

Изменение интенсивности люминесценции при помещении раствора в ПМП отражает тот факт, что происходит перестройка ближайшего окружения молекул глицилтриптофана. При этом, видимо, образуется довольно устойчивая структура этого ближайшего окружения, не разрушающаяся при снятии воздействия ПМП, о чем свидетельствует слабое изменение интенсивности люминесценции во время релаксационных процессов в растворе.

Таким образом, при помещении раствора глицилтриптофана в ПМП наряду с изменениями, происходящими во всем объеме вещества, наблюдаются изменения ближайшего окружения молекул примеси, а при снятии ПМП происходят только изменения во всем объеме раствора.

Авторы статьи выражают благодарность Р. Э. Шихлинской за полезные рекомендации, высказанные при обсуждении данной работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Зацепина Г. Н. Физические свойства и структура воды. М., 1987.
- [2] Ricci M. A., Signoroli G., Mazzacurati V. // J. Phys. Condens. Matter. 1990. 2. Suppl. A—C. P. 183.
- [3] Эйзенберг Э., Кауфман В. Структура и свойства воды. Л., 1975.
- [4] Юхневич Г. В. // Журн. структ. химии. 1984. 24, № 2. С. 71.
- [5] Sherer J. R. // Advances in Infrared and Raman Spectroscopy. L., 1978. V. 5. P. 149.
- [6] Панчишин И. М. Лазерная спектроскопия гетерофазных водных сред: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. М. (МГУ), 1989.
- [7] Sherer J. R., Go M. K., Kint S. // J. Phys. Chem. 1974. 78, N 13. P. 1304.
- [8] Shivaglal M. C., Singh Surjit // J. Mol. Liq. 1990. 46, Spec. issue. P. 297.
- [9] Рыжиков Б. Д., Шихлинская Р. Э. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1991. 32, № 6. С. 57.
- [10] Бонч-Бруевич В. Л. Стохастические автоколебания в конденсированной среде. М., 1986.

Поступила в редакцию  
23.03.94

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА, АСТРОНОМИЯ. 1995, Т. 36, № 1

УДК 548.0:532.783

### ПОРОГОВЫЕ УСЛОВИЯ САМОФОКУСИРОВКИ ЭЛЛИПТИЧЕСКИ ПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТА В ИЗОТРОПНОЙ ФАЗЕ НЕМАТИЧЕСКОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА В БЛИЗИ ПЕРЕХОДА В МЕЗОФАЗУ

С. Н. Волков, В. А. Макаров, В. А. Спажакин

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Проанализировано влияние двух механизмов нелокальности нелинейно-оптического отклика среды на самофокусировку эллиптически поляризованного света. Пороговые условия рассчитаны с использованием метода моментов.

Изучению самофокусировки (СФ) линейно поляризованного лазерного излучения в изотропной фазе нематического жидкого кристалла (НЖК) был посвящен ряд работ, выполненных в 1970-х гг. [1—5]. Повышенный интерес к этим средам был вызван значительным возрастанием (на несколько порядков по сравнению с обычными жидкостями) нелинейной оптической восприимчивости, а также времени ее ре-

лаксации вблизи температуры фазового перехода (ФП) в мезофазу [2, 3]. Учет двух специфических для НЖК при  $T > T_c$  ( $T$  — температура среды,  $T_c$  — температура ФП) механизмов, обеспечивающих нелокальность нелинейного отклика среды на световое поле, позволил качественно объяснить [4, 5] ряд наблюдавшихся эффектов [1—3]. Среди последних можно отметить насыщение минимального радиуса сфокусированного пучка с ростом мощности лазерного излучения, редкую устойчивость пучка относительно расслоения на отдельные нити. Упомянутые два механизма нелокальности нелинейного отклика НЖК связаны с физикой межмолекулярных корреляций вблизи ФП и с нагревом среды. Возникающая благодаря им пространственная дисперсия (ПД) оптической нелинейности специфична для НЖК, молекулы которого нехиральны.

