

ЭКСПЕРИМЕНТ ПО ОПТИЧЕСКОЙ БИСТАБИЛЬНОСТИ В НЕЛИНЕЙНОЙ СИСТЕМЕ С РАСПРЕДЕЛЕННОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

Р.Б.Алавердян, С.М.Аракелян, Ю.С.Чилингарян

Впервые экспериментально получена гистерезисная зависимость для нелинейного отражения (пропускания) при облучении слоя холестерического жидкого кристалла маломощным (мВт) лазерным излучением. Зарегистрирован осцилляционный по времени переход в стационарное состояние.

1. В последнее время безрезонаторные схемы с оптической бистабильностью (ОБ) привлекают к себе наибольшее внимание (см., например, ¹). Было предложено использовать для этой системы с распределенной обратной связью, возникающие либо при динамической самодифракции световых волн, либо в пространственно неоднородных по структуре средах (см. ² и приведенную там литературу). Интерес к таким задачам кроме чисто физического аспекта связан и с проблемой создания имеющих чрезвычайно важное практическое значение оптических логических элементов ³.

В настоящей работе впервые реализован экспериментально режим нелинейного отражения (прохождения) света, приводящий к ОБ, в смеси холестерических жидких кристаллов (ХЖК), которые обладают областью селективного (брэгговского) отражения ⁴. При этом необходимы малые световые интенсивности ~ 10 Вт/см², и они определяются тепловым механизмом нелинейности в отличие от ориентационной нелинейности ХЖК, рассмотренной в ⁵ и требующей намного больших полей (\gtrsim МВт/см²).

2. В работе использовалась планарно ориентированная смесь ХЖК холестерил пеларгонат + холестерил олеат и нематического жидкого кристалла 5СБ в весовом соотношении 75 : 15 : 10, соответственно, толщиной $d = 10$ мкм. В качестве накачки служило сфокусированное, циркулярно поляризованное излучение He – Ne-лазера ($\lambda = 0,633$ мкм); максимальная интенсивность $- I_{\text{пад}} = 60$ Вт/см², диаметр пучка – 85 мкм.

Для создания необходимой величины нелинейности, возникающей из-за поглощения лазерного излучения и приводящей к изменению брэгговских условий, в ячейку добавлялся краситель (метиловый синий). Коэффициент поглощения смеси $\beta \cong 990$ см⁻¹.

Характерная зависимость прошедшей (отраженной) интенсивности от температуры образца показана на рис. 1. Стабилизация температуры – не хуже 0,1° С.

Зависимости от $I_{\text{пад}}$ для T^+ и R^+ при последовательном увеличении и уменьшении $I_{\text{пад}}$ показаны на рис. 2. Виден четко проявляющийся гистерезис, определяющий ОБ в системе. Он соответствует начальной настройке на максимум отражения (точка А на рис. 1).

Если начальная настройка соответствовала некоторой точке В левее точки А на рис. 1, то наблюдались временные осцилляции (рис. 3), амплитуда которых уменьшалась в течение нескольких десятков минут. Заметна асимметрия возрастающей и спадающей частей кривых – характерное время включения намного меньше.

В зависимости от начальной настройки возникали и другие режимы, в частности – последовательные осцилляции с существенно разными амплитудами и характерными временами.

3. Количественный анализ задачи предполагает совместное решение уравнений для R^+ (или T^+), для зависимости шага спирали p рабочей смеси от T и для теплопроводности смеси при лазерном нагреве.

Уравнение для R^+ можно написать в виде ^{4 1)}

$$R^+ = [1 + (c^2 / 4\omega^2 \bar{\epsilon} \epsilon_a^2) p^2 / \sin^2 k^- d]^{-1}, \quad (1)$$

¹⁾ При малой анизотропии среды $\epsilon_a \ll 1$ и в пренебрежении отражением на границах.

