

О ВОЗМОЖНОСТИ ПОЛНОЙ КОМПЕНСАЦИИ НЕЛИНЕЙНЫХ ИСКАЖЕНИЙ СВЕТОВОГО ПУЧКА С ПОМОЩЬЮ ОБРАЩЕНИЯ ЕГО ВОЛНОВОГО ФРОНТА¹⁾

*Л.А.Большов, Д.В.Власов, М.А.Дыхне,
В.В.Коробкин, Х.Ш.Саидов, А.Н.Старостин*

Экспериментально и теоретически установлено, что нелинейные искажения светового пучка, вообще говоря, препятствуют ОВФ, однако, при определенных условиях возможна полная компенсация нелинейных искажений и подавление самовозбуждения встречных волн с помощью ОВФ.

Вопрос о взаимном влиянии самофокусировки и обращения волнового фронта (ОВФ) представляется в настоящее время весьма актуальным в связи с непрерывно расширяющейся областью приложений явления ОВФ [1 — 3]. Особо остро этот вопрос стоит в экспериментах по формированию световых пучков в мощных лазерных установках. Кроме того, крайне важный вопрос о степени воспроизведения, при использовании для ОВФ в качестве бриллюэновского зеркала (БЗ) конденсированной среды обладающей, в общем случае, кубичной нелинейностью,

¹⁾ Результаты этой работы впервые докладывались на Всесоюзной конференции "Оптика лазеров 80", Ленинград, 3 — 7 января 1980 г.

насколько нам известно, в литературе не обсуждался, хотя экспериментально наблюдалось [4], что в определенных условиях самофокусировка стоксовой волны при ВКР препятствует восстановлению изображения.

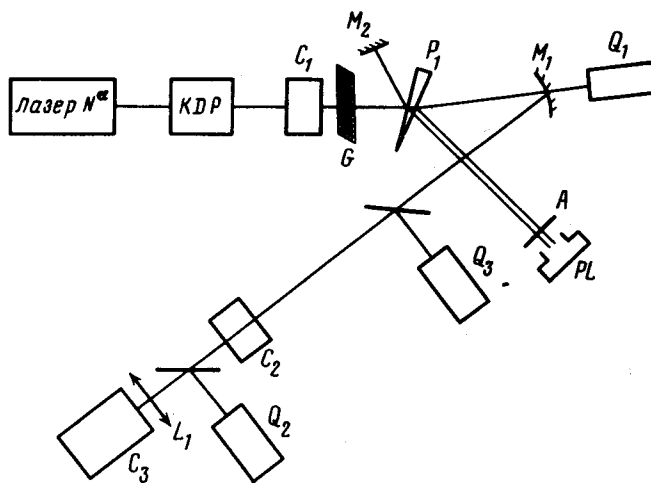


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. Лазер на неодимовом стекле состоял из задающего генератора, работающего в режиме пассивной модуляции добротности (длительность импульса 30 нсек) на одной продольной и одной поперечной моде и шестикаскадного усилителя с энергией на выходе ~ 10 Дж. Излучение неодимового лазера преобразовывалось во

вторую гармонику на кристалле KDP. Излучение второй гармоники с энергией до 2 Дж проходило через кювету C_1 с раствором медного купороса и поступало на схему измерений. G — гексагональная решетка, M_1 — 100%-ное зеркало с радиусом кривизны 3 м, M_2 — плоское зеркало, Q_1, Q_2, Q_3 — calorиметры, C_2 — кювета с CS_2 длиной $L = 2$ см, C_3 — кювета с CCl_4 длиной 20 см, P_1 — стеклянный клин, A — набор светофильтров, PL — фотоаппарат для регистрации распределения интенсивности в ближней зоне. Расстояние между кюветами C_2 и C_3 не превышало 10 см, поэтому взаимодействие волн в кювете C_2 можно считать стационарным.