Проведенное позже исследование СФ эллиптически поляризованного лазерного излучения в нелинейных изотропных гиротропных средах [6, 7] показало, что эллиптичность падающего света существенно влияет на пороговые условия, режимы распространения и устойчивость светового пучка. В связи с этим представляется интересным изучение влияния двух специфических для НЖК при  $T > T_c$  механизмов ПД на СФ эллиптически поляризованного света.

Стационарное распространение эллиптически поляризованного светового пучка вдоль оси  $z$  в изотропной фазе НЖК описывается параболическими уравнениями для медленно меняющихся амплитуд  $\mathcal{E}_\pm = \mathcal{E}_x \pm i\mathcal{E}_y$  циркулярно поляризованных волн:

$$\left( \frac{\partial}{\partial z} + \frac{i}{2k} \Delta_\perp + \delta \right) \mathcal{E}_\pm = - \frac{2\pi ik}{3n^2} \Delta \chi (Q \mathcal{E}_\pm + q_\pm \mathcal{E}_\mp), \quad (1)$$

обобщающими уравнение, использовавшееся в [4, 5] для описания СФ линейно поляризованного света. Здесь  $\delta$  — коэффициент линейного поглощений;  $\Delta_\perp \equiv \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ ;  $k$  — волновое число;  $n$  — линейный показатель преломления среды;  $Q = Q_{xx} + Q_{yy}$ ,  $q_\pm = q_\pm^* = (Q_{xx} - Q_{yy}) - 2iQ_{xy}$ , где  $Q_{ij}$  — бесследовый симметричный вещественный тензор параметра порядка НЖК [8], определяемый через анизотропную часть индуцированной электромагнитным полем диэлектрической восприимчивости  $\chi_{ij}$ :  $\chi_{ij} = \bar{\chi} \delta_{ij} + \frac{2}{3} \Delta \chi Q_{ij}$ .

Уравнения для  $Q_{ij}$  находим в стационарном случае с помощью минимизации свободной энергии, плотность которой для изотропной фазы НЖК вблизи ФП при наличии электромагнитного поля можно записать, используя первые члены разложения в ряд по степеням инвариантов  $Q_{ij}$  и его пространственных производных [8]:

$$F = F_0 + \frac{1}{2} a \Delta T Q_{ij}^2 + \frac{1}{2} L_1 (\partial_i Q_{jn})^2 + \frac{1}{2} L_2 (\partial_i Q_{in}) (\partial_j Q_{jn}) - \frac{1}{6} \Delta \chi Q_{ij} \mathcal{E}_i^* \mathcal{E}_j. \quad (2)$$

Здесь  $\partial_i \equiv \partial/\partial x_i$ ,  $x_1 = x$ ,  $x_2 = y$ ,  $x_3 = z$ ,  $\Delta T = T - T^*$ , где  $T$  — температура среды, а  $T^*$  — фиктивная температура ФП второго рода, при которой НЖК с необходимостью совершает переход в упорядоченную фазу. В дальнейшем величину  $L_2$  будем считать малой, что соответствует одноконстантному приближению [9]. Минимизируя (2) при условиях  $T = \text{const}$ ,  $\text{Sp} Q = 0$ ,  $Q_{ij} = Q_{ji}$  и заменив  $\partial_k^2$  на  $\Delta_\perp$  в соответствии с используемым методом медленно меняющихся амплитуд, получим уравнения для  $Q$ ,  $q_\pm$ :

$$\begin{cases} (a \Delta T - L_1 \Delta_{\perp}) Q = \frac{1}{36} \Delta \chi (|\mathcal{E}_+|^2 + |\mathcal{E}_-|^2), \\ (a \Delta T - L_1 \Delta_{\perp}) q_{\pm} = \frac{1}{6} \Delta \chi \mathcal{E}_{\pm} \mathcal{E}_{\mp}^*. \end{cases} \quad (3)$$

Стационарное поперечное распределение температуры в среде в поле волны описывается уравнением

$$\Delta_{\perp} T = -\delta c n (|\mathcal{E}_+|^2 + |\mathcal{E}_-|^2) / (16 \pi \kappa), \quad (4)$$

где  $\kappa$  — коэффициент теплопроводности. Будем считать температуру среды фиксированной на расстоянии  $R$  от центра пучка:  $T(R) = T_0 = \text{const}$  (последнее означает, что цилиндрическая кювета с НЖК помещена в термостат).

