

ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ ГЕНЕРАЦИЯ И ОВФ ПЕРЕСЕКАЮЩИХСЯ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ В СЛОЕ НЖК С КРАСИТЕЛЕМ

О.Л.Антипов, Н.А.Дворянинов, В.Шешкаускас¹⁾

Институт прикладной физики АН СССР

603600, Нижний Новгород

¹⁾Вильнюсский университет

232000, Вильнюс

Поступила в редакцию 22 марта 1991 г.

После переработки 23 апреля 1991 г.

Получена параметрическая генерация при попутном вынужденном рассеянии встречных пучков излучения $\text{Nd}^{3+} : \text{YAG}$ -лазера в слое нематического жидкого кристалла (НЖК) с красителем. Выполнены расчеты, показывающие возможность самообращения волнового фронта пучка с длиной дифракционного расплывания, соизмеримой с размером области самопересечений в НЖК с тепловой нелинейностью. Реализовано самообращение волнового фронта квазинепрерывного излучения.

Исследования параметрической генерации в поле пересекающихся световых пучков показали возможность реализации самообращения и взаимообращения волновых фронтов непрерывного лазерного излучения малой мощности в средах с фоторефрактивной нелокальной нелинейностью¹⁻³. Вопрос о возможности наблюдения таких эффектов в других нелинейных средах, по-существу, оставался открытым. В настоящей работе впервые сообщается о наблюдении параметрической генерации и обращения волнового фронта (ОВФ) встречных (пересекающихся под малым углом θ_n) пучков излучения квазинепрерывного $\text{Nd}^{3+} : \text{YAG}$ -лазера при их совместном попутном релеевском рассеянии, на тепловой нелинейности НЖК с красителем вблизи фазового перехода нематик - изотропная жидкость (ФП N-1).

Плоскополяризованное одномодовое по поперечному индексу излучение непрерывного $\text{Nd}^{3+} : \text{YAG}$ -лазера с выходной мощностью $P_0 < 2$ Вт модулировалось с помощью прерывателя (длительность импульса τ_n менялась от 0,5 до 5 мс, период повторения составлял $100\tau_n$) и фокусировалось в НЖК-ячейку. Встречный пучок формировался либо с помощью зеркально-отражающей стенки нелинейного слоя (в ячейках с толщиной НЖК-слоя $l = 0,5$ и 2 мм), либо с помощью внешнего полупрозрачного зеркала с последующей фокусировкой пучков в ячейку с прозрачными стенками и $l = 1$ мм. Планарная ориентация нематической смеси толанов с красителем, имеющая поглощение $\alpha l \approx 0,4$ в ячейке с $l = 0,5$ мм задавалась поверхностным ориентантом; гомеотропная ориентация в ячейках с $l = 1$ и 2 мм, заполненных нематической смесью на основе 5CB с красителем ($\alpha l \approx 0,8$ и $0,5$ соответственно), достигалась внешним переменным электрическим полем напряжением $30 \div 500$ В и частотой 50 Гц, приложенным к токопроводящим стенкам. Во всех перечисленных ячейках при превышении мощности накачки некоторого порогового уровня, зависящего от пространственных структур пучков и температуры ячейки, наблюдалось резкое возрастание распространяющегося назад излучения рассеяния (нижняя осциллограмма на рис.1а), которое возникало с задержкой относительно начала