Для этого, чтобы отделить в эксперименте влияние самофокусировки на ОВФ от других возможных искажений волнового фронта в БЗ, представляется целесообразным исследовать взаимосвязь этих явлений в схеме (рис. 1), где ОВФ реализуется в жидкости CCl_4 с малой нелинейностью (кювета C_3), а нелинейные искажения возникают при прохождении падающей E_+ и отраженной E_- волн через кювету C_2 с сильно нелинейным веществом CS_2 . В экспериментах исследовалось обращение изображения гексагональной решетки G с периодом 1 мм и прозрачностью 60%. Мощный световой пучок модулировался решеткой, проходил через нелинейную среду C_2 отражался от БЗ (C_3, L), вновь проходил через нелинейную среду и направлялся на фотоластинку PL . ВРМБ в кювете C_2 контролировалось путем сравнения показаний calorиметров Q_2 и Q_3 и в излагаемых ниже экспериментах не возбуждалось. На рис. 2 приведено распределение интенсивности в ближней зоне без нелинейной среды (в отсутствие кюветы C_2) причем структура изображения полностью сохранялась при изменении мощности накачки от 4 до 25 МВт. При наличии кюветы C_2 структура изображения существенно зависела от мощности накачки и коэффициента отражения БЗ $R = |E_-| / |E_+|$. В слабом поле накачки (рис. 3, а) с интегралом распада

$B = k(n_2/2n_0)|E_+|^2 L = 0,2$ заметны слабые нелинейные искажения структуры изображения. При увеличении мощности (рис. 3, б) и соответствующем увеличении B до 0,5 в распределении интенсивности пучка структура изображения исчезает. Однако при дальнейшем увеличении интенсивности накачки (и эффективности отражения БЗ), при значениях R близких к единице структура изображения центральной части пучка восстанавливается (рис. 3, в). В этом случае энергетический коэффициент отражения (измеренный по показаниям калориметров Q_1, Q_2, Q_3) достигал 40%. Измерения длительности лазерного ($\tau_L \sim 20$ нсек) и брэгговского ($\tau_B \sim 8,5$ нсек) импульсов выполненные на скоростном осциллографе С-8-12 дают коэффициент отражения ~ 1 в максимуме импульса.

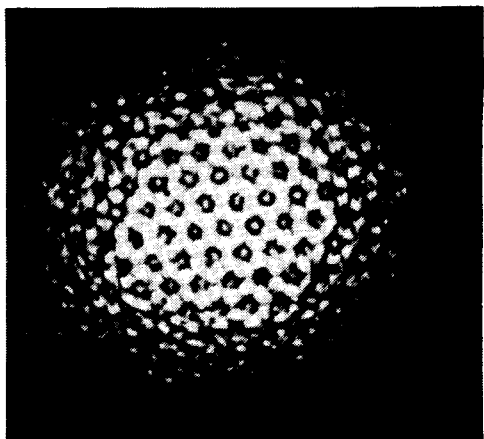


Рис. 2. Распределение интенсивности света ВРМБ в ближней зоне в отсутствие кюветы с CS_2 .

Для анализа приведенных экспериментальных результатов запишем систему известных квазиоптических уравнений, описывающую нелинейные искажения в кювете C_2 :

$$\pm 2ik \frac{\partial E_{\pm}}{\partial z} + \Delta_{\perp} E_{\pm} + k^2 \frac{n_2}{n_0} (|E_{\pm}|^2 + p|E_{\mp}|^2) E_{\pm} = 0 \quad (1)$$

(2)

здесь показатель преломления $n = n_0 + (1/2)n_2|E|^2$, k — волновое число в среде. Различием волновых чисел волн E_+ и E_- на длине взаимодействия можно пренебречь, $p = 0$ в случае неперекрывающихся в среде импульсов; величина $p - 1$ характеризует относительный вклад быстрого по сравнению со сдвигом частоты волн E_+ и E_- механизма нелинейности в n_2 . Несимметрия нелинейных поляризаций в (1) и (2) связана с параметрическим взаимодействием волн, которое важно, если периодическая модуляция показателя преломления, вызванная интерференцией волн успевает устанавливаться. При $p = 1$ уравнения для E_+ и E_- совпадают (см. (1) и (2)), поэтому, если $E_- = RE_+$ хотя бы в одной плоскости, например, на выходе из нелинейной среды, то это равенство выполняется во всех плоскостях, в том числе и на входе в нее. Таким образом, если E_- возникает при ОВФ, нелинейные искажения полностью компенсируются для любого R . При $p \neq 1$ (в частности при $p = 0$ и при $p = 2$) указанная симметрия уравнений существу-