где $k^- = (\omega \bar{\epsilon}^{-1/2} / c) [1 + \mathcal{K}^2 \pm (4\mathcal{K}^2 + \epsilon_a^2)^{1/2}]^{1/2}$, $\mathcal{K} = cp/4\omega \bar{\epsilon}^{-1/2}$, ω – световая частота, c – скорость света, $\bar{\epsilon}$ – среднее значение диэлектрической проницаемости среды. (В области селективного отражения, когда величина k^- – мнимая, в (1) необходима замена $\sin k^- d \rightarrow \text{sh } |k^-| d$).

Температурная зависимость для p в нашем случае имеет вид ⁴

$$p = \gamma [1 + \mu (T - T_K)^{-1}]^2, \quad (2)$$

где γ , μ – некоторые константы, T_K – температура фазового перехода в изотропную жидкость.

Выражения (1), (2) определяют зависимость R^+ от T , и она получена нами в эксперименте (рис. 1).

Уравнение теплопроводности запишем в виде ^{6,2)}

$$\frac{\partial}{\partial T} \delta T = D_T \frac{\partial^2 \delta T}{\partial z^2} + \frac{\beta P_0}{\rho C_p} \frac{2}{\pi r_0^2} \exp(-2r^2/r_0^2) e^{-\alpha z} H(t), \quad (3)$$

где δT – изменение температуры из-за лазерного нагрева; D_T – коэффициент тепловой диффузии; β – коэффициент поглощения; ρ – плотность; C_p – удельная теплоемкость при постоянном давлении; $\alpha = \alpha(I_{\text{вн}})$ – общий коэффициент потерь, учитывающий и селективное отражение и поэтому зависящий от интенсивности внутри среды – $I_{\text{вн}}$; P_0 – полная световая мощность для гауссова пучка; $H(t)$ – ступенчатая функция, определяющая момент включения накачки.

Интегрируя (3) по z для стационарного случая, имеем:

$$\delta T = (1/D_T) (\beta / \alpha^2 \rho C_p) I_{\text{пад}} e^{-\alpha z}, \quad (4)$$

где $I_{\text{пад}} = P_0 (2/\pi r_0^2) \exp(-2r^2/r_0^2)$. Для простоты можно считать, что в условиях брэгговского отражения $\alpha_{\text{бр}}^{-1} \sim p \approx \lambda / \bar{\epsilon}^{1/2}$; вдали от этой области – $\alpha \approx \beta$.

Вызванное лазерным нагревом δT приводит к изменению p : $\delta p = (\partial p / \partial T) \delta T$. Тогда воз-

никает $\delta R^+ = \left(\frac{\partial R^+}{\partial p} \right) \delta p$. Таким образом, система (1) – (4) позволяет провести полный анализ

задачи ³⁾. Однако, мы ограничимся здесь лишь качественной картиной.

Физической причиной ОБ в нашем случае является различие в $I_{\text{вн}}$ для режимов с высокими пропусканием и отражением ⁵. Для условий рис. 2 при увеличении $I_{\text{пад}}$ переход в режим с пропусканием происходит при таком значении $I_{\text{пад}} = I_{01}$, при котором $I_{\text{вн}}$ (составляющая лишь малую долю от $I_{\text{пад}} - I_{\text{вн}} = I_{\text{пад}} e^{-\alpha_{\text{бр}} z}$, $\alpha_{\text{бр}} z \gg 1$) достаточна для изменения p . Если же начать теперь уменьшать $I_{\text{пад}}$, но поскольку практически уже весь свет проходит через среду ($I_{\text{вн}} \approx I_{\text{пад}} e^{-\beta z}$), то переход обратно к режиму с отражением происходит при значениях $I_{\text{пад}} = I_{02} < I_{01}$. Ширина гистерезисной кривой определяется различием значений I_{01} и I_{02} , а величина "скачка" между двумя состояниями (I_2/I_1) – видом резонансной кривой рис. 1 и зависимостью $\delta T(I_{\text{пад}})$. Для рис. 2 $I_{01} - I_{02} \approx 5 \text{ Вт/см}^2$, а I_2/I_1 порядка 2,5 для T^+ и 3,5 для R^+ .

