

## НЕЛИНЕЙНОЕ ПРОСВЕТЛЕНИЕ ПЛЕНКИ НЕПОГЛОЩАЮЩЕГО ХИРАЛЬНОГО НЕМАТИКА В УСЛОВИЯХ СЕЛЕКТИВНОГО ОТРАЖЕНИЯ

*С.Г.Лукишова<sup>1)</sup>, С.В.Беляев\*, К.С.Лебедев, Е.А.Магулария,  
А.В.Шмид<sup>□2)</sup>, Н.В.Малимоненко\**

*Институт радиотехники и электроники РАН  
103907 Москва, Россия*

*\*Государственный Научный центр РФ "НИОПИК"  
103787, Москва, Россия*

*□ Laboratory for Laser Energetics, University of Rochester,  
Rochester, New York, 14623-1299, USA*

Поступила в редакцию 2 февраля 1996 г.

Экспериментально обнаружено сильное уменьшение коэффициента отражения пленки непоглощающего хирального нематика (холестерика) в области селективного отражения под действием мощного светового пучка циркулярной поляризации. Независимость эффекта от плотности средней мощности (и зависимость только от плотности пиковой мощности) позволило связать его с увеличением шага холестерической спирали вплоть до ее раскручивания в сильном поле световой волны, до этого наблюдавшемся лишь в статических и низкочастотных электрических и магнитных полях. Это первые эксперименты, в которых, благодаря специально выбранному режиму облучения, изменения шага спирали, вызванные полем световой волны, могли накапливаться во времени, так что для объяснения нелинейного просветления зеркала из хирального нематика может быть привлечен нетепловой механизм.

PACS 42.70.Df, 42.65.Vh

Нетепловое увеличение шага спирали холестерических жидких кристаллов (ХЖК) со скачкообразным изменением коэффициента отражения ХЖК под действием поля световой волны с циркулярной поляризацией в условиях селективного (брегговского) отражения было рассчитано в работе [1]. Однако в эксперименте для светового излучения этот эффект не был обнаружен, несмотря на то, что в статических и низкочастотных полях раскручивание холестерической спирали электрическим и магнитным полем наблюдалось в [2]. Проблема состоит в том, что для раскручивания спирали необходимы электрические поля с напряженностью больше  $10^4$  В/см (для шага спирали  $\sim 0.6$  мкм), действующие в течение характерного времени раскручивания ( $\sim$ нескольких мс). Так авторы [3] для достижения пороговых величин поля использовали мощные, но короткие лазерные импульсы (15 нс), поэтому они не смогли обнаружить эффект действия сильного поля световой волны, предсказанный в [1], даже при интенсивностях лазерного излучения в 8 раз больших, чем в расчетах [1]. Отметим, что практически все экспериментальные работы по изучению нелинейного изменения оптических характеристик ХЖК зеркал проводились для ХЖК с поглощающими добавками, в которых сдвиг кривой

<sup>1)</sup>e-mail: sluk@web.cplire.ru

<sup>2)</sup>A.W. Schmid

селективного отражения осуществлялся за счет фотопоглощения и последующего нагрева, например, [4–7]. Только в серии статей [8–10], в которых авторы обнаружили изменение кривизны непоглощающих зеркал из ХЖК под действием излучения непрерывного лазера, утверждается, что наблюдаемый ими эффект имеет не тепловую природу, а есть результат увеличения шага спирали ХЖК в поле световой волны. Следует отметить, что в работах [8–10] не было обнаружено предсказанного в [1] уменьшения коэффициента селективного отражения ХЖК.

В данной работе наблюдался устойчивый эффект просветления трех непоглощающих ХЖК зеркал из-за нарушения условий селективного отражения при облучении лазерными импульсами с высокой частотой повторения, так что за время возможного раскручивания холестерической спирали несколько лазерных импульсов могло бы взаимодействовать с ХЖК.

В экспериментах использовались ХЖК зеркала, изготовленные из фотохимически стабильной смеси нематика E7 и хиральной добавки CB15 (EM Chemicals) [8–10] с максимумом селективного отражения вблизи длины волны  $\lambda = 1.064$  мкм излучения лазера, используемого в наших экспериментах. Смесь была очищена от примесей в условиях "чистой комнаты" и не имела поглощения ни на основной частоте лазера, ни на второй гармонике. Планарная ориентация ХЖК осуществлялась разными способами. Для всех зеркал сторона стеклянной кюветы с закрепленным директором покрывалась полиимидом и затем натиралась. Сторона кюветы со слабо закрепленным директором не натиралась, но была покрыта: 1) в зеркале N 1 – полиимидом; 2) в зеркале N 2 – поливинилциннаматом с последующей фотоориентацией; 3) в зеркале N 3 – поливинилциннаматом с последующей фотоориентацией, после которой стекла кюветы специально сдвигались. Толщина слоя ХЖК в герметизированных кюветках составляла 12.8; 13.8 и 6.5 мкм, соответственно.

