

Е.В. Тимощенко, А.В. Томов, В.А. Юревич
(Беларусь, Могилев)

О ВОЗМОЖНОСТИ ВНУТРЕННЕЙ ОПТИЧЕСКОЙ БИСТАБИЛЬНОСТИ В ГРАНИЧНОМ СЛОЕ АЗОКРАСИТЕЛЯ МЕТИЛОВЫЙ КРАСНЫЙ

Сравнительно недавно стала активно исследоваться идея возможности безрезонаторной оптической бистабильности (именуемой также внутренней), которая обусловлена корреляциями образующих планарный слой атомов в интенсивном лазерном поле. В качестве оптических бистабильных устройств были известны пассивные оптические резонаторы, содержащие нелинейные среды (например, [1]). Одним из распространенных подходов при анализе внутренней бистабильности выступает нолуклассическая модель взаимодействия управляющего поля (как правило, в приближении плоской электромагнитной волны в оптическом диапазоне частот), с резонансно поляризуемыми атомами особо тонкой поверхностной плёнки, например, [2–6]. Приближение сверхтонкого слоя дает возможность использовать алгебраические уравнения для поля, вытекающие из электродинамических условий для напряженностей приложенного, проходящего и отраженного полей E_p , E и E_r . Эти условия учитывают существование на границе раздела линейных сред активного слоя резонансно поляризуемых атомов, поле E в котором считается бесструктурным. В работах [2; 3], в частности, показан пороговый характер внутренней бистабильности, которая должна проявляться при значениях показателя ненасыщенного поглощения активного слоя $k_0 > 8$. Обобщенная модель двухуровневой среды позволяет учесть одновременно различие поляризуемостей атомов в основном и возбужденном

состояниях (квадратичный эффект Штарка) [4], а также присутствие диполь-дипольных взаимодействий [5]. В этих условиях порог наблюдения внутренней бистабильности в слое должен снизиться почти на порядок ($k_0 > 1$).

Полуклассический подход был использован для обоснования возможности получения безрезонансной оптической бистабильности в линейных цепях молекулярных агрегатов [4]. Взаимодействие молекул, входящих в подобные упорядоченные агрегаты, традиционно объясняется на основании концепции экситонов, так что двухуровневый переход трактуется как переход между основным и одноэкситонным состояниями. Это позволяет предсказывать бистабильность пропускания тонкой пленки, состоящей из цепей таких молекулярных агрегатов [5], которые могут, в частности, формироваться в результате фотоиндуцированных процессов изомеризации молекул, происходящих в органических красителях. Одним из типов таких веществ являются азокрасители [8], молекулы которых под действием света способны изменять свою конфигурацию, в результате чего происходит значительное изменение их комплексной поляризуемости, определяющей диэлектрическую проницаемость вещества.

В настоящей работе показано, что пропускание тонкого слоя азокрасителя должно обладать свойством внутренней бистабильности. Нелинейная реакция на излучение органических молекулярных агрегатов в азокрасителях может быть представлена как резонансная, поскольку измерения их, свидетельствуя о сильной нелинейности, связанной с изменением поляризуемости, указывают одновременно на связанные между собой изменения поглощения (просветление слоя) и показателя преломления [9]. Вещество азокрасителя метиловый красный в этой работе введено в полимерную матрицу на основе поликарбоната, образуя приповерхностный слой с повышенным по отношению к полимеру показателем преломления. Плотность активных центров в таких системах может быть доведена до значений примерно $1.5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Одновременно молекулярные агрегаты должны обладать большими дипольными моментами, связанными с резонансными переходами [5]: их величина составляет несколько десятков Дебай. В подобных слоях при их относительно малой толщине (примерно субмикронной), кроме внутренней бистабильности и резонансного отражения ожидается при воздействии коротких оптических импульсов возникновение таких явлений, как самоиндуцированная прозрачность, нутационные осцилляции интенсивности, эффекты локального поля.

Полагаем, что на приповерхностный слой азокрасителя в полимере, нормально падает плоская световая волна частоты ω с амплитудой E_0 , относительно медленно меняющейся на промежутках времени, сравнимых с периодом светового колебания. Взаимодействие поля лазерного излучения с веществом границы, в рамках приближения сверхтонкого слоя описывается аналогично [6] модифицированной системой уравнений Максвелла – Блоха для квазистационарных нормированных комплексных амплитуд поля проходящей и отраженной волн (E и E_r) материальных переменных поляризованности и разности заселенности, вычисляемых в рамках формализма квантовомеханической матрицы плотности.