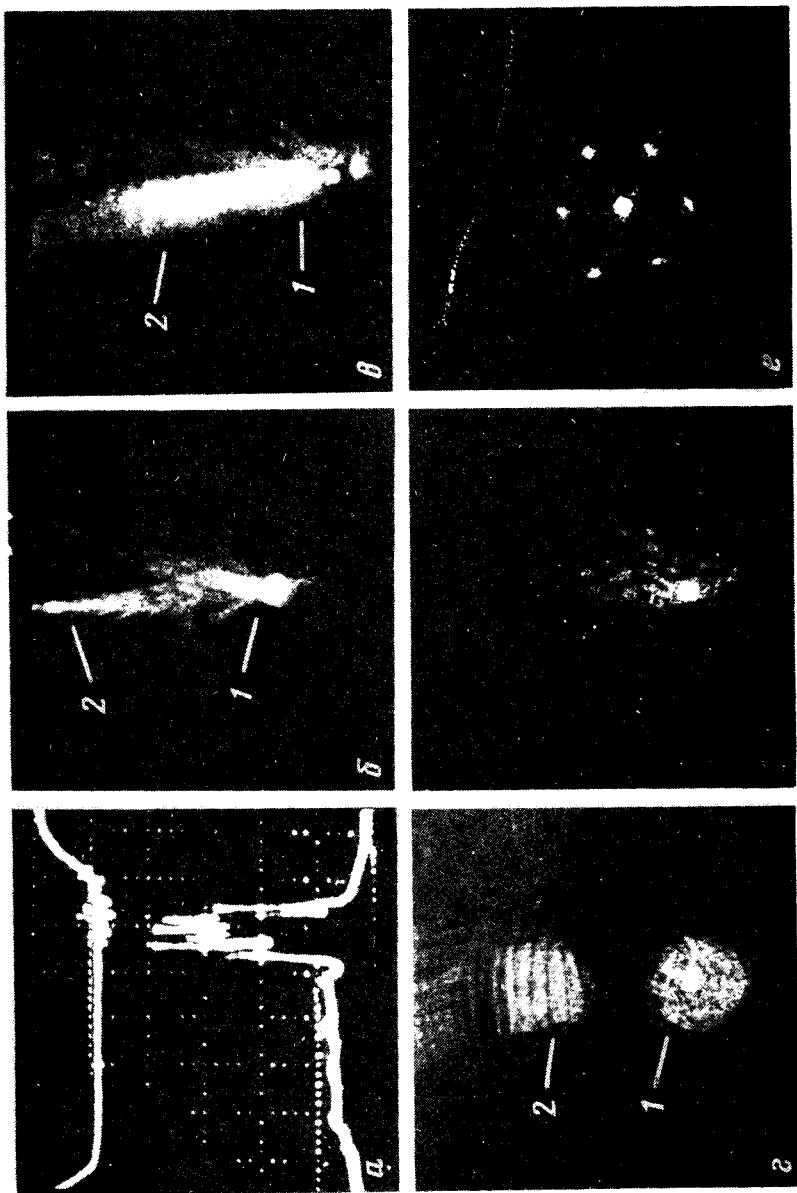


Рис. 1. Осциллограмма (длительность разверток 100 мкс/дел) (а) и пространственные спектры генерируемого излучения: в ячейке с $l = 0,5$ мм при $d/f \approx 0,1$; $\theta_n \approx 5 \dots 6^\circ$ (б) и $\theta_n \approx 3 \dots 4^\circ$ (в); в ячейке с $l = 2$ мм при $d/f \approx 0,05$ и $\theta_n \approx 5^\circ$ (г), для пучка накачки, прошедшего фазовую пластинку при $d/f \approx 0,1$ и $\theta_n \approx 3^\circ$ (д) или амплитудный транспарант "сеточку" и аббератор в сопряженной транспаранту плоскости (е). Стрелками указаны волны генерации (1) и отраженная накачка (2)

