

# Преобразование пространственной когерентности импульсного излучения лазера при нелинейном режиме передачи через градиентный многомодовый волоконный световод

А.И.Кицак, М.А.Кицак

*Предложен способ преобразования пространственной когерентности импульсного лазерного излучения при нелинейном взаимодействии в многомодовом световоде. Проанализированы особенности передачи корреляционных свойств излучения по градиентному световоду с регулярным и нерегулярным профилями распределения показателя преломления его сердцевины. Проведен сравнительный анализ параметра глобальной степени когерентности излучения на выходе неоднородных волноводной и неволноводной сред. Установлено, что наиболее эффективным механизмом декорреляции импульсного излучения в световоде являются флуктуации фазы излучения при рассеянии его на неоднородностях показателя преломления сердцевины световода, индуцированных в результате нелинейного взаимодействия излучением с пространственно-неоднородным распределением интенсивности.*

**Ключевые слова:** пространственная когерентность, градиентное световодное, подавление спекл-шумов, лазерные пучки, индуцированная некогерентность.

## 1. Введение

Одним из основных условий получения субмикронного разрешения в современной проекционной фотолитографии является использование электромагнитного излучения, обладающего высокой монохроматичностью ( $\Delta\lambda = 0.5$  нм) и одновременно низкой пространственной когерентностью. Перспективными источниками такого излучения с требуемой монохроматичностью могут быть твердотельные лазеры наносекундного диапазона с широкими возможностями преобразования излучения основной частоты в высокие гармоники. Проблемой здесь, однако, является высокая пространственная когерентность излучения, способствующая появлению спекл-шумов при формировании изображений.

Один из способов уменьшения пространственной когерентности импульсного лазерного излучения основан на самомодуляции фазы в нелинейной среде [1]. Нестационарная модуляция фазы излучения, возникающая при взаимодействии его со средой с кубической нелинейностью, приводит к разрушению пространственной когерентности первоначально когерентного поля [2–5].

В настоящей работе представлены результаты исследования эффективности преобразования пространственной когерентности высокомономатичного импульсного ( $\sim 10$  нс) лазерного излучения при стационарном самовоздействии в многомодовом световоде с параболическим профилем показателя преломления сердцевины. Световод, рассматриваемое как нелинейная среда, привлекает к себе внимание в связи с возможно-

стью эффективного преобразования пространственной когерентности излучения при малых его мощностях вследствие накопления нелинейных возмущений фазы на больших длинах взаимодействия [6]. Кроме того, в световоде возможно возбуждение ВКР с преобразованием частоты накачки со сдвигом в УФ область спектра [7, 8], что также важно для фотолитографических приложений. Анализ литературных данных показывает, что в настоящее время по-прежнему большое внимание уделяется процессам преобразования пространственной структуры излучения при его самомодуляции в световодах в связи с возможностью реализации при определенных режимах нелинейного взаимодействия солитонного характера распространения излучения, очень выгодного при передаче оптической информации на большие расстояния [9, 10]. При этом практически отсутствуют работы по исследованию динамики корреляционных характеристик световых пучков в средах такого типа. Поэтому настоящая работа представляет интерес и с точки зрения изучения особенностей передачи когерентных свойств световых пучков через многомодовые световоды большой длины.

## 2. Эксперимент

Оптическая схема экспериментальной установки для исследования эффективности преобразования пространственной когерентности импульсного лазерного излучения при самовоздействии в многомодовом световоде представлена на рис. 1. Она включает в себя источник импульсного когерентного излучения 1 на основе YAG: Nd-лазера с удвоителем частоты, формировавший излучение с  $\lambda = 532$  нм и длительностью импульса 10–15 нс, микрообъектив 2 для ввода излучения в световод, короткий отрезок световода 3, намотанный на катушку и формирующий направляемые моды, основное световодное 4 длиной  $\sim 200$  м и диаметром  $\sim 100$  мкм с параболическим профилем показателя преломления серд-

