

$$\text{grad} \left( \dot{\varphi} + \frac{\delta H}{\delta \rho} \right) - \frac{\lambda}{\rho} \text{grad} \left( \dot{s} - \frac{\delta H}{\delta \lambda} \right) - \left( \dot{\lambda} + \frac{\delta H}{\delta s} \right) \frac{\text{grad } s}{\rho} + \\ + \left( \dot{\rho} - \frac{\delta H}{\delta \varphi} \right) \frac{\lambda}{\rho^2} \text{grad } s = 0.$$

Учитывая, что уравнения непрерывности и адиабатичности имеют вид

$$\dot{\rho} = \frac{\delta H}{\delta \varphi}, \quad \dot{s} = \frac{\delta H}{\delta \lambda}, \quad (11)$$

уравнение Эйлера расщепляется на два уравнения

$$\dot{\varphi} = - \frac{\delta H}{\delta \rho}, \quad \dot{\lambda} = - \frac{\delta H}{\delta s}. \quad (12)$$

Таким образом, уравнения (11), (12) представляют собой гамильтонову форму записи уравнений гидродинамики (1)—(5) в равномерно вращающейся системе отсчета, а пары переменных  $(\varphi, \rho)$  и  $(\lambda, s)$ , введенные соотношением (9), являются каноническими.

Авторы благодарны проф. В. А. Красильникову за постоянную поддержку и интерес к работе.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гончаров В. П., Красильников В. А., Павлов В. И. Вестн. Моск. ун-та. Физ., астрон., 1976, 17, № 5, 603.
2. Ламб Г. Гидродинамика. М.—Л., 1947.
3. Seliger R. L., Whitham G. B. Proc. Roy. Soc., 1968, A305, 1.
4. Гринспен Х. Теория вращающихся жидкостей. Л., 1975.

Поступила в редакцию  
05.03.79

УДК 548.0:532.783

В. А. ВЫСЛОУХ, В. А. МАКАРОВ

### ВЛИЯНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ДИСПЕРСИИ НЕЛИНЕЙНОСТИ НА НЕСТАЦИОНАРНУЮ САМОФОКУСИРОВКУ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ \*

1. Пространственная дисперсия (ПД) кубической нелинейности оказывает значительное влияние на характер самофокусировки (СФ) мощных световых пучков в изотропной фазе ( $T > T^*$ ,  $T^*$  — температура фазового перехода «изотропная жидкость — нематический жидкий кристалл») жидкокристаллических (ЖК) соединений [1—3]. Наиболее существенны тепловой (изменение времени релаксации параметра порядка при нагреве ЖК лазерным излучением [4]) и ориентационный (увеличение радиуса корреляции флуктуаций параметра порядка ЖК в предпереходной области) механизмы ПД. Качественно новые эффекты (все они в том или ином смысле связаны с повышением устойчивости СФ), обусловленные ПД нелинейности, заклю-

\* Предварительные результаты доложены на Всесоюзной конференции (см. [1]).

чаются в следующем: 1) повышается устойчивость СФ лазерного излучения относительно расслоения пучка на отдельные нити (эффект зафиксирован в эксперименте [5]) и 2) в стационарном случае для определенной области значений параметров излучения и среды реализуется режим квазиволноводного распространения, сопровождающийся наблюдавшейся в эксперименте [6] стабилизацией минимальной ширины сфокусированного пучка с ростом мощности падающего излучения.

Качественные черты СФ, проявляющиеся в стационарном режиме [3], сохраняются и в нестационарном; влияние ПД здесь, разумеется, слабее. Новое проявление ПД нелинейности в нестационарном режиме (стабилизация временной огибающей светового импульса, обострение его переднего фронта, уменьшение характерной длины СФ) представляет интерес для задач управления выходными параметрами лазерного излучения.