импульса накачки (верхняя осциллограмма на рис.1а). Время задержки уменьшалось при уменьшении угла падения накачки в кювету, при увеличении мощности накачки и при увеличении температуры ячейки, помещенной в термостат. Зависимости времени развития генерации и пороговой мощности накачки от температуры ячейки, особенно заметные вблизи ФП N-I, говорят о том, что эффект обусловлен тепловой нелинейностью НЖК. Действительно, коэффициенты тепловой нелинейности НЖК ($\partial n_{0,e}/\partial T$) возрастают вблизи ФП N-I (при температуре среды на $2 \div 3$ К критической $T_{кр}$) более чем на порядок величины, достигая значения $\approx 10^{-2} \text{K}^{-1}$ [4]. Оценки показывают, что уже при эффективном значении $(\partial n/\partial T) \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{K}^{-1}$ для накачки интенсивностью $I_n \approx 5 \text{ кВт/см}^2$ инкремент температурного рассеяния $G \equiv \alpha l (\partial n/\partial T) I_n [8\pi k D \sin^2(\theta_p/2)]$ (где D - коэффициент теплопроводности среды) под углом $\theta_p \approx 4^\circ$ при $\alpha l \approx 0,5$ достигает величины $G_n \approx 17 \div 20$, достаточной (как показано ниже; см. рис.2б) для развития генерации в поле перескакивающих под углом $\theta_n \approx \theta_p$ пучков. Учитывая также разогрев среды за время импульса накачки (стационарный нагрев на оси гауссовского пучка мощностью 0,5 Вт при поглощении $\alpha = 3 \text{ см}^{-1}$ составляет ≈ 20 К), нетрудно видеть, что при указанных параметрах эксперимента в НЖК с $T_{кр} \approx 320$ К условия для генерации создаются при нагреве стенок ячейки в термостате до температуры $T_{ст} \approx 300 \div 310$ К.

Пространственная структура генерируемого излучения, которая исследовалась визуально с помощью электроннооптического пробразователя и фиксировалась на фотопленку И-1060, существенно менялась при изменениях угла пересечения и длины фокальной перетяжки пучка накачки в НЖК-слое: z_ϕ . При больших углах $\theta_n \gg \theta_2 \equiv d/f$ (где d - диаметр пучка накачки на линзе, f - ее фокусное расстояние) генерируемое излучение существенно отличалось от обращенного: спектр генерации (регистрируемый в фокальной плоскости вспомогательной линзы с $f \approx 200$ см) размыт вблизи плоскости падения и вытянут в направлении зеркального отражения (рис.1б). При уменьшении угла падения (в воздухе $\theta_n < \theta_2 n_0$) и погружении фокальной перетяжки в нелинейный слой ($z_\phi < 2l$) в спектре рассеяния наблюдался керн (рис.1в, г), появление которого совпадало по времени с развитием генерации назад (контролируемой с помощью фотоприемника), а размеры соответствовали расходимости, близкой к дифракционной расходимости накачки - θ_d . Максимальная мощность этой генерации в угол $1,5 \div 2,0\theta_d$ составляла $\approx 10\%$ от мощности падающей накачки. Наряду с керном в интегральном (суммируемом за время импульса накачки) спектре рассеяния присутствовала и необращенная компонента. Генерация обращенной волны наблюдалась в экспериментах с фазовой пластинкой, увеличивающей расходимость накачки до $10...15\theta_d$: при достаточно сильной фокусировке накачки в НЖК-слой с зеркалом ($z_\phi < 2l$) керн в пространственном спектре генерируемого пучка (после его обратного прохода через фазовую пластинку) содержал до 20% всей отраженной мощности (рис.1д). При такой же фокусировке наблюдалось обращение волнового фронта пучка, несущего изображение амплитудного транспаранта, искаженное аббератором: в спектре пучка генерации после обратного прохода через аббератор восстанавливался спектр транспаранта (рис.1е).

Наблюдаемый в экспериментах эффект параметрической генерации можно пояснить на примере плоских волн накачки $E_0^\pm \exp(i\omega_0 t + i\vec{k}_0^\pm \vec{r})$, пересекающихся в среде с тепловой нелинейностью. Шумовые (затравочные) световые волны вида $A_1^\pm \cos(qy) \exp(i\omega_0 t + i\vec{k}_1^\pm \vec{r} + \beta t)$, у которых волновые вектора \vec{k}_1^\pm лежат в плоскости пересечения (рис.2а), могут нарастать в результате совместного рассеяния накачек на возбуждаемой ими тепловой решетке:

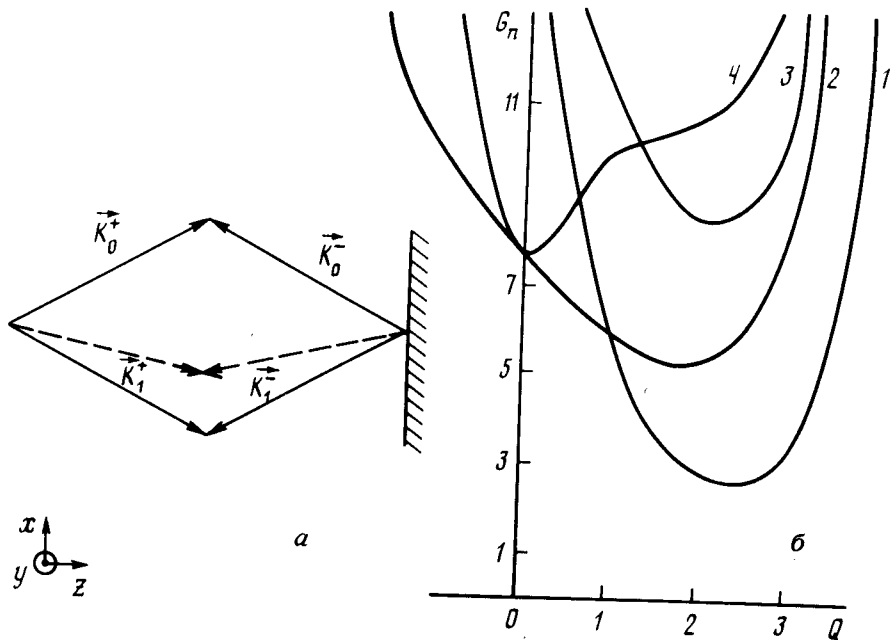


Рис. 2. а - Геометрия волновых векторов взаимодействующих волн накачки (\vec{k}_0^\pm) и генерации (\vec{k}_1^\pm) в нелинейном слое с зеркальной границей; б - зависимость порога генерации G_n от параметра расстройки для плоских волн накачки при $\alpha l \ll 1$ и $R = 0,75$ (1), $R = 0,1$ (2); $\alpha l = 1$ и $R = 0,95$ (3); для пучков с $\alpha_n = l$, $R = 0,1$; $\alpha l \ll 1$ (4)

$T_p \approx (E_0^{+*} A_1^+ + E_0^{-*} A_1^- \exp(i\vec{\kappa}\vec{r})) \cos(qy) \exp(i(\vec{k}_1^\pm - \vec{k}_0^\pm)\vec{r})$, где $\kappa = \vec{k}_0^+ - \vec{k}_1^+ - \vec{k}_0^- + \vec{k}_1^-$. Если тепловая решетка нарастает быстрее, чем замывается за счет теплопроводности, то это нарастание становится экспоненциальным во времени, при этом генерируются волны рассеяния ($\text{Re}\beta > 0$). Величина минимального инкремента вынужденного рассеяния (ВР) G_n , необходимая для генерации, зависит от направления распространения и структуры волновых фронтов затравок. Эти факторы определяются параметром расстройки: $Q = q^2 l / (2k) + \kappa l$. Зависимость порогового инкремента $G_n(Q)$ при оптимальной для каждого Q расстройке частоты волн рассеяния $\text{Im}\beta \equiv \Omega$, полученная в приближении заданных накачек при $(\partial n / \partial T) = \text{const}$, приведена на рис.2б для случая, когда встречные волны образуются за счет отражения от задней зеркальной границы нелинейного слоя. Расстройка Q , при которой достигается минимальный порог генерации, меняется по величине при изменении коэффициента отражения зеркала R и поглощения среды (сравни кривые 1 ÷ на рис.2б) и меняет знак при смене знака коэффициента $(\partial n / \partial T)$, но для плоских волн накачки остается отличной от нуля.

