

# Преобразование пространственной когерентности импульсного лазерного излучения в тонком слое среды с тепловой нелинейностью

Е.В.Ивакин, Н.В.Карелин, А.И.Кицак, **А.С.Рубанов**

*Исследованы корреляционные свойства световых пучков при фазовой самомодуляции в тонком слое среды с тепловой нелинейностью. Установлено, что эффективность преобразования пространственной когерентности излучения определяется соотношением между характерным радиусом когерентности исходного излучения и размером индуцированных фазовых неоднородностей в нелинейной среде.*

**Ключевые слова:** пространственная когерентность, лазерные пучки, нелинейная оптика, спекл-шумы.

## 1. Введение

Закономерности преобразования пространственных и временных спектров когерентных световых пучков в нелинейных средах изучались с момента появления первых работ по нелинейной оптике [1]. Однако проводимые тогда исследования имели преимущественно теоретический характер и были направлены, в основном, на выяснение физики данных процессов. В последнее время в связи с появлением высокотехнологичных лазеров с широким диапазоном генерируемых частот излучения и большими перспективами использования их в различных прикладных задачах интерес к данной тематике снова возрос. При этом усилия многих исследовательских групп направлены на разработку практических способов преобразования когерентных свойств лазерных пучков нелинейными методами. Заметим что актуально как повышение [2–4], так и понижение когерентности лазерного излучения [5–10].

Высокая пространственная когерентность излучения является причиной появления когерентных шумов (спекл-шумов), ограничивающих разрешающую способность оптических систем и уменьшающих отношение сигнал/шум в системах оптической связи. Один из способов понижения когерентности импульсных лазерных пучков основан на самомодуляции фазы излучения при взаимодействии его с нелинейной средой [10]. Нестационарная и неоднородная по сечению светового пучка модуляция фазы, возникающая при нелинейном взаимодействии излучения со средой, приводит к разрушению пространственной когерентности первоначально когерентного поля и позволяет осуществлять преобразование когерентности за короткие времена при относительно малых уширениях временного спектра и небольшой расходимости излучения [7, 11–14]. Следует, однако, отметить отсутствие количественного экспериментального исследования данного метода.

Е.В.Ивакин, Н.В.Карелин, А.И.Кицак, А.С.Рубанов. Институт физики им. Б.И.Степанова НАНБ, Белоруссия, 220072 Минск, просп. Ф.Скорины, 68; e-mail: karelin@ifanbel.bas-net.by

Поступила в редакцию 8 января 2004 г., после доработки – 18 декабря 2004 г.

В настоящей работе изучается эффективность преобразования пространственной когерентности импульсного многомодового излучения при самовоздействии в тонком слое среды с реактивной кубической (например, тепловой) нелинейностью. В этом случае можно добиться высокой интенсивности энергии преобразованного излучения, что важно при использовании волн дальней УФ области спектра, например для решения задач фотолитографии.

Анализ преобразования когерентности импульса проводится с применением формализма разложения световых полей по пространственно-когерентным модам [7, 9, 15]. Такой подход позволяет достаточно просто оценивать степень преобразования пространственной когерентности излучения по измерению контраста пространственных флуктуаций его интенсивности до и после взаимодействия с нелинейной средой.

## 2. Теоретическая модель

В оптически тонком слое нелинейной среды толщиной  $L < L_{nl} < L_d$  (здесь  $L_{nl}$  и  $L_d$  – характерные длины нелинейной рефракции и дифракционного расплывания соответственно [12]), трансформация входного излучения определяется его локальными характеристиками. В рамках приближения Рамана–Ната [16] для среды с кубической нелинейностью и достаточно длительной релаксацией ( $t \ll \tau_{nl}$ , где  $t$ ,  $\tau_{nl}$  – длительность импульса и время релаксации нелинейности соответственно) этот процесс описывается как фазовая самомодуляция [7, 11, 12]:

$$E(r, z = L, t) = E_0(r, z = 0, t) \exp \left( i\eta \int_{-\infty}^t I_0(r, t) dt \right), \quad (1)$$