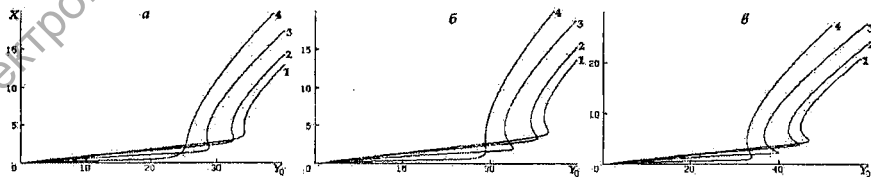
Интенсивности приложенного (Y) и прошедшего (X) полей удобно нормировать по мощности поля, насыщающего резонансное поглощение в пленке.

Возможность бистабильности в такой модели, как правило, исследуется в стационарной задаче, когда интенсивность зондирующего слой красителя излучения $Y(t)$ изменяется крайне медленно по сравнению с временами релаксации двухуровневой системы, так что $Y_i(t) = Y_0$. Это означает, что при данном значении интенсивности в среде устанавливается равновесие, характеризуемое определенными значениями материальных переменных. При изменении интенсивности Y_0 среда переходит к новому равновесному состоянию. При циклическом изменении интенсивности излучения этот стационарный отклик демонстрирует гистерезис. В рамках использованных представлений связь интенсивностей прошедшего в слой поля X и действующего в пленке (с учетом локальной добавки) поля X' с интенсивностью приложенного поля Y_0 связаны такими соотношениями:

$$\frac{4\eta Y_0}{(1+\eta)^2} = X' \left[1 - \gamma\kappa(\Delta - \beta X') + \frac{\kappa}{1+\eta} \right]^2 + \kappa^2 X' \left(\frac{\Delta - \beta X'}{1+\eta} + \gamma \right)^2,$$

$$X = X' \left[1 - \gamma\kappa(\Delta - \beta X') \right]^2 + (\kappa\gamma) X', \quad \kappa = \frac{\kappa_0}{1 + \Delta^2 + X'}, \quad \kappa_0 = \frac{\mu^2 \omega_0 N l}{\varepsilon_0 c \hbar} T_2.$$

Здесь β – параметр резонансной нелинейности рефракции, $\gamma = c/3\alpha(1+\eta)l$ – лоренцовский коэффициент при учете ближних полей атомарных диполей, $\Delta = (\omega - \omega_0)T_2$ – нормированная по параметру ширины линии ($1/T_2$) отстройка частоты приложенного поля от частоты резонанса поглощения ω_0 , μ – дипольный момент перехода, N – объемная плотность активных центров, η – показатель преломления матрицы, l – толщина слоя. Полученные соотношения допускают параметрический расчет нелинейной характеристики пропускания (рисунок). Для поглощения и параметров нелинейности приповерхностного слоя азокрасителя, возбуждаемого излучением гелий-неонового лазера, которые оценивались на основе данных [9], рассчитанные зависимости пропускания демонстрируют бистабильное свойство.



Зависимость интенсивности прошедшего слой поля от интенсивности приложенного поля (в относительных единицах): $\kappa_0 = 1.0(a)$, $1.1(б)$, $1.25(в)$, $\Delta = 0.33$ (кривая 1), $0.5(2)$, $1.0(3)$, $2.0(4)$; $\beta = 0.1$, $\gamma = 0.15$, $\eta = 1.52$

Свойство бистабильности носит пороговый характер по отношению к насыщенности величине резонансного поглощения и критично к значениям отстройки частоты приложенного поля ω от центра кривой поглощения.

Литература

1. Гиббс Х. Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света. – М.: Мир, 1988. – 520 с.
2. Crenshaw M.E., Scalora M., Bowden C.M. // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 68. № 7. P. 911-914.
3. Afanas'ev A.A. et al. // J. Opt. Soc. Amer. 1998. V. 15. № 3. P. 1160-1167.
4. Malyshev V., Moreno P. // Phys. Rev. A. 1996. V. 53, № 1. P. 416-423.
5. Malyshev V.A., Glaeske H., Feller K.-H. // J. Chem. Phys. 2000. V. 113. № 3. P. 1170-1176.
6. Юревич В.А. // ЖПС. 1999. Т.66. №5. С. 661-665.
7. Afanas'ev A.A. et al. // Phys. Rev. A. 1999. V. 60. № 2. P. 1523-1529.
8. Sekkat Z. et al. // J. Chem. Phys. 1997. V. 101. №24. P. 4733-4739.
9. Томов А.В. // В сб.: Проблемы прикладной оптики. Могилев, 2000. С. 225-232.