В другом предельном случае, для встречных спекл-пучков накачки, комплексные амплитуды волн возмущений (по аналогии с теорией обращения волнового фронта при обратимом вынужденном рассеянии ⁵) можно искать в виде $E_1^\pm \approx E_0^{\mp*} \exp(i\vec{q}\vec{r} + \beta t)$. Зависимость порогового инкремента от расстройки $Q = q^2 l / (2k)$, полученная с помощью разложения пучков по Фурье - составляющим их плоским волнам, в приближениях малого усиления шумов на длине одной спекл-неоднородности накачек и заданной средней кривизны их волновых фронтов, дается соотношением (при $\alpha l \ll 1$):

$$\frac{G_1(1+3R) - 2Q(1 - H(R_1 + 1/R^2)) - B}{G_1(1+3R) - 2Q(1 - H(R_1 + R)) + B} = \exp(iB),$$

где $B = \sqrt{(1-R)^2 G_1^2 + 4Q^2(1 - HR_1)}$; $G_1 = G/(1 + i\tau_p \Omega)$; $R_1 = (1 + R^2)/R$; $H = l/z_d$; z_d - длина дифракционной расходимости накачки. При $H \ll 1$ это соотношение дает зависимость $G_n(Q)$ для плоских волн накачки. При $H > 0,5$ и $R < 0,2$ минимальный порог достигается при $Q = 0$ (кривая 4 на рис.2б). Таким образом наименьший порог генерации имеют волны с обращенными к встречным накачкам фронтами, когда дифракционная длина пучков накачки соизмерима с размером области их пересечения в нелинейной среде, а их интенсивности различаются в несколько раз или поглощение достаточно велико ($\alpha l \approx 1$).

Другим фактором, который может влиять на пространственную структуру генерируемого излучения, в НЖК является возрастание коэффициента тепловой нелинейности ($\partial n/\partial T$) вблизи ФП N-I. Если в максимумах нагрева НЖК пучками накачки температура приближается к критической, но перегрева не происходит, то наибольшее усиление реализуется для обращенной волны, максимумы которой скоррелированы с максимумами интенсивности накачки.

Рассмотренные факторы могут определять пространственную структуру генерируемых пучков до тех пор, пока длина области пересечения пучков накачки соизмерима с z_d и l . При больших углах падения геометрия области пересечения обеспечивает большее усиление для волн рассеяния, распространяющихся под углом меньшим, чем θ_n . Этим можно объяснить наблюдаемый в экспериментах спектр рассеяния при $\theta_n \gg \theta_2$ (рис.1б).

Таким образом при параметрической генерации сфокусированных в НЖК с красителем, пересекающихся под малым углом лазерных пучков может осуществляться их обращение волнового фронта. Важным отличием такой генерации при попутном релеевском ВР от аналогичных процессов на нелокальной фоторефрактивной нелинейности является возможность уменьшения времени ее развития при увеличении мощности накачки. Это время (τ) определяется из условия нарастания волны рассеяния с уровня шумов до наблюдаемого уровня; для рассеяния под малым углом в НЖК это означает, что инкремент генерируемой волны, описываемый выражением $(G/G_n - 1)\tau/\tau_p$ (где τ_p - время релаксации температурной решетки), должен достигать $6 \dots 10^6$. Достигнутые в экспериментах минимальные времена задержки вблизи ФП N-I ($\approx 50 \div 100$ мкс) намного меньше аналогичных времен в большинстве фоторефрактивных кристаллов.

Авторы благодарят Беспалова В.И., Адоменаса П. и Пасманика Г.А. за поддержку работы и полезные обсуждения.

Литература

1. Feinberg J. Opt. Let., 1982, 7, 486.
2. Groning-Golomb M. et al. IEEEJ. 1984, 20, 12.
3. Bylma R.B. et al. Appl. Phys. Let., 1989, 54, 1968.
4. Khoo I.-C. IEEEJ. QE, 1986, 22, 1268.
5. Зельдович Б.Я., Пилипецкий Н.Ф., Шкунов В.В. Обращение волнового фронта. М.: Наука, 1985, 240с.
6. Де Жен П. Физика жидких кристаллов. М.: Мир. 1977.