где  $I_0(r, t) = |E_0(r, t)|^2$  – интенсивность входного излучения;  $\eta = \pi \delta L / \lambda n$  – параметр нелинейного взаимодействия, зависящий от величины нелинейного изменения диэлектрической проницаемости среды  $\delta$ , толщины слоя  $L$ , показателя преломления среды  $n$  и длины волны излучения  $\lambda$ . Нестационарная и неоднородная фазовая самомодуляция здесь действует аналогично движущейся фазовой пластинке, приводя к разрушению пространственной когерентности излучения [6]. В работе рассмат-

ривается предельный случай инерционного взаимодействия с «бесконечной памятью», т. к. именно в этом случае происходит наиболее эффективное преобразование пространственной когерентности импульса излучения [7].

В предположении наличия только флуктуаций фазы излучения (что выполняется для лазера, работающего при значительном превышении накачки над порогом генерации), усреднение выражения (1) позволит записать пространственную функцию взаимной когерентности в виде

$$\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, t) = \Gamma_0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, t) \times \exp \left[ i\eta \int_{-\infty}^t (I_0(\mathbf{r}_1, t') - I_0(\mathbf{r}_2, t')) dt' \right]. \quad (2)$$

Здесь  $\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, t) = \langle E(\mathbf{r}_1, t)E^*(\mathbf{r}_2, t) \rangle$  – корреляционная функция излучения на выходе из среды, а  $\Gamma_0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, t)$  – на входе в нее. Для упрощения дальнейших выкладок мы будем также использовать дополнительное предположение о взаимной спектральной чистоте входного излучения [17], когда  $I_0(\mathbf{r}, t) = I(\mathbf{r})I(t)$ .

Для инерционного взаимодействия вида (1) можно воспользоваться заменой переменной  $t \rightarrow \zeta$  [18], где

$$\zeta = \frac{1}{W} \int_{-\infty}^t I(t) dt, \quad d\zeta = \frac{I(t)}{W} dt. \quad (3)$$

Здесь  $W$  – плотность энергии, а переменная  $\zeta$  изменяется от 0 до 1. В результате замены переменных (3) импульс с произвольной огибающей оказывается эквивалентным прямоугольному:

$$I'_0(\zeta) = \begin{cases} W, & 0 \leq \zeta \leq 1, \\ 0, & \zeta < 0, \zeta > 1. \end{cases} \quad (4)$$

Из выражений (2)–(4) следует, что при усреднении по времени регистрации (совпадающему с длительностью импульса) пространственная корреляционная функция  $\Gamma^{(S)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \int \langle E(\mathbf{r}_1, t)E^*(\mathbf{r}_2, t) \rangle dt$  излучения на выходе из нелинейной среды имеет вид

$$\Gamma^{(S)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \Gamma_0^{(S)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \frac{i}{\eta W} \times \frac{1 - \exp\{i\eta W[I_0(\mathbf{r}_1) - I_0(\mathbf{r}_2)]\}}{I_0(\mathbf{r}_1) - I_0(\mathbf{r}_2)}, \quad (5)$$

где  $\eta W$  – средний по импульсу набег фазы в среде.

Основным параметром, характеризующим преобразование когерентности светового пучка в рамках модового подхода, является эффективное число членов в разложении

$$N_{\text{eff}} = \frac{[\int \Gamma^{(S)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}) d^2r]^2}{\int \int |\Gamma^{(S)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)|^2 d^2r_1 d^2r_2}.$$

Параметр  $N_{\text{eff}}$  непосредственно связан с контрастом  $C$  спекл-картины, наблюдаемой после рассеяния излучения на мелкоструктурном диффузоре [15]:

$$C \equiv \frac{\langle I^2 \rangle^{1/2}}{\langle I \rangle} \approx \frac{1}{N_{\text{eff}}^{1/2}}. \quad (6)$$

Будем далее считать, что пространственная корреляционная функция входного поля представима в виде модели Шелла [17] с гауссовым коэффициентом корреляции и профилем входной интенсивности

$$\Gamma_0^{(S)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = [I_0(\mathbf{r}_1)I_0(\mathbf{r}_2)]^{1/2} \exp[-(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)^2/b^2], \quad (7)$$

$$I_0(\mathbf{r}) = \exp(-r^2/a^2)$$

(эффективное число мод в таком поле  $N_0 = 1 + 4a^2/b^2$ ). Гауссово распределение интенсивности [19] дает наибольшую эффективность разрушения когерентности для пространственно когерентных входных импульсов.