2. СФ света в изотропной фазе ЖК описывается параболическим уравнением нелинейной дифракции, релаксационным уравнением для параметра порядка  $Q$  и уравнением теплопроводности [2, 3]:

$$\left( \frac{\partial}{\partial z} + \frac{i}{2k} \Delta_{\perp} + \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} + \delta \right) E = - \frac{4\pi ik}{3n^2} \chi_a Q E; \quad (1)$$

$$\eta \frac{\partial Q}{\partial t} + a(T - T^*) Q = b \Delta_{\perp} Q + 2\chi_a |E|^2 / 9; \quad (2)$$

$$C \rho \frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \Delta_{\perp} T + \delta c n |E|^2 / 8\pi. \quad (3)$$

Здесь  $k$  — волновое число;  $v$  — групповая скорость;  $\delta$  — коэффициент поглощения,  $\Delta_{\perp} = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2$ ;  $n$  — линейный показатель преломления;  $\chi_a$  — анизотропия восприимчивости;  $\eta$  — коэффициент вязкости;  $a$  — константа, не зависящая от  $T$ ,  $b = a(T - T^*) L_K^2 / 4$ ;  $L_K$  — радиус корреляции флуктуаций  $Q$ ;  $\kappa$ ,  $C$ ,  $\rho$  соответственно теплопроводность, теплоемкость и плотность ЖК. Будем считать, что медленная амплитуда  $E$  электромагнитной волны на границе среды ( $z=0$ ) имеет следующий вид:

$$E(t, r, z=0) = E_0 \exp(-r^2/2r_0^2 - 2t^2/\tau_n^2), \quad r^2 = x^2 + y^2. \quad (4)$$

Разработанная в [3] программа численного решения (1)–(3) может с небольшими усложнениями быть использована и для нестационарного режима, реализующегося, если длительность падающего импульса  $\tau_n$  сравнима с временем релаксации параметра порядка  $\tau_p = \eta/a(T - T^*)$  и намного меньше времени установления температурного распределения  $\tau_T = C \rho r_0^2 / 4\kappa$ . Учет теплового ( $\delta \neq 0$ ,  $L_K = 0$ ) и ориентационного ( $\delta = 0$ ,  $L_K \neq 0$ ) механизмов ПД нелинейности будем проводить раздельно.

3. В первом случае динамика СФ определяется следующими параметрами:  $\alpha = P/P_1$  — отношение мощности падающего пучка  $P = cnE_0^2 r_0^2 / 8$  к пороговой мощности СФ без учета ПД:  $P_1 = 27\pi c n^3 a (T_0 - T^*) / 2 (8\pi k \chi_a)^2$  ( $T_0$  — температура термостата),  $\beta = P_1/P_2$  — параметр ПД при тепловом механизме ( $P_2 = 2\pi k (T_0 - T^*) / \delta$ ),  $\theta_p = \tau_p / \tau_n$ ,  $\gamma = 4\tau_T / \tau_p$ . Заметим, что эксперимент с ЖК обычно проходит при фиксированных значениях  $\tau_n$  и  $\tau_T$ , в то время как  $\tau_p$  может меняться более чем на два порядка при плавном изменении  $T_0$ . Чис-

ленное решение дает зависимости нормированной интенсивности лазерного излучения  $|E|^2$  на оси ( $\eta=0$ ) от безразмерного времени  $\theta = (t-z/v)/\tau_{н.}$ , соответствующие разным значениям параметров и безразмерной длины  $\xi = z/L_0$ .