На рис.1 представлены результаты спектрофотометрических измерений зависимости коэффициента пропускания каждого из трех зеркал от длины волны  $\lambda$  для почти полностью циркулярно поляризованного излучения.

Исследования нелинейного просветления ХЖК зеркал производились в двух вариантах: в свободном пространстве при фокусировке лазерного излучения на ХЖК пленку (схема эксперимента приведена на рис.2) и в резонаторе лазера. Nd:YAG-лазер марки ЛТИ-701 мог работать в двух режимах: 1) непрерывном; 2) в режиме 500 нс импульсов с высокой частотой повторения (4.5 кГц) при включении акустооптического затвора. В каждом из режимов средняя выходная мощность излучения, доходящая до ХЖК пленки, составляла 0.3 – 1 Вт.

Поперечное сечение светового пучка при фокусировке линзой регистрировалось СІD видеокамерой с контроллером. При этом компьютерной обработкой видеоизображения светового пятна были определены диаметры перетяжки на уровне  $1/e^2 \sim 50 - 220$  мкм, так что для 500 нс импульсов плотность пиковой мощности на ХЖК пленке составляла  $\sim 10^6 - 10^7$  Вт/см<sup>2</sup>.

При исследовании ХЖК зеркала как выходного в резонаторе того же лазера пластинка  $\lambda/4$  помещалась между активным элементом и ХЖК зеркалом. При этом контролировалось изменение выходной мощности лазерного излучения во время воздействия на ХЖК зеркало светового излучения внутри резонатора.

Мы наблюдали увеличение пропускания ХЖК зеркал в свободном пространстве вне резонатора при фокусировке в слой ХЖК мощного лазерного

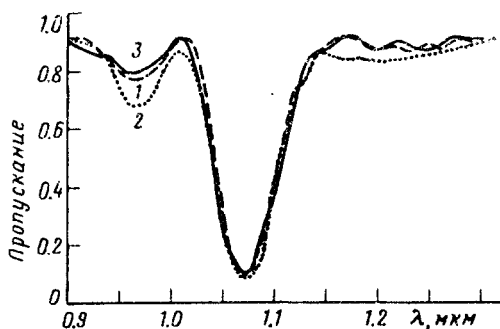


Рис.1. Спектральное пропускание ХЖК зеркал (зеркало N 1 – штриховая кривая, зеркало N 2 – пунктир, зеркало N 3 – сплошная кривая)

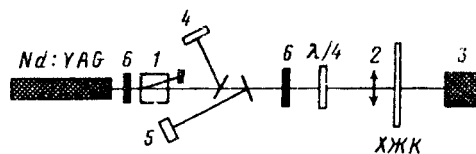


Рис.2. Схема эксперимента: 1 – кварцевый поляризатор, 2 – линза, 3 – измеритель мощности, 4 – фотодиод, 5 – лавинный фотодиод и фотоумножитель, 6 – стеклянные светофильтры

пучка с длительностью импульсов 500 нс и частотой повторения 4.5 кГц. При этом пропускание зеркал увеличивалось от 5% до 30–80%. Просветление появлялось после 1–10 мин облучения (рис.3) в зависимости от плотности пиковой мощности падающего излучения, отличающейся для каждого из зеркал. Интересно, что эффект не зависел от величины плотности средней мощности. В непрерывном режиме генерации, так же как и в [8–10], мы не наблюдали никакого просветления даже при вдвое большей плотности средней мощности, чем в режиме с высокой частотой повторения импульсов. Кроме того, даже в режиме с высокой частотой повторения лазерных импульсов мы наблюдали эффект просветления только в том случае, когда отражение происходило от стороны ХЖК зеркала с закрепленным директором на поверхности. В случае отражения от стороны кюветы с ХЖК со слабо закрепленным директором (поворот кюветы на  $180^\circ$ ) мы не наблюдали никакого просветления. Температурный сдвиг кривой селективного отражения данной ХЖК смеси по нашим измерениям составляет  $\sim +1 \text{ нм}/^\circ\text{C}$ , т.е. для получения пропускания ХЖК зеркал  $\sim 70\%$  на  $\lambda = 1.064 \text{ мкм}$  необходимо нагреть изготовленные ХЖК зеркала до температуры более  $50^\circ\text{C}$ . Мы не обнаружили повышения температуры кюветы с ХЖК.

