

равновесной ионизацией присадки, длинноволновые – неравновесностью инертного газа.

Таким образом, в результате работы выявлена связь параметра Холла и времени развития неустойчивости со степенью равновесности газа и длиной волны возмущения.

Авторы благодарны И.А. Горбачеву за проведение расчетов.

Л и т е р а т у р а

- [1] Недоспасов А.В., Хаит В.Д. Колебания и неустойчивости низкотемпературной плазмы, М.: Наука, 1979. 168 с.
- [2] Горячев В.Л., Ременный А.С. – Магнитная гидродинамика, 1974, № 3, с. 62–66.
- [3] Горячев В.А., Силин Н.А. – ТВТ, 1981, т. 19, № 5, с. 923–928.
- [4] Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. – УФН, 1979, т. 128, № 2, с. 233–271.
- [5] Васильева Р.В., Ерофеев А.В., Миршанов Д.Н., Тхорик Л.Г. – ЖТФ, 1980, т. 50, № 8, с. 1696–1704.
- [6] Васильева Р.В., Ерофеев А.В., Зуев А.Д. и др. В сб.: Теплофизические проблемы прямого преобразования теплоты в электроэнергию, Киев: Наук. думка, 1984, с. 36–41.

Физико-технический
институт им. А.Ф. Иоффе
АН СССР, Ленинград

Поступило в Редакцию
15 апреля 1987 г.
В окончательной редакции
9 февраля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 9

12 мая 1988 г.

НЕСТАЦИОНАРНЫЙ ЭНЕРГООБМЕН СПЕКЛ-ПУЧКОВ В ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ КРИСТАЛЛАХ

А.В. Мамаев, К. Оразов,
В.В. Шкунов, Т.В. Яковлева

Известно, что при нестационарной самодифракции лазерных пучков с регулярной пространственной структурой в фоторефрактивных кристаллах с локальным фотооткликом направление энергообмена определяется только соотношением интенсивностей волн – из сильного пучка в слабый [1]. В настоящей работе для фоторефрактивных кристаллов с фотогальваническим и дрейфовым откликом исследуется направление нестационарного энергообмена спекл-пучков [2], т.е. монохроматических световых пучков с большим числом пространственных неоднородностей профиля интенсивностей случайного харак-

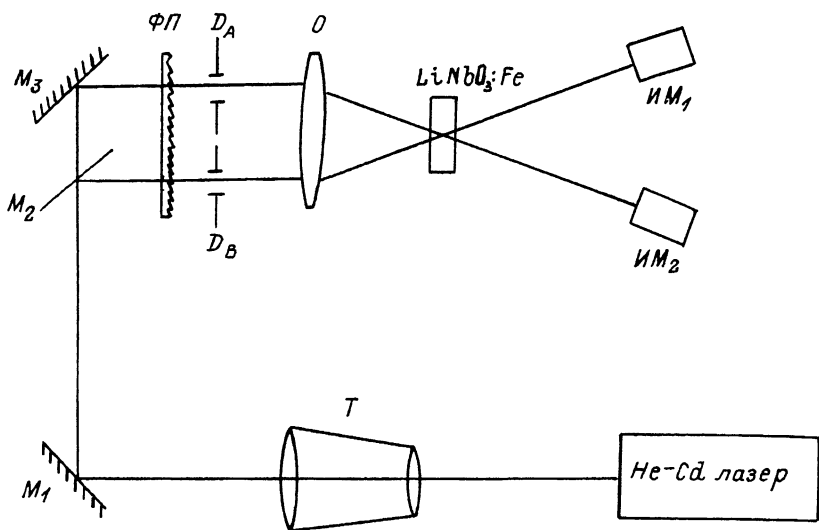


Рис. 1. Схема эксперимента. Т - телескоп; M_1 , M_2 , M_3 - зеркала; ФП - фазовая пластинка; D_A , D_B - диафрагмы; О - объектив; ИМ₁, ИМ₂ - измерители мощности.

тера в каждом сечении и вдоль направления распространения, в фоторефрактивных кристаллах.

Интерес к этому вопросу вызван наметившемся в работах по нелинейной оптике фоторефрактивных кристаллов противоречию: реальные эксперименты проводятся с пучками, несущими изображение и обладающими, по этой причине, в объеме взаимодействия спекл-структурой, тогда как теоретические модели строятся для плоских волн с регулярной пространственной структурой [3].