Оценим значение δT , исходя из (4), и сравним его с полученным в эксперименте. В условиях рис. 2, $\beta I_{\text{пад}} \approx 40 \text{ Вт/см}^2$, $\beta \approx 10^3 \text{ см}^{-1}$, $\alpha \sim \bar{\epsilon}^{-1/2} / \lambda \approx 2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$, $e^{-\alpha z} \sim 1$ и принимая обычные для ХЖК значения $D_T \sim 10^{-4} \text{ см}^2/\text{с}$, $\rho C_p \approx 1 \text{ Дж/см}^3 \cdot \text{град}$ ⁵, получаем $\delta T \sim$

²⁾ Рассматривается одномерная (вдоль z) задача (радиус лазерного пучка $r_0 \gg 2d$).

³⁾ Для переходного режима приходится, по существу, решать задачу о селективном прохождении света через ХЖК, в котором шаг спирали монотонно меняется вдоль направления светового луча.

$\sim 1^\circ \text{C}$. Оно совпадает по порядку величины с δT , которое может быть оценено по рис. 1, и рис. 2, б.

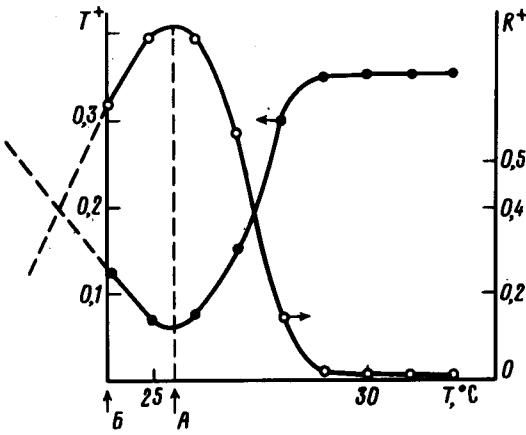


Рис. 1

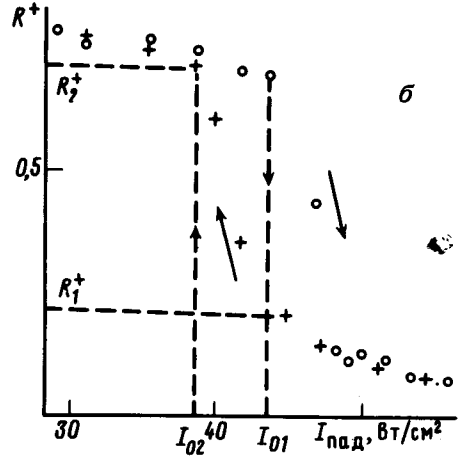
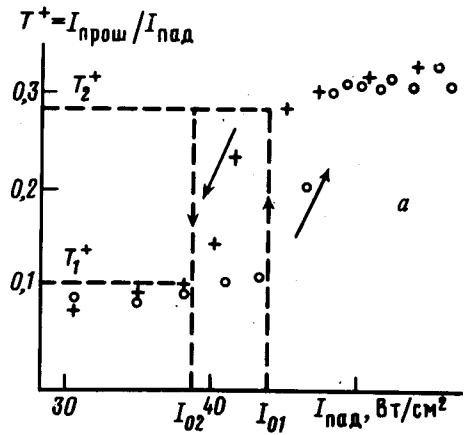


Рис. 2

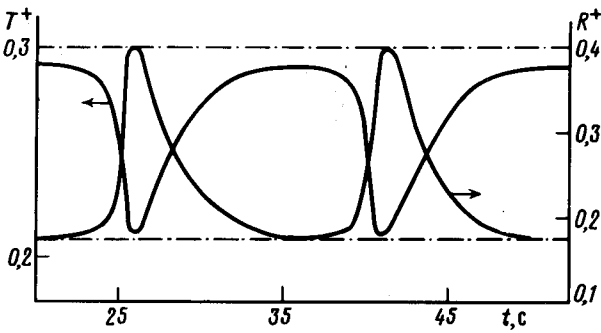


Рис. 3

Рис. 1. Пропускание $T^+ = I_{\text{прош}}/I_{\text{пад}}$ и отражение $R^+ = I_{\text{отр}}/I_{\text{пад}}$ для используемой в работе смеси как функция от температуры $T^\circ \text{C}$. (Левая часть кривых должна была соответствовать охлаждению образца ниже комнатной температуры и не прописывалась в данном случае). Из-за поглощения $R^+ + T^+ < 1$; рассеянием пренебрегается