В случае небольшого просветления наблюдалось возвращение пропускания ХЖК зеркала в прежнее состояние после выключения лазера или при его переключении на непрерывный режим работы, что было легче проследить для ХЖК зеркал в лазерном резонаторе (рис.4). Непрерывная генерация была очень устойчивой. В случае же импульсной генерации с высокой частотой повторения световых импульсов происходил срыв генерации из-за уменьшения коэффициента отражения ХЖК зеркала, при этом переключение вновь на непрерывный режим восстанавливало генерацию (рис.4). Восстановление пропускания зеркала обусловлено релаксацией его структуры к равновесному состоянию первоначальной планарной текстуры.

Наблюдаемое просветление ХЖК зеркал можно объяснить в рамках модели увеличения шага холестерической спирали в электрическом поле световых импульсов с высокой плотностью мощности  $\sim (1-10) \cdot 10^6 \text{ Вт}/\text{см}^2$ . Действительно,

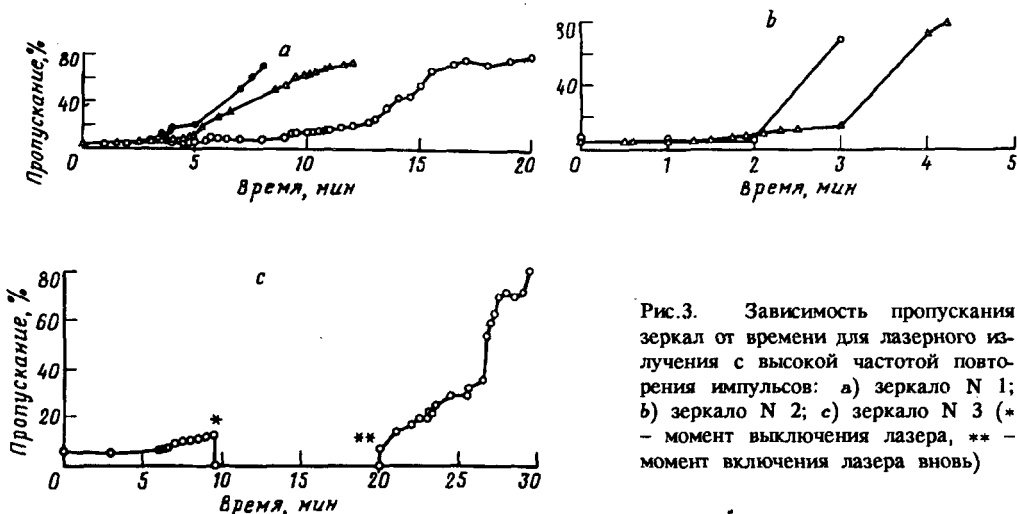


Рис.3. Зависимость пропускания зеркал от времени для лазерного излучения с высокой частотой повторения импульсов: а) зеркало N 1; б) зеркало N 2; в) зеркало N 3 (\* - момент выключения лазера, \*\* - момент включения лазера вновь)

по расчетам [1] величина критического поля для раскручивания холестерической спирали в поле световой волны для "толстого" слоя ХЖК толщиной  $L > 2\lambda/(\pi\Delta n)$  [1] определяется выражением

$$|E|_{cr}^2 = 4\pi(\omega/c)^2(\epsilon_a/\epsilon)K_{22}, \quad (1)$$

где  $\Delta n = n_e - n_o$ ;  $\epsilon \approx n_{av}^2$ , а диэлектрическая анизотропия на световых частотах

$$\epsilon_a = \epsilon_e - \epsilon_o = n_e^2 - n_o^2 \approx 2\Delta n n_{av}. \quad (2)$$

Используя соотношение (2), получим из (1)

$$|E|_{cr}^2 \approx (32\pi^3 K_{22}/\lambda^2)(\Delta n/n_{av}). \quad (3)$$

Для  $\lambda = 1.064$  мкм,  $\Delta n = 0.174$ ,  $n_{av} = 1.6$ ,  $K_{22} = 5 \cdot 10^{-7}$  дин получаем  $E_{cr} = 2.1 \cdot 10^4$  В/см, а  $2\lambda/(\pi\Delta n) = 3.9$  мкм, то есть меньше  $L$  для всех трех зеркал. В наших экспериментах напряженность электрического поля в центре пучка составляет  $\sim (2.2 - 7) \cdot 10^4$  В/см, то есть выше, чем  $E_{cr}$ .