Пусть на границу среды ( $z=0$ ) падает пучок с гауссовым профилем интенсивности и плоским волновым фронтом. Предположим также, что парциальные пучки с правой и левой круговыми поляризациями в процессе распространения остаются гауссовыми. Решение уравнений (1), (3), (4) ищем в виде

$$\mathcal{E}_{\pm} = \frac{A_{\pm}}{f_{\pm}} \exp \left( -\frac{r^2}{r_0^2 f_{\pm}^2} \mp i \varphi_{\pm}(z) - \frac{i k r^2}{2 f_{\pm}} \frac{d f_{\pm}}{d z} \right),$$

где  $f_{\pm}(z)$  — безразмерные ширины пучков. Граничные условия для  $f_{\pm}$  и  $\varphi_{\pm}$  имеют вид  $f_{\pm}(0) = 1$ ,  $\varphi_{\pm}(0) = 0$ ,  $\frac{d}{dz} f_{\pm}(0) = 0$ .

В настоящей работе рассмотрены по отдельности чисто тепловой ( $L_1=0$ ) и чисто ориентационный ( $\delta=0$ ) механизмы нелокальности нелинейного отклика среды. На основе метода моментов [10] из (1), (3), (4) были получены системы дифференциальных уравнений для  $f_{\pm}$  в каждом из этих случаев. Из этих систем, которые мы не приводим из-за громоздкости, были найдены пороговые условия СФ, определяемые соотношением  $\frac{d^2}{dz^2} f_e(z=0) = 0$ , где  $f_e$  — эффективная ширина пучка, вводимая аналогично [6] как размер, до которого должен был бы сфокусироваться (дефокусироваться) падающий на границу среды пучок при условии сохранения им гауссова профиля, чтобы интенсивность на оси пучка была такой же, какую дают парциальные пучки, вместе взятые, т. е.  $2f_e^{-2} = (1+M)f_+^{-2} + (1-M)f_-^{-2}$ .

Пороговые условия СФ удобно выразить в пространстве переменных  $\alpha$  и  $\eta$  (при учете только ориентационного механизма ПД) и  $\alpha$  и  $\beta$  (при рассмотрении теплового механизма), где  $\alpha = P/P_1$  — безразмерная мощность пучка, а  $\eta = a \Delta T_0 \sigma_0^2 / (8 L_1)$  и  $\beta = P_1/P_2$  — параметры ПД для соответствующего случая. Здесь  $P = c n r_0^2 (A_+^2 + A_-^2) / 32$  — полная мощность пучка,  $P_1 = 27 \pi c r^2 a \Delta T_0 / (8 \pi k \Delta \chi)^2$  — порог СФ линейно поляризованного пучка в приосевом приближении без учета ПД ( $\Delta T_0 = T_0 - T^*$ ),  $P_2 = 2 \pi k \Delta T_0 / \delta$ . Выражение для  $P_1$  здесь в два раза больше, чем в [4, 5], что частично отражает незавершенную дискуссию [11, 12] о величине численного коэффициента перед последним слагаемым в (2) (1/6 или 1/3). Изменение этого коэффициента на 1/3 (именно такое число встречалось ранее в работах, посвященных СФ в НЖК [4, 5]) уменьшит  $P_1$  в два раза, естественно, оставив вид всех приведенных ниже формул без изменения.