Используя в формуле (5) приближение  $I_0(\mathbf{r}) \approx 1 - 2r^2/a^2$ , которое справедливо для приосевой области светового пучка с  $r \sim a$  [20], можно после некоторых громоздких преобразований получить аналитическую зависимость эффективного числа мод на выходе из нелинейной среды от других параметров задачи:

$$N_{\text{eff}} = \frac{\eta^2 W^2}{4} \left[ \frac{\eta W}{\sqrt{N_0}} \arctan \left( \frac{\eta W}{2\sqrt{N_0}} \right) - \ln \left( 1 + \frac{\eta^2 W^2}{4N_0} \right) \right]^{-1}. \quad (8)$$

При  $\eta W \gg \sqrt{N_0}$  формула (8) приобретает особенно простой вид:

$$\frac{N_{\text{eff}}}{N_0} = \frac{\eta W}{2\pi\sqrt{N_0}}. \quad (9)$$

Таким образом, при уменьшении глобальной степени когерентности  $\mu = 1/N_0$  входного импульса происходит уменьшение эффективности нелинейного преобразования в  $N_{\text{eff}}/N_0$  раз.

### 3. Экспериментальное исследование преобразования когерентности

Оптическая схема установки для исследования эффективности разрушения пространственной когерентности излучения при взаимодействии с нелинейной средой представлена на рис.1. Излучение  $I$  моноимпульсного лазера с  $\lambda = 266$  нм фокусируется линзой 2 в объем кюветы 3, заполненной нелинейной жидкостью  $\text{CCl}_4$ . Затем излучение попадает на матовую кварцевую пластинку 4, установленную сразу за кюветой. Степень разрушения пространственной когерентности излучения оценивается по изменению контраста спекл-структуры, регистрируемой до и после взаимодействия со средой линейным CCD-приемником 5 в дальней зоне рассеянного на матовой пластинке светового поля. Толщина кюветы выбиралась примерно

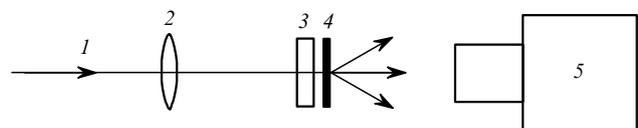


Рис.1. Оптическая схема экспериментальной установки: 1 – входное излучение; 2 – линза; 3 – кювета; 4 – матовая пластинка; 5 – CCD-приемник.

равной длине наименьшей из длин  $L_{nl}$ ,  $L_d$ , определяемых в случае гауссова распределения интенсивности светового пучка следующими соотношениями [12]:

$$L_{nl} = a \left( \frac{n}{2\Delta n} \right)^{1/2}, \quad L_d = \frac{\pi a^2}{\lambda \sqrt{N_0}}.$$

Здесь  $2a$  – диаметр фокального пятна;  $\Delta n = \delta W/n$  – нелинейная добавка к показателю преломления среды, зависящая от ее параметров и плотности энергии излучения. В эксперименте толщина слоя  $L$  составляла  $\sim 250$  мкм, а  $2a$  было равно  $\sim 60$  мкм.

Исследовалась эффективность преобразования пространственной когерентности излучения, определяемая отношением эффективного числа его пространственных мод на входе в среду к числу мод на выходе из нее. Степень когерентности излучения на входе в среду изменялась путем селекции поперечных мод лазера с помощью диафрагм различного диаметра, вставляемых в его резонатор.

На рис.2 изображены зависимости эффективности преобразования пространственной когерентности излучения от исходной степени его когерентности, полученные при расчете по формуле (8) и по данным измерений контраста спекл-структур. Расчет проводился в предположении преобладания теплового механизма взаимодействия [21, 22], т. е.

$$\delta = \frac{\partial n}{\partial T} \frac{\alpha n}{\rho c_p}, \quad (10)$$

где  $\partial n/\partial T$  – температурный коэффициент показателя преломления;  $\alpha$  – коэффициент поглощения;  $c_p$  – теплоемкость при постоянном давлении;  $\rho$  – плотность нелинейной среды.