Отметим, что раскручивание холестерической спирали полем мощной световой волны в области селективного отражения существенно отличается от раскручивания спирали в низкочастотном поле, так как в последнем случае

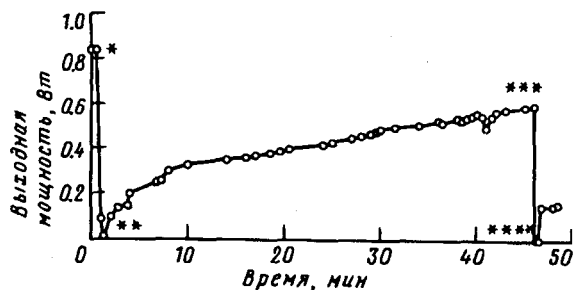


Рис.4. Зависимость мощности лазера с ХЖК зеркалом N 3 от времени при переключении режимов: \* - из непрерывного в импульсный, \*\* - из импульсного в непрерывный, \*\*\* - из непрерывного в импульсный, \*\*\*\* - из импульсного в непрерывный

$E_{cr}^2 \sim \epsilon_a^{-1}$  [2]. Электрический вектор световой волны с циркулярной поляризацией меняет направление по толщине слоя ХЖК в отличие от постоянно направленного поля в низкочастотном случае. При этом поле световой волны экспоненциально спадает на длине  $L_c \sim \epsilon_a^{-1}$  и "не видит" остальную толщину ХЖК [1]. Сравнивая наши результаты с экспериментальными исследованиями увеличения шага холестерической спирали в низкочастотном электрическом поле, направленном вдоль плоскости ХЖК слоя [11, 12], отметим, что величина напряженности электрического поля, достигнутая в наших экспериментах, существенно превышала напряженность поля раскручивания спирали в [11, 12] ( $\sim 10^4$  В/см). Отметим также, что в [12] увеличение шага холестерической спирали в слое ХЖК, на поверхностях которого директор закреплен, происходило немонотонным ступенчатым образом. По-видимому, именно этим обстоятельством и объясняется немонотонная (ступенчатая) зависимость коэффициента пропускания ХЖК зеркала от времени облучения и в наших экспериментах (рис.3а, с). Нечеткость ("замывание") ступенек обусловлено радиальным распределением интенсивности в световом пучке, а значит изменением напряженности электрического поля световой волны по сечению пучка. За время действия одного лазерного импульса (500 нс) происходит накопление энергии деформации в ХЖК слое, которая частично диссипирует за время "молчания" между импульсами (200 мкс), поскольку время релаксации деформированной спирали порядка 1000 мкс. Таким образом, раскручивание холестерической спирали в световом поле происходит лишь за достаточно долгое время (эффект накопления нелинейных изменений [13]).

Проведенные исследования выполнены при поддержке Международного научного фонда Сороса и Правительства Российской Федерации (грант MF2300). Американская сторона была поддержана Соглашением DE-FC03-92SF19460 между Министерством Энергетики США и Рочестерским университетом. Авторы благодарят А.С.Золотко за ссылки на близкие по тематике работы и Ч.М.Брискину – за ценные замечания при прочтении статьи.

- 
1. H.G.Winful, *Phys. Rev. Letts.* **49**, 1179 (1982).
  2. П. де Жен, *Физика жидких кристаллов*, М.: Мир, 1977 (P.G. de Gennes, *The physics of liquid crystals*, Oxford: Clarendon Press, 1974).
  3. H.Espinet, M.Lesiecki, M.Ramsburg, and D.Jenkins, *J. Appl. Phys.* **59**, 1386 (1986).
  4. Л.И.Загайнова, Г.В.Климушева, И.П.Крыжановский, Н.В.Кухтарев, *Письма в ЖЭТФ* **42**, 353 (1985).
  5. П.Алавердян, С.Аракелян, Ю.Чилингарян, *Письма в ЖЭТФ* **42**, 366 (1985).
  6. R.S.Becker, S.Chakravorti, and S.Das, *J. Chem. Phys.* **90**, 2802 (1989).
  7. R.Macdonald and H.Eichler, *Appl. Phys. B* **60**, 543 (1995).
  8. J.-Ch.Lee, S.Jacobs, T.Gunderman et al., *Opt. Letts* **15**, 959 (1990).
  9. J.-Ch.Lee, S.D.Jacobs, and A.W.Schmid, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **150 b**, 617 (1987).
  10. J.-Ch.Lee, A.W.Schmid, and S.D.Jacobs, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **166**, 253 (1989).
  11. С.В.Беляев, Л.М.Блинов, В.А.Кизель, *Письма в ЖЭТФ* **29**, 344 (1979).
  12. С.В.Беляев, Л.М.Блинов, *Письма в ЖЭТФ* **30**, 111 (1979).
  13. С.М.Аракелян, О.В.Гарибян, А.С.Караян, Ю.С.Чилингарян, *Письма в ЖТФ* **8**, 1051 (1982).