ет только при полном обращении волнового фронта с $R = 1$ ¹⁾. Симметрия уравнений (1) и (2) при $R = 1$ может качественно объяснить восстановление изображения при повышении мощности накачки (рис. 3, *б*) однако, при этом следует доказать устойчивость режима полной компенсации нелинейных искажений при отклонении R и степени воспроизведения от единицы. Поскольку основная доля энергии пучка после решетки содержится в нулевом порядке, систему уравнений (1) и (2) можно линеаризовать относительно малых возмущений u и v , вносимых в E_+ и E_- соответственно, которые в свою очередь, можно заменить плоскими волнами при $B \sim 1$ и $kL/a^2 \ll 1$. При этом каждая плоская компонента возмущений $\propto \cos \vec{k}r_{\perp}$ или $\sin \vec{k}r_{\perp}$ развивается независимо.

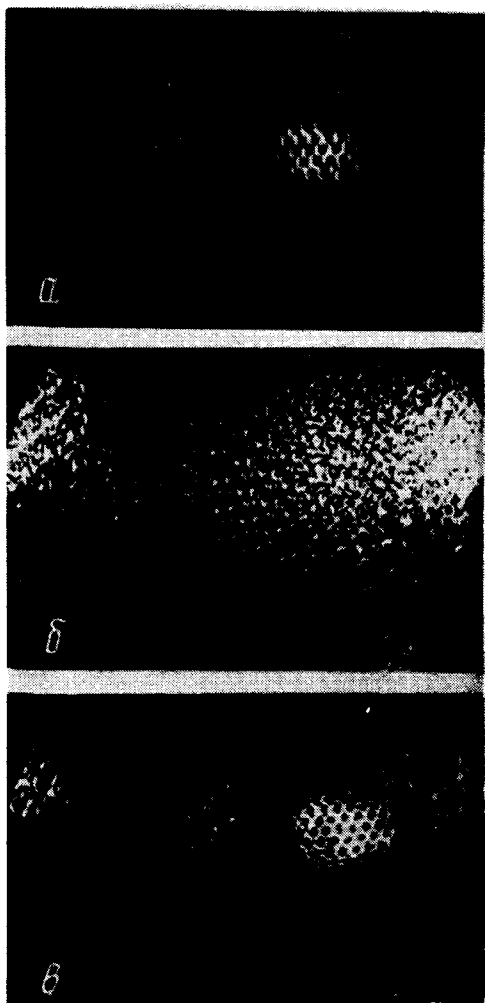


Рис. 3. Зависимость структуры изображения решетки в ближней зоне от интенсивности накачки и коэффициента отражения от БЗ. *a* – Интенсивность накачки, $W_L = 5,6$ МВт, интеграл распада $B = 0,2$, коэффициент отражения от БЗ $R \approx 0,22$; *б* – $W_L = 12,6$ МВт, $B = 0,5$, $R \approx 0,35$; *в* – $W_L = 17$ МВт, $B = 0,7$, $R \approx 0,9$

¹⁾ На симметрию уравнений (1) и (2) в линейной среде ($n_2 = 0$) в связи с проблемой ОВФ указывалось в пионерской работе [5].

²⁾ Эта симметрия сохраняется и при учете членов, описывающих усиление стоксовой волны E_- (и ослабление волны накачки E_+) за счет вынужденного рассеяния ($\pm ikg |E_{\mp}|^2 E_{\pm}$).

Принципиальное отличие постановки задачи от известных [6, 7] заключается в специфической связи возмущений прямой и обратной волн, падающих в апертуру устройства осуществляющего ОВФ (БЗ в настоящем эксперименте):