Серия типичных кривых, полученная при разных  $\beta$ , изображена на рис. 1 ( $\alpha=12$ ,  $\theta_p=0,1$ ;  $\gamma=10^4$ ,  $\xi=1$ ); значение  $\beta=0$  (рис. 1, а)

соответствует СФ в среде с инерционной керровской нелинейностью. На временном профиле появляются характерные осцилляции [7], отсутствующие при малых  $\xi$  и  $\alpha$ ; с ростом  $\alpha$  их амплитуда и частота увеличивается. Уменьшение  $\theta_p$  приводит к росту искажений и расширению импульса. Влияние ПД проявляется в стабилизации формы временной огибающей лазерного импульса. На рис. 1 показано постепенное подавление осцилляций с ростом  $\beta$ ; при  $\beta=1$  импульс уже имеет гладкую форму. Подавление осцилляций начинается с конца импульса; «скорость сглаживания» нарастает с уменьшением  $\theta_p$ . Наличие ПД ( $\beta \neq 0$ ) приводит к появлению первых осцилляций при большей величине  $\alpha$  и  $\xi$ , чем в случае инерционной керровской нелинейности. Полученные результаты, являющиеся временным аналогом устойчивости СФ относительно расслоения пучка на отдельные нити [2], могут найти применение в технике формирования гладких световых импульсов большой интенсивности.

4. Если основной механизм ПД — ориентационный ( $\delta=0$ ,  $L_N \neq 0$ ), динамика СФ определяется параметрами  $\alpha$ ,  $\theta_p$  и  $p = (L_N/2r_0)^2$ . При малых значениях  $p \sim 10^{-2}$  изменение временной огибающей с ростом  $\xi$  происходит так же, как в среде с обычной керровской нелинейностью, для которой характерно обострение заднего фронта импульса. При достаточно больших  $p$  возникает ряд особенностей. Максимум интенсивности, начиная с некоторого  $\xi_p$ , смещается к началу импульса, т. е. обостряется его передний фронт. Серия характерных кривых изображена на рис. 2 ( $\alpha=40$ ,  $\theta_p=2$ ,  $p=0,2$ ). Осцилляции (см. п. 3) при таких значениях параметров не возникают.

При заданных  $\xi$  и  $\theta_p$  получить максимально возможное значение интенсивности в импульсе можно двумя способами: оптимизацией параметра ПД и повышением  $\alpha$ . На рис. 3, а приведена зависимость максимальной интенсивности в импульсе  $I$  ( $\alpha=28$ ,  $\xi$ ,  $\theta_p=2$ ,  $p$ ,  $r=0$ ) от  $p$  при разных значениях  $\xi$ . Величина  $p_{\text{опт}}$ , определяемая из уравнения  $\partial I(p)/\partial p=0$ , уменьшается с ростом  $\xi$ . Зависимость  $I(\xi)$  для разных  $\alpha$  представлена на рис. 3, б ( $\theta_p=2$ ,  $p=0,2$ ). Таким образом, при малых  $\xi$  увеличение  $p$  и  $\alpha$  приводит к существенному росту  $I$ .

Зависимость абсолютного максимума интенсивности  $I_M(\alpha, \theta_p, p)$  ( $I_M = I(\xi_M)$ ,  $\xi_M$  определяется из уравнения  $\partial I(\xi)/\partial \xi=0$ ) от  $p$  (показана на рис. 3 пунктиром). С ростом  $p$  значение  $I_M$  увеличивается, а точка достижения максимума  $\xi_M$  смещается в область меньших  $\xi$ , т. е. ПД нелинейности приводит к «нарастанию темпа» СФ. Отметим также, что  $I_M$  пропорциональна квадрату входной мощности  $\alpha$ . Сравнение вычисленных временных огибающих лазерного импульса с резуль-

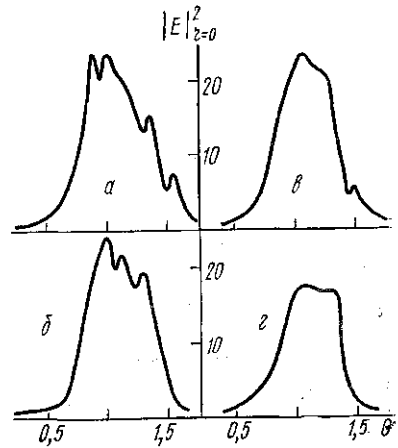


Рис. 1. Стабилизация временной огибающей лазерного импульса, соответствующая значениям  $\beta$ : а — 0, б — 0,2, в — 0,4 и г — 1

татами эксперимента [6], где исследовалось СФ и ЖК при  $0,1 < \theta_p < 10$ , показывает их качественное совпадение.