При учете только ориентационного механизма ПД ( $T \equiv T_0$ ) СФ происходит, если  $\alpha$  превышает пороговое значение

$$\alpha_0 = \left\{ \frac{1}{8} \eta (4 - 3M^2) [1 + 2\eta \exp(2\eta) \text{Ei}(-2\eta)] \right\}^{-1},$$

где  $M = (A_+^2 - A_-^2) / (A_+^2 + A_-^2)$  — степень эллиптичности падающего излучения ( $M=0$  соответствует линейной, а  $M=\pm 1$  — циркулярным поляризациям света),  $\text{Ei}(x)$  — интегральная показательная функция. При учете только теплового механизма ПД ( $L_1=0$ ) порог СФ  $\alpha_t$  задается формулой

$$\alpha_t^{-1} = \frac{1}{4} (4 - 3M^2) \int_0^X \left( 1 + \frac{\alpha_t \beta}{2} \int_x^X \frac{1 - e^{-x'}}{x'} dx' \right)^{-1} e^{-2x} (1-x) dx,$$

где  $X = 2R^2/r_0^2$ . (Далее в расчетах считалось  $X=9$ .)

На рис. 1 изображены зависимости  $\alpha_0(\eta)$  и  $\alpha_t(\beta)$ , соответствующие

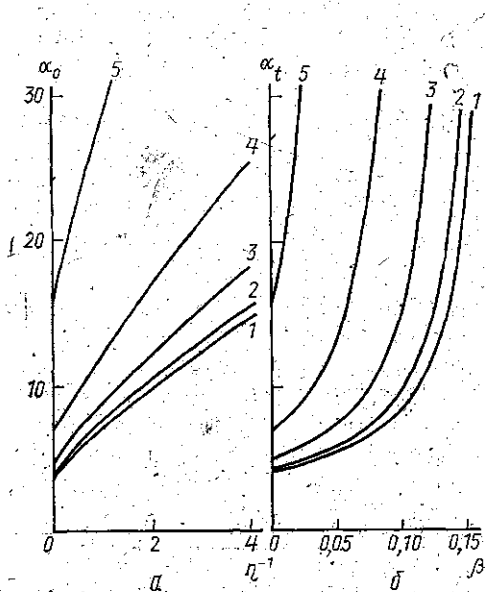


Рис. 1. Зависимости пороговой мощности самофокусировки от параметров пространственной дисперсии при ориентационном (а) и тепловом (б) механизмах пространственной дисперсии. Кривые 1—5 соответствуют  $M=0; 0,25; 0,5; 0,75$  и 1

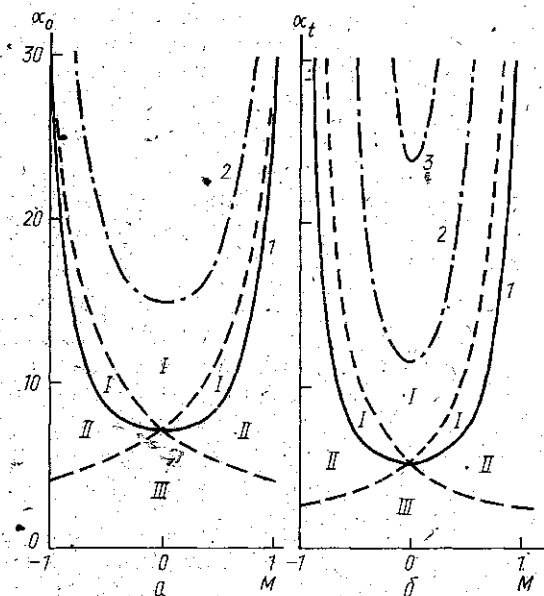


Рис. 2. Зависимости пороговой мощности самофокусировки от степени эллиптичности падающего излучения; а:  $\eta=1$  (1) и 0,25 (2); б:  $\beta=0,05$  (1); 0,12 (2) и 0,15 (3)

щие различным степеням эллиптичности падающего излучения. Для эллиптически поляризованного света (кривые 2—4) порог СФ лежит выше и растет быстрее с ростом параметра ПД, чем в случае линейно поляризованной волны ( $M=0$ , кривая 1). При  $M=0$  в отсутствие ПД ( $\beta=\eta^{-1}=0$ ) порог СФ в 4 раза больше, чем полученный в [4, 5]. Это отношение незначительно меняется с ростом ПД и отражает хорошо известный факт занижения в 4 раза порога СФ, вычисленного в приосевом приближении [13], по сравнению с найденным методом моментов [10]. Более того, оказывается, что наличие верхней ветви пороговой кривой в [4, 5] в случае теплового механизма ПД связано лишь со спецификой использованной в этих работах методики расчета [13]. Как видно из рис. 1, б, СФ пучка при фиксированном параметре ПД