Рис. 2. Гистерезис на зависимости T^+ (а) и R^+ (б) от $I_{\text{пад}}$ при ее последовательном увеличении и уменьшении (отмечено стрелками). Измерения велись по стационарным точкам, когда устанавливался равновесный температурный режим для каждого значения $I_{\text{пад}}$

Рис. 3. Типичные временные осцилляции для T^+ и R^+ , происходящие в начальный момент при "мгновенном" увеличении световой интенсивности

Подобные рассуждения для начальной точки типа Б на рис. 1 приводят к временным осцилляциям — нагрев среды усиливает отражение, излучение не проникает в образец, и происходит

охлаждение, т.е. возвращение к режиму большего пропуска, а значит снова к нагреву. Такие циклы будут происходить до установления равновесной температуры внутри образца⁴⁾. Асимметрия возрастающей и спадающей частей осцилляций определяется различием температурных градиентов при остывании и нагревании, а также разным значением производных для кривой рис. 1 вблизи точек А и В. В нашем случае эти характерные времена, за которые изменяется p , порядка 1 и 5 с, соответственно, и они определяют процесс установления на протяжении многих периодов спирали.

Ясно, что если при нагреве система проходит через точку А, то возможна, в частности, последовательность различных по длительности осцилляций.

Зависимость от $I_{\text{вн}}$ входит в (1) через p , но (1) по виду сходно с уравнением для R^+ в такой классической системе с ОБ, какой является нелинейный резонатор Фабри – Перо¹⁾. Поэтому эти задачи фактически аналогичны (анализ для них удобно проводить графически⁵⁾).

4. Наблюдение ОБ в нашем случае возможно и для световых мощностей на один – два порядка меньших, если увеличить β ⁶⁾. Другой путь уменьшения $I_{\text{пад}}$ – использование ХЖК с экстремально узкой температурной областью селективного отражения⁴⁾. Если создать дополнительную обратную связь с помощью отражающего зеркала (и поляризатора) – ср. с²⁾, то требуются еще меньшие $I_{\text{пад}}$ и гистерезисная петля уширяется. Возможно использование и наружного нагревателя, находящегося в контакте с ХЖК⁷⁾; однако такая система трудно контролируема. Наибольший интерес вызывает помещение ХЖК в лазерный резонатор¹⁾.

Один из авторов (С.А.) выражает благодарность И.Р.Шену за стимулирующие дискуссии и обсуждение.

Литература

1. Аракелян С.М., Чилингарян Ю.С. Нелинейная оптика жидких кристаллов. М.: Наука, 1984, 360.
2. Kaplan A.E., Law C.T. IEEE Journ. of Quant Electron., 1985, No 9 (Special issue on Optical Bistability).
3. Conference on Laser and Electrooptics (CLEO'85), Baltimore (USA), May 1985, Abstracts.
4. Беляков В.А., Сонин А.С. Оптика холестерических жидких кристаллов. М.: Наука, 1982, 360.
5. Winful H.G. Phys. Rev. Lett., 1982, 49, 1179.
6. Koren G. Phys. Rev. A, 1976, 13, 1177.
7. Зельдович Б.Я., Табирян Н.В. Квантовая электроника, 1984, 11, 2419.
8. Голо В.Л., Кац Е.И. ЖЭТФ, 1984, 87, 1700.

Ереванский
государственный университет

Поступила в редакцию
18 сентября 1985 г.

4) При наличии также и другого (например, ориентационного) механизма нелинейности, имеющего иные знак и время релаксации, возможно возникновение незатухающих во времени осцилляций¹⁾ – ср. также с⁸⁾.

5) Зависимость $R^+(I_{\text{вн}})$ в (1) имеет более сложный вид, и связь $I_{\text{отр}}$ с $I_{\text{вн}}$ становится зависящей от интенсивности.

6) Для тонких слоев ХЖК увеличение β не очень существенно для $I_{\text{прош}}$. Усилить нагрев можно и при линейной поляризации падающего света.