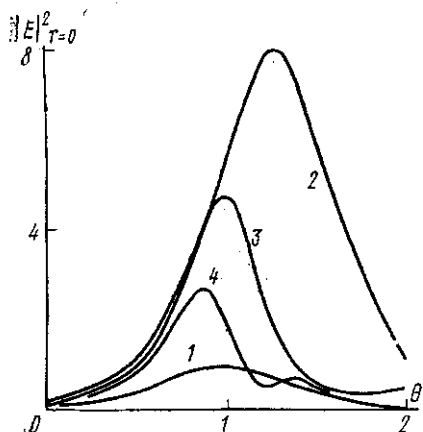


Рис. 2. Эволюция временной огибающей лазерного импульса при наличии ПД нелинейности. 1 —  $\xi = 0$ , 2 —  $\xi = 0,25$ , 3 —  $\xi = 0,5$  и 4 —  $\xi = 0,75$

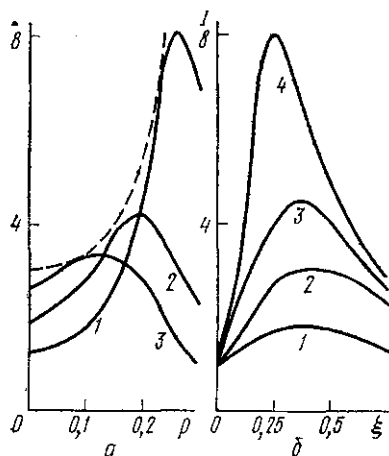


Рис. 3. Зависимость максимальной интенсивности в импульсе от параметра ПД (а) при  $\xi$ : 1 — 0,25; 2 — 0,5; 3 — 0,75 и безразмерной длины (б) при  $\alpha$ : 1 — 6, 2 — 10, 3 — 14 и 4 — 20

Авторы благодарны С. А. Ахманову за поддержку работы и ценные критические замечания, Г. А. Ляхову и Ю. С. Чилингаряну за полезные обсуждения.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Выслоух В. А., Ляхов Г. А., Макаров В. А. Тезисы доклада на Первой всесоюзной конференции.— В кн.: Проблемы управления параметрами лазерного излучения, ч. 1. Ташкент, 1978, с. 166.
2. Ляхов Г. А., Макаров В. А. Вестн. Моск. ун-та. Физ., астрофиз., 1979, 20, № 2, 3.
3. Аракелян С. М., Варданян Г. А., Выслоух В. А. и др. Изв. вузов. Радиофизика, 1979, 22, № 1, 55.
4. Wong G. K. L., Shen Y. R. Phys. Rev., 1974, 10A, 1277.
5. Narasimha Rao D. V. G. L., Jayaraman S. Phys. Rev., 1974, 10A, 2457.
6. Hanson E. G., Shen Y. R., Wong G. K. L. Appl. Phys., 1977, 14, 65.
7. Shimizu F. IBM J. Res. Develop., 1973, 17, 286.

Поступила в редакцию  
18.01.79

УДК 535.853.22:534.29

В. Б. ВОЛОШИНОВ, В. Н. ПАРЫГИН

#### ПРЕДЕЛЬНОЕ РАЗРЕШЕНИЕ ПРИ КОЛЛИНЕАРНОЙ АКУСТООПТИЧЕСКОЙ ФИЛЬТРАЦИИ СВЕТА

Коллинеарное акустооптическое взаимодействие в оптически анизотропной среде может быть использовано для фильтрации света [1—3]. Основными параметрами, характеризующими работу акусто-