Схема эксперимента представлена на рис. 1. Излучение He-Cd лазера ($\lambda = 0.44$ мкм) расширялось телескопом Т, делилось с помощью зеркал M_2 , M_3 и после вносящей спекл-структуру фазовой пластинки ФП фокусировалось объективом О с фокусным расстоянием 50 мм в кристалл $LiNbO_3 : Fe$ (0.03%) толщиной 1.5 мм, обладающий сильным фотогальваническим эффектом [4]. Оптическая ось кристалла была параллельна входной грани и лежала в плоскости падения волн. Оба пучка были линейно поляризованы в плоскости падения, ортогональной поляризационной компоненты на выходе кристалла не наблюдалось. Прямоугольные диафрагмы D_A и D_B , установленные вплотную к объективу, задавали форму и ширину спектров взаимодействующих волн. Во всех экспериментах длина продольной корреляции спекл-полей была много меньше толщины кристалла.

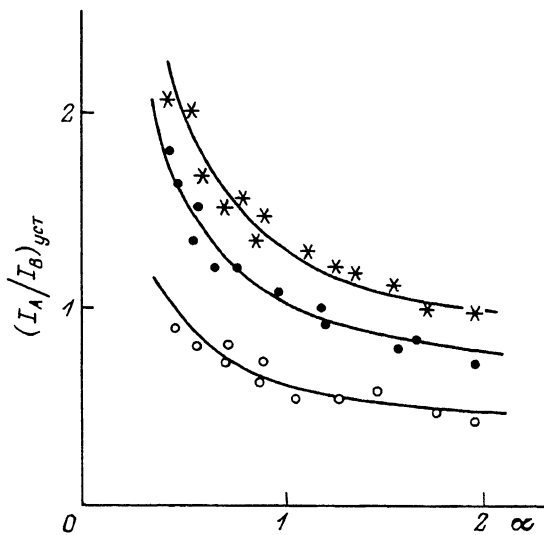


Рис. 2. Зависимости установившегося отношения интенсивностей

$(I_A/I_B)_{уст}$ от отношения $\alpha = \frac{\theta_y^A}{\theta_z^A}$ при фиксированных значениях $\beta = \frac{\theta_y^B}{\theta_z^B}$ (\circ - $\beta = 0.45$, \bullet - $\beta = 1.1$, $*$ - $\beta = 2$).

Временной ход интенсивностей прошедших кристалл пучков регистрировался на экране двухлучевого запоминающего осциллографа. В эксперименте по прохождении кристалла пучки обменивались лишь конечное время, по прошествии которого их интенсивности стабилизировались. Было обнаружено, что стабилизация энергообмена происходит на уровне, который не зависит от входного соотношения интенсивностей, а определяется лишь формой угловых спектров пучков. Причем стационарное значение $(I_A/I_B)_{уст}$ устанавливается быстрее, чем происходит стабилизация дифракционной эффективности, записанной голографической решетки и до возникновения шумов светорассеяния. При не слишком большом отклонении начального отношения интенсивностей от установившегося стабилизация I_A/I_B имеет монотонный характер [5]. На рис. 2 приведены экспериментальные точки для установившегося отношения интенсивностей $(I_A/I_B)_{уст}$ от отношения ширины углового спектра волны А поперек θ_y^A и вдоль оптической оси θ_z^A при фиксированных значениях отношения ширины углового спектра второй волны $\frac{\theta_y^B}{\theta_z^B} = 0.45$,

1.1, 2. Представленные на этом рисунке зависимости показывают, что направление энергообмена спекл-пучков зависит не только от исходного соотношения интенсивностей I_A/I_B , как в случае плоских волн, а управляется еще и формой их угловых спектров.