А.И.Кицак. Институт физики им. Б.И.Степанова НАНБ, Белоруссия, 220072 Минск, просп. Независимости, 68;  
e-mail: kitsak@dragon.bas-net.by  
М.А.Кицак. Department of Physics, Boston University, 590 Commonwealth ave., B60, Boston, MA, 02215, USA;  
e-mail: mkitsak@physics.bu.edu

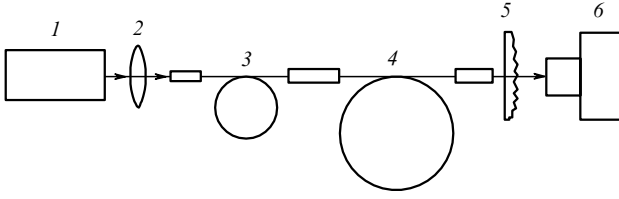


Рис.1. Оптическая схема экспериментальной установки.

цевины, служившее нелинейной средой, матовую пластинку 5 и регистратор излучения 6, в качестве которого использовалась линейка CCD-приемников с 2048 элементами (минимальное пространственное разрешение составляло ~ 14 мкм).

Эффективность преобразования когерентных свойств светового поля оценивалась по числу пространственно-когерентных мод  $N_z$ , рождаемых при распространении излучения в световолокне [2]:

$$N_z = \left[ \int B(\mathbf{r}, \mathbf{r}, z) d^2r \right]^2 / \iint |B(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, z)|^2 d^2r_1 d^2r_2. \quad (1)$$

Здесь

$$B(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \langle E(\mathbf{r}_1, z, t) E^*(\mathbf{r}_2, z, t) \rangle dt$$

– пространственная корреляционная функция поля излучения  $E(\mathbf{r}, z, t)$  в плоскости  $z$ , перпендикулярной направлению его распространения;  $\mathbf{r}_1$  и  $\mathbf{r}_2$  – радиусы-векторы в этой плоскости;  $t$  – временная координата.

Для гауссовой корреляционной функции

$$B(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = I_0 \exp \left[ -\frac{(\mathbf{r}_1^2 + \mathbf{r}_2^2)}{a_0^2} - \frac{(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)^2}{r_0^2} - i\alpha_0(\mathbf{r}_1^2 - \mathbf{r}_2^2) \right], \quad (2)$$

заданной в некоторой плоскости  $z = 0$ , эффективное число пространственно-когерентных исходных мод

$$N_0 = 1 + 2a_0^2/r_0^2 = 1 + 2/C^2,$$

где  $I_0$ ,  $\alpha_0$ ,  $r_0$  и  $a_0$  – интенсивность, фаза пространственной корреляционной функции излучения, радиус когерентности излучения и радиус огибающей светового пучка в этой плоскости соответственно;  $C = r_0/a_0$  – коэффициент когерентности излучения [11].

Параметр  $N_z$  непосредственно связан с контрастом спекл-структуры  $K$ , наблюдаемой после рассеяния излучения на мелкоструктурном диффузоре [12, 13]:

$$K \equiv \frac{\langle I^2 \rangle^{1/2}}{\langle I \rangle} \approx \frac{1}{\sqrt{N_z}}. \quad (3)$$

Здесь  $I(\mathbf{r}, z) = B(\mathbf{r}, \mathbf{r}, z)$  – пространственное распределение интенсивности спекл-структуры.

Исследовалась зависимость  $N_z$  от мощности  $P$  входного излучения при различных числах его исходных мод  $N_0$  и фиксированном  $z$ . Для этого при заданном  $P$  регистрировались пространственные распределения интенсивности излучения, рассеянного на матовой пластинке до входа в световолокно и после выхода из него. Регист-

рация проводилась в плоскости пространства с развитой спекл-структурой (разрешаемой приемником), содержащей достаточное для получения корректных статистических оценок число спеклов. По зарегистрированным распределениям интенсивности вычислялся контраст спекл-структур  $K$  и связанные с ним числа  $N_0$  и  $N_z$ . Модовый состав входного излучения изменялся при введении в резонатор лазера диафрагм разного диаметра.