$$v(L) = Mu(L) + N \quad (3)$$

здесь вещественная и мнимая часть возмущений представлены в виде двухкомпонентных векторов. Матрица $M = \begin{bmatrix} \alpha & 0 \\ 0 & -\alpha \end{bmatrix}$ описывает отражение от БЗ¹⁾. Вектор N описывает перерассеяние возмущений, не попадающих в апертуру БЗ, в данную плоскую компоненту, а также возмущения, появляющиеся за счет неточности воспроизведения в БЗ. В результате решения линеаризованной системы (1) и (2) с граничным условием (3) $v(0)$ выражается через $u(0)$ и N . При $M = 0$ ответы совпадают с полученными в работе [7], однако, при $M \neq 0$ результаты существенно отличаются. При $N = 0$, $\alpha = R = 1$ возникает соотношение $v(0) = u^*(0)$, следующее непосредственно из симметрии (1) и (2). Линеаризованные уравнения (1), (2) имеют дополнительную симметрию при $R \neq 1$ и $\alpha = \alpha_0 = [\sqrt{(1+R^2)^2 + 4(p^2-1)R^2} + R^2 - 1]/2pR$ при этом $v(0) = \alpha_0 u^*(0)$, независимо от поперечной структуры $u(0)$, что позволяет полностью компенсировать малые искажения и при $R \neq 1$. При исследовании устойчивости обоих режимов компенсации, детали которого будут опубликованы отдельно, следует отличать эволюцию малоугловых [7] $(\kappa/k)^2 \sim n_2 |E|^2$ и широкоугловых $(\kappa/k)^2 \gg n_2 |E|^2$ возмущений. Для широкоугловых компонент область устойчивости режима полной компенсации в наиболее неблагоприятной ситуации $2B = \pi/p$ (соответствующей самовозбуждению встречных волн [6] можно оценить из асимптотического $((1-R) \ll 1)$ выражения $v(0) \sim N[1 - R/p + \alpha]^{-2}$

Даже при $R = 1$ наличие конечной степени воспроизведения препятствует самовозбуждению²⁾. Для малоугловых компонент требования к степени воспроизведения оказываются более жесткими. При $R = \alpha_0$ необходимо неравенство $|\alpha - \alpha_0| \lesssim e^{-(p+1)B}$ с тем, чтобы искажения не нарастали существенно и самовозбуждения не происходило.

Отметим, что как это следует из полученных нами результатов, в многоканальной лазерной системе состоящей из каскадов усиления и схем деления пучка, возможна, по-видимому компенсация нелинейных искажений с помощью ОВФ, например, при сохранении среднего уровня мощности вдоль пути каждого пучка. Действительно, если нелинейные искажения, возникающие на одном каскаде невелики, то можно усреднить коэффициент усиления вдоль пути пучка, а компенсация искажений будет происходить подобно тому, как и в настоящем экспе-

¹⁾ Величинами α и R можно управлять независимо, применяя наряду с любой, например, четырехфотонной схемой ОВФ, линейные усилители или ослабители различных угловых компонент, в том числе добываясь режима.

²⁾ Блики на рис. 3, в, по-видимому, связаны с самовозбуждением возмущений непопадающих в апертуру БЗ.

рименте. По-видимому, также могут быть достигнуты и высокие коэффициенты отражения при нерезонансном четырехфотонном обращении волнового фронта, поскольку показана возможность подавления самовозбуждения встречных волн препятствующего их реализации.

Авторы благодарны Ф.В.Бункину, С.Н.Власову, Г.А.Пасманику и В.И. Таланову за ряд полезных обсуждений.

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
30 января 1980 г.

Литература

- [1] Обращение волнового фронта оптического излучения в нелинейных средах. Сб. ИПФ АН СССР, г. Горький, 1979 г.
 - [2] Ю.И.Кружилин. Письма в ЖТФ, **4**, 176, 1978.
 - [3] А.А.Ильяхин, Г.В.Перегулов, М.Е.Плоткин, Е.Н.Рагозин, В.А.Чирков. Письма в ЖЭТФ, **29**, 364, 1979.
 - [4] А.И.Соколовская, Г.Л.Бреховских, А.Д.Кудрявцева, Н.В.Окладников. Краткие сообщения по физике ФИ АН СССР, №7, 27, 1978.
 - [5] Б.Я.Зельдович, В.И.Поповичев, В.В.Рагульский, Ф.С.Файзулов. Письма в ЖЭТФ, **15**, 160, 1972.
 - [6] A. Yariv, D.M. Pepper. Opt. Lett., **1**, 16, 1977.
 - [7] С.Н.Власов, В.И.Таланов. Сб. Обращение волнового фронта оптического излучения в нелинейных средах. ИПФ АН СССР г. Горький, 1979 г.
-