возникает не в ограниченной области значений мощности падающего излучения (как было получено в [4, 5]), а при любом превышении порога  $\alpha_t$ , что согласуется с результатами численного решения параболического уравнения для медленно меняющейся амплитуды линейно поляризованной волны при учете теплового механизма ПД [5].

Кривые рис. 2 показывают зависимости  $\alpha_o(M)$  (а) и  $\alpha_t(M)$  (б). Штриховые кривые построены из условия  $f'_+(z=0)=0$  либо  $f'_-(z=0)=0$  при тех же значениях параметров ПД, что и кривая 1. Вместе с кривой 1 они делят пространство  $\alpha, M$  на обозначенные римскими цифрами области с различными режимами распространения лазерного пучка. Как показывает проделанное исследование уравнений для  $f_{\pm}$ , в области I эффективный радиус пучка уменьшается с ростом  $z$  до некоторого значения  $f_s < 1$ , около которого происходит осцилляция  $f_{\pm}(z)$ , при этом степень его эллиптичности не меняется. В области II подобные осцилляции происходят после дефокусировки пучка до  $f_s > 1$ , а в области III оба парциальных пучка монотонно дефокусируются. Кривые 1, 2, 3 рис. 2 показывают рост пороговых значений  $\alpha_o(M)$  и  $\alpha_t(M)$  при увеличении  $\eta^{-1}$  и  $\beta$  соответственно.

В заключение заметим, что значительный интерес представляет исследование СФ в изотропной фазе холестерического жидкого кристалла (ХЖК). В этом случае на режимы распространения лазерного излучения совместно влияют ПД кубической нелинейности, связанная с хиральностью молекул ХЖК, и специфические (проявляющиеся вблизи температуры ФП) механизмы нелокальности отклика среды на внешнее поле, подобные рассматриваемым в настоящей работе.

Авторы благодарны Н. И. Коротееву за полезные обсуждения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 93—02—15026).

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Narasimha Rao D. V. G. L., Yaugaman S. // Appl. Phys. Lett. 1973. 23, N 10. P. 539.
- [2] Wong G. K. L., Shen Y. R. // Phys. Rev. Lett. 1974. 32, N 10. P. 527.
- [3] Hanson E. G., Shen Y. R., Wong G. K. L. // Appl. Phys. 1977. 14, N 1. P. 65.
- [4] Ляхов Г. А., Макаров В. А. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1979. 20, № 2. С. 3.
- [5] Аракелян С. М., Варданян Г. А., Выслоух В. А. и др. // Изв. вузов, Радиофизика. 1979. 22, № 1. С. 55.
- [6] Голубков А. А., Макаров В. А. // Изв. вузов, Радиофизика. 1988. 31, № 9. С. 1042.
- [7] Голубков А. А., Макаров В. А., Черепецкая Е. Б. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1987. 28, № 5. С. 91.
- [8] De Gennes P. G. // Phys. Lett. 1969. 30A, N 8. P. 454.
- [9] Де Жен П. Ж. Физика жидких кристаллов. М., 1977.
- [10] Власов С. Н., Петрищев В. А., Талацов В. И. // Изв. вузов, Радиофизика. 1971. 14, № 9. С. 1353.
- [11] Аракелян С. М., Чилингарян Ю. С. Нелинейная оптика жидких кристаллов. М., 1984.
- [12] Зельдович Б. Я., Табириян Н. В. // ЖЭТФ. 1982. 82, № 4. С. 1126.
- [13] Ахманов С. А., Сухоруков А. П., Хохлов Р. В. // УФН. 1967. 93. № 1. С. 19.

Поступила в редакцию  
22.04.94