Объяснение обнаруженной связи направления энергообмена спекл-пучков и формы их углового спектра будем искать в том, что эффективность записи голографических решеток зависит от их ориентации к направлению фотоотклика. Представим записывающее поле в виде разложения по большому числу плоских волн $\sum c_m e^{i\vec{k}_m \vec{R}}$ [6] и рассмотрим эффективность записи элементарной гармоники интерференционной картины $c_m c_p^* e^{i\vec{\varphi}_{mp} \vec{R}}$, $\vec{\varphi}_{mp} = \vec{k}_m - \vec{k}_p$. Для соответствующей гармоники $\delta n_{mp} e^{i\vec{\varphi}_{mp} \vec{R}}$ показателя преломле-

ния, наведенной в режиме установления $t \ll \tau_M = \frac{\epsilon_0 \tau}{4\pi\sigma}$ фототоком $\vec{j}(\vec{R}) = \sigma(\vec{R}) \vec{E}$, где $\sigma = \alpha I$ - фотопроводимость, $\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}_{\text{фг}} = \text{const}$ - электрическое поле внутри кристалла, в приближении малости диффузионного поля и в геометрии нашего эксперимента имеем $\delta n_{mp} = \beta c_m c_p^* \cos^2 \varphi_{mp}$, где φ_{mp} - угол между вектором $\vec{\varphi}_{mp}$ и направлением фототока. В эксперименте внешнего поля нет $E_0 = 0$, фототок имеет только фотогальваническую компоненту и ориентирован вдоль оси кристалла $\vec{j} \parallel \vec{C}$, поэтому эффективно записываются лишь решетки со штрихами, примерно перпендикулярными плоскости падения.

Энергообмен двух пучков отсутствует, если положение голографической решетки воспроизводит положение интерференционной картины без пространственного сдвига [1]. При нестационарной самодифракции это имеет место, если вызванные нелинейным взаимодействием дополнительные фазовые набег $\delta\varphi_A$ и $\delta\varphi_B$ одинаковы для обеих волн в каждой точке среды и в любой момент времени $\delta\varphi_A(\vec{R}, t) = \delta\varphi_B(\vec{R}, t)$ [6].

Обсудим влияние спекл-структуры взаимодействующих пучков на темпы их нелинейных фазовых набегов. Например, для волны А нелинейный фазовый набег можно представить в виде

$$\delta\varphi_A = \left(\frac{\omega}{c}\right) \cdot (\delta\bar{n}_A + \delta\bar{n}_B + \delta\bar{n}_{AB}) \cdot x, \quad (1)$$

где x - координата по нормали к нелинейному слою $\delta\bar{n}_A, \delta\bar{n}_B$ и $\delta\bar{n}_{AB}$ - эффективные добавки к показателю преломления, наведенные профилем интенсивности самой волны А, второй волны В и их интерференционной картиной соответственно. Эффективные добавки δn_i определяются согласно [2], усреднением компонент фотоотклика $\delta n_i(\vec{R})$ по ансамблям реализации спекл-полей А и В с весом соответствующих компонент интерференционной картины. В нашем случае имеем

$$\delta\bar{n}_A = \frac{\langle \delta n_A |A|^2 \rangle}{I_A} = \beta I_A \left(1 + \frac{\theta_z^A}{\theta_z^A + \theta_y^A}\right),$$

$$\delta\bar{n}_B = \frac{\langle \delta n_B |A|^2 \rangle}{I_A} = \beta I_B, \quad \delta\bar{n}_{AB} = \frac{\langle \delta n_{AB} B A^* \rangle}{I_A} = \beta I_B. \quad (2)$$

Вычисления проведены для разомкнутого кристалла, углового спектра

волны А вида $\langle |c_m|^2 \rangle \propto \exp \left[- \left(\frac{\Delta \theta_z^A}{\theta_z^A} \right)^2 - \left(\frac{\Delta \theta_y^A}{\theta_y^A} \right)^2 \right]$ и при

условии малости расходимости спекл-пучков $\theta_{z,y}^{A,B}$ в сравнении с углом θ_{AB} между направлениями их распространения; I_A и I_B средние интенсивности волн. Таким образом голографическая решетка записывается при $\theta_{AB} \gg \theta^A, \theta^B$ практически локально $\delta n_{AB} = \beta AB^*$, тогда как степень локальности записи спекл-структуры

$|A(\vec{R})|^2$ зависит от формы углового спектра: $\frac{\theta_z}{\theta_y} \rightarrow \infty$ запись локальна $\delta n_A = 2\beta I_A$, $\frac{\theta_z}{\theta_y} \rightarrow 0$ - спекл-структуры не записываются $\delta n_A = \beta I_A$. Аналогичные соотношения справедливы для δn_B

с заменой индексов А \leftrightarrow В.

