (3, 6);  $\tau_1/\tau_2 = 3$

Расчетной оценкой, проведенной в [4], установлено, что при однородном уширении резонансные кривые, построенные для ряда значений  $Y_0$ , характеризуются гистерезисным поведением. Бистабильность кривых, соответствующая гистерезису, проявляется, однако, при высоком уровне поглощения. При отсутствии штарковского эффекта спектральные кривые пропускания симметричны и столь же симметрично положение областей бистабильности на шкале отстройки частоты  $\Delta$  (рис. 2 а). Нелинейное штарковское смещение приводит к асимметрии кривых (рис. 2 б). Соответственно, положение области бистабильности в зависимости  $Y(\Delta)$  по отношению к центру линии  $\omega_{12}$  зависит от значения  $\beta$ .

При неоднородном уширении гистерезисный ход кривых спектра поглощения пленок проявляется только в случае существования автомодуляционного смещения основной частоты перехода – перекрытие симметричных резонансных кривых приводит к «смазыванию» характерных для однородно уширенных линий бистабильных изгибов на краях центральных «провалов» (рис. 2 в). Скачок пропускания при гистерезисном переключении резонансной кривой достигает 50 %, что значительно превышает подобное изменение поглощения в случае, если среда характеризуется только однородным уширением основного перехода (рис. 2 г, д). Заметно также, что с ростом насыщения гистерезисный ход частотной зависимости практически не может реализоваться (рис. 2 д), хотя на нелинейной зависимости  $Y(Y_0)$  существование бистабильного S-образного изгиба при соответствующем фиксированном значении  $\Delta$  вполне возможно (рис. 1).

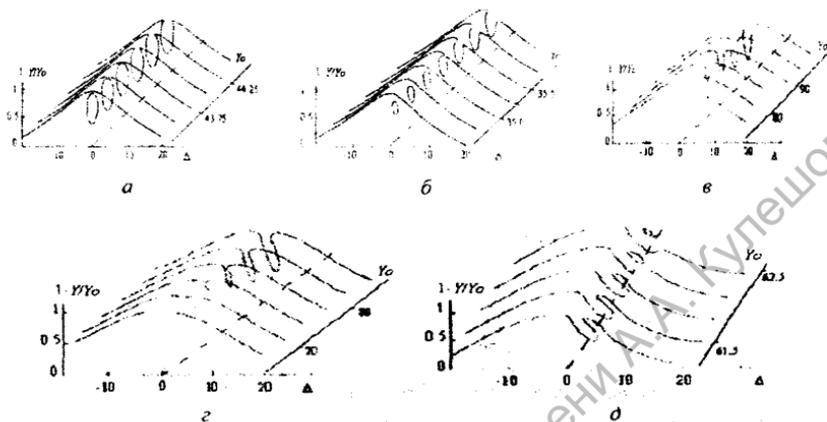


Рис. 2. Частотная зависимость пропускания слоя для различных значений нормированной интенсивности поля падающей волны  $Y_0$ :  $\kappa = 11.0$  (а, б), 12.0 (в);  $\beta = 0$  (а, г), 0.05 (б, в), 0.1 (в).  $\tau_1/\tau_2^* = 3$  (в-г)

Расчетами указано примерное сочетание основных параметров и особенности оптической системы, в которой в условиях неоднородного уширения могут проявляться гистерезисные свойства пропускания. Приведенное соотношение получено в приближении среднего поля и может быть использовано также при изучении свойств излучения, проходящего сквозь особо тонкие (субмикронные) слои резонансных сред с высокой плотностью активных центров.

Расчет дисперсионных кривых позволяет сделать вывод о том, что оптический гистерезис в пропускании светового поля неоднородно уширенными средами в резонаторе возможен только в условиях вызванного штарковским эффектом автомодуляционного уширения спектральной линии.

Работа выполнена при частичной поддержке Белорусского РФФИ (проект Ф03 – 188).

#### Литература

1. Оравский А. Н. Резонансные свойства системы «мода резонатора – 2-уровневые атомы» // Квантовая электроника. 1999. Т. 29, № 2. С. 847–848.
2. Апанасевич П. А. Основы теории взаимодействия света с веществом. Мн.: Наука і тэхніка, 1977. 496 с.
3. Пантел Р., Путхоф Г. Основы квантовой электроники. М.: Мир, 1972. 384 с.
4. Юревич В. А. Спектр пропускания излучения тонким слоем резонансных атомов // ЖПС. 2000. Т. 67, № 5. С. 669–673.