Анализ условий взаимодействия излучения с нелинейной средой показывает, что при реализуемых в эксперименте исходной длительности импульса 15–20 нс и масштабе индуцируемой фазовой неоднородности  $d = 2\pi/|q|$  (здесь  $|q| = \Theta k$  – модуль волнового вектора рассеяния,  $\Theta$  – угол рассеяния излучения) звук успевает пройти расстояние  $d$  за время длительности импульса. Соответственно возможно тепловое расширение вещества и формирование волны давления, сопровождающееся значительным изменением диэлектрической проницаемости среды [23]. Поэтому в данном случае для оценки эффективности преобразования числа мод излучения при само модуля-

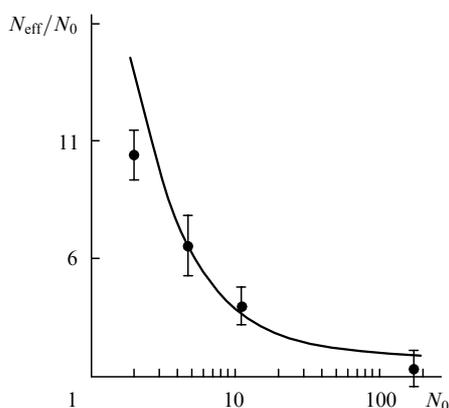


Рис.2. Зависимости эффективности преобразования пространственной когерентности излучения от исходной степени его когерентности, построенные по расчетным (сплошная линия) и экспериментальным (точки) данным.

ции в нелинейной среде можно брать максимальное значение температурного изменения  $(\partial n/\partial T)_p$  показателя преломления среды, которое для  $\text{CCl}_4$  составляет  $-5.5 \times 10^{-4} \text{ K}^{-1}$  ( $p$  – давление, установившееся в среде) [24]. Для теоретических оценок взяты следующие значения параметров  $\text{CCl}_4$  [25, 26]:  $c_p = 0.84 \text{ Дж} \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$  – теплоемкость  $\text{CCl}_4$  при постоянной плотности  $\rho = 1.63 \text{ г/см}^3$ , средняя энергия излучения лазера  $E = 1.5 \text{ мДж}$ ,  $\alpha = 1.23 \text{ см}^{-1}$ ,  $\Theta \sim 7 \times 10^{-4} \text{ рад}$ , ширина спектра  $\Delta\omega \sim 0.3 \text{ см}^{-1}$ .

#### 4. Заключение

Из результатов, представленных на рис.2 (см. также выражения (8), (9)), видно, что в нелинейной среде преобразование пространственной когерентности излучения с заданной энергией происходит более эффективно при его высокой исходной когерентности. Эти результаты отличаются от полученных ранее методом линии задержки [9], когда эффективность понижения когерентности не зависит от корреляционных свойств исходного импульса. В частности в схеме, рассмотренной в работе [9], для парциальных пучков равной интенсивности в отсутствие корреляций между ними

$$N_{\text{eff}} = N_0 P,$$

где  $P$  – число парциальных пучков в схеме. Иными словами, ранее предложенная нами схема работает как «идеальный фильтр» для пространственной когерентности излучения.

Сравнительный анализ преобразования пространственной когерентности излучения в нелинейной среде при использовании нестационарного фазового экрана с дисперсией фазовых неоднородностей  $\sigma_{\text{ph}} \gg 1$  [20] показал, что в обоих случаях эффективность преобразования  $N_{\text{eff}}/N_0$  определяется отношением радиуса когерентности исходного излучения к характерному размеру фазовой неоднородности преобразователя. Однако законы преобразования при этом несколько различаются. Действительно, при  $N_0 \gg 1$  выражение (9) можно представить в виде

$$\left( \frac{N_{\text{eff}}}{N_0} \right)_{\text{nl}} \approx \frac{b}{b_0}, \quad (11)$$

где  $b$  – радиус когерентности входного излучения;  $b_0 = 4\pi a/\eta W$  – радиус индуцированной фазовой неоднородности нелинейной среды.