В нестационарном режиме на временах меньше максвелловского фотоотклик линейно нарастает по времени $\beta \propto t$. Поэтому условие статической записи голограммы без энергообмена $\delta \psi_A(\vec{R}, t) = \delta \psi_B(\vec{R}, t)$ принимает вид

$$\Delta = I_A \frac{\theta_y^A}{\theta_y^A + \theta_z^A} - I_B \frac{\theta_y^B}{\theta_y^B + \theta_z^B} = 0. \quad (3)$$

При $\Delta > 0$ перекачка происходит из волны А в волну В, при $\Delta < 0$ - в обратном направлении [7]. Если одна из волн плоская в соответ-

ствующем члене (3) следует положить $\left(\frac{\theta_z}{\theta_y} \right) \ll 1$.

Сплошные линии на рис. 2, построенные по теоретической зависимости (3), хорошо согласуются с экспериментальными значениями отношения интенсивностей пучков, при которых энергообмен прекращается.

Таким образом, можно заключить, что обнаруженная зависимость направления нестационарного энергообмена спекл-пучков от формы их угловых спектров обусловлена зависимостью степени локальности записи спекл-структур от доли пространственных гармоник, ориентированных вдоль направления фототока.

Л и т е р а т у р а

- [1] Винецкий В.Л., Кухтарев Н.В., Марков В.Б., Одулов С.Г., Соскин М.С. - Изв. АН СССР. Сер. физ., 1977, т. 41, с. 811-820.
 [2] Зельдович Б.Я., Шкунов В.В., Яковлева Т.В. - УФН, 1986, т. 149, с. 511-549.

- [3] Topical Meeting on Photorefractive Materials, Effects and Divices. Technical Digest, 1987, v. 17 (OSA, Washington, D.C., 1987).
- [4] Белиничер В.И., Стурман Б.И. - УФН, 1980, т. 130, с. 415-441.
- [5] Галстян Т.В., Зельдович Б.Я., Немкова Е.А., Сухов А.В. - ЖЭТФ, 1987, т. 93, с. 1037-1949.
- [6] Сидорович В.Г. - ЖТФ, 1976, т. 46, с. 1306-1312.
- [7] Мамаев А.В., Оразов К., Филипецкий Н.Ф., Шкунов В.В. - Квантовая электроника, 1987, т. 14, с. 413-415.

Институт проблем механики
АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию
19 ноября 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 9

12 мая 1988 г.

САМОСЖАТИЕ И АВТОМОДУЛЯЦИОННАЯ
НЕУСТОЙЧИВОСТЬ СЛУЧАЙНОМОДУЛИРОВАННЫХ
МНОГОСОЛИТОННЫХ ИМПУЛЬСОВ
В ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДАХ

В.А. Выслоух, Н.А. Сухотскова

Предметом настоящего письма являются результаты численного анализа динамики N -солитонных импульсов в волоконных световодах (ВС) при наличии малых стохастических возмущений амплитуды и фазы, в ходе которого выявлена возможность распада исходного импульса вследствие автомодуляционной неустойчивости (АМН) на последовательность импульсов на расстоянии, меньшем оптимальной длины самосжатия.

Актуальность данного исследования обусловлена следующими обстоятельствами. Самосжатие многосолитонных импульсов в оптическом волокне в области аномальной дисперсии рассматривается как один из перспективных путей получения сверхкоротких импульсов с большой пиковой мощностью. Экспериментально реализовано 27-ми кратное сжатие 13-ти солитонного импульса длительности 7 пс [1], а также 100-кратное сжатие 30-ти пикосекундного импульса [2]. С другой стороны, известно, что квазимонохроматическая волна в ВС неустойчива по отношению к малым возмущениям и распадается на последовательность импульсов [3]. И если для импульсов фемтосекундного диапазона длительностей основным механизмом, ограничивающим предельную степень сжатия, является ВКР [4], то для импульсов с длительностью в несколько десятков пикосекунд с ростом N можно ожидать возрастания роли АМН импульса по отношению к возмущениям, вызываемым шумами в реальных источниках.