Для нестационарного фазового экрана

$$\left( \frac{N_{\text{eff}}}{N_0} \right)_{\text{phs}} \approx 2\sigma_{\text{ph}}^2 \frac{b^2}{s^2}, \quad (12)$$

где  $s$  – радиус корреляции фазовых неоднородностей экрана; при этом считается, что размер пучка значительно превышает размер неоднородностей экрана.

Из соотношений (11) и (12) следует, что для частично когерентного входного излучения понижение пространственной когерентности нелинейным методом происходит менее эффективно, чем «механическое», что, по-видимому, связано с эффектами инерционности нелинейной модуляции фазы.

1. Ахманов С.А., Сухоруков А.П., Хохлов Р.В. *УФН*, **93**, 19 (1967).
2. Ключац И.Л., Соколовский Р.И. *ЖЭТФ*, **71**, 424 (1976).

3. Абдулин У.А., Горшков В.А., Ключач И.Л., Ляхов Г.А., Орлов Р.Ю., Телегин Л.С. *Квантовая электроника*, **2**, 967 (1975).
4. Котов В.М., Шкердин Г.Н., Шкердин Д.Г. *Оптика и спектроскопия*, **93**, 313 (2002).
5. Partlo W.N., Oldham W.G. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **9**, 3126 (1991).
6. Wang L., Tschudi T., Halldörsson T., Petursson P. R. *Appl. Opt.*, **37**, 1770 (1998).
7. Карелин Н.В., Лазарук А.М. *Оптика и спектроскопия*, **83**, 403 (1997).
8. Котов В.М., Шкердин Г.Н., Шкердин Д.Г., Булюк А.Н., Тихомиров С.А. *Квантовая электроника*, **31**, 839 (2001).
9. Ивакин Е.В., Кицак А.И., Карелин Н.В., Лазарук А.М., Рубанов А.С. *Квантовая электроника*, **33**, 255 (2003).
10. Kohler D., Seitz W.L., Loree T.R., Gardner S.D. *Opt. Commun.*, **12**, 24 (1974).
11. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов* (М.: Наука, 1988).
12. Алешкевич В.А., Кожоридзе Г.Д., Матвеев А.Н. *Квантовая электроника*, **15**, 829 (1988).
13. Karelin M.U., Lazaruk A.M. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4243**, 17 (2001).
14. Ivakin E.V., Kitsak A.I., Karelin N.V., Lazaruk A.M., Rubanov A.S. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4751**, 34 (2002).
15. Лещев А.А. *Оптика и спектроскопия*, **55**, 988 (1983).
16. Лазарук А.М. *Оптика и спектроскопия*, **53**, 1059 (1982).
17. Мандель Л., Вольф Э. *Оптическая когерентность и квантовая оптика* (М.: Физматлит, 2000).
18. Лазарук А.М., Карелин Н.В. *Сб. трудов 3-й конф. по лазерной физике и спектроскопии* (Гродно, 1997, т. 2, с. 70–73).
19. Karelin M., Lazaruk A. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3573**, 71 (1998).
20. Ахманов С.А., Дьяков Ю.Е., Чиркин А.С. *Введение в статистическую радиофизику и оптику* (М.: Наука, 1981).
21. Беспалов В.И., Литвак А.Г., Таланов В.И. *Труды 2-го Всесоюзного семинара по нелинейной оптике* (Новосибирск: Наука, 1968, с.428–463).
22. Петрищев В.А., Таланов В.И. *Квантовая электроника*, № 6, 35 (1971).
23. Беспалов В.И., Пасманик Г.А. *Нелинейная оптика и адаптивные лазерные системы* (М.: Наука, 1986).
24. *Краткий справочник физико-химических величин*. Под ред. А.А.Равделя, А.М.Пономаревой. (Л.: Химия, 1983).
25. Иоффе Б.В. *Рефрактометрические методы химии* (Л.: Химия, 1983).
26. *Справочник химика*. Под ред. Б.П.Никольского (Л.–М.: ГНТИ хим. лит., т. 1, 1962).