На рис.2 представлены экспериментальные зависимости эффективного числа мод излучения  $N_z$  от мощности  $P$  для  $N_0 = 3$  и 25. Видно, что с увеличением мощности входного излучения степень его пространственной когерентности на выходе световолокна уменьшается ( $N_z$  увеличивается). Максимальное  $N_z$  реализуется при мощности излучения, близкой к порогу возбуждения ВКР, которая для используемого световолокна длиной 200 м, составляла 700–1000 Вт. Экспериментально достигнуто уменьшение пространственной когерентности излучения примерно на порядок по сравнению с когерентностью входного излучения. На рис.3 приведены пространственные распределения интенсивности излучения, рассеянно-

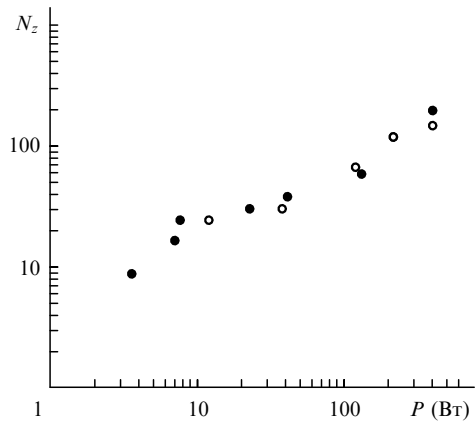


Рис.2. Зависимости эффективного числа мод излучения  $N_z$  на выходе световолокна от входной мощности  $P$  при  $N_0 = 3$  (●) и 25 (○).

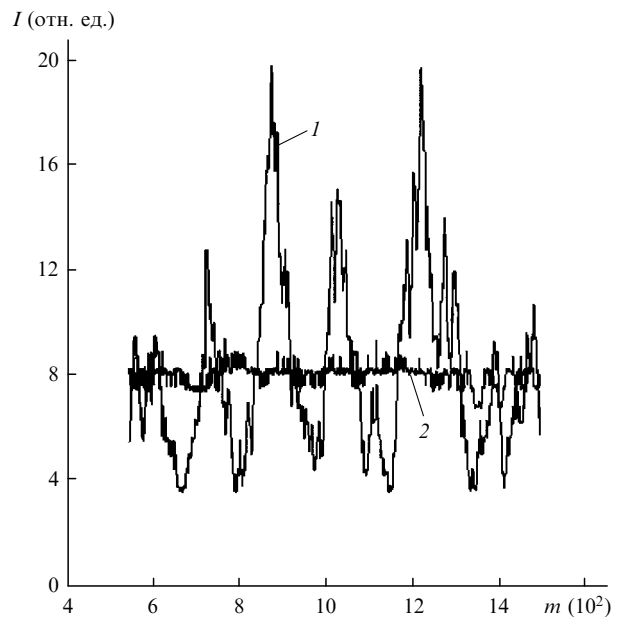


Рис.3. Пространственные распределения интенсивности  $I$  за диффузором в дальней зоне до входа в световолокно (1) и после выхода из него (2) при  $P = 600$  Вт;  $m$  – номер канала приемника.

го на матовой пластинке до входа в световолокно и после выхода из него при входной мощности, близкой к порогу возбуждения ВКР. Они наглядно иллюстрируют эффективность снижения пространственной когерентности излучения рассматриваемым методом. Регистрация представленных распределений интенсивности проводилась в одной и той же плоскости, на расстоянии от матовой пластинки, значительно превышающем поперечные размеры вторичного источника, формируемого на ней регистрируемым излучением.

### 3. Теоретический анализ

Проведем исследование динамики пространственной когерентности квазимонохроматического излучения с очень малой длительностью импульса ( $t_0 \geq 1$  пс) при нелинейном взаимодействии в световолокне с параболическим профилем распределения диэлектрической проницаемости его сердцевины  $\varepsilon$ :

$$\varepsilon(\mathbf{r}) = \varepsilon_0(1 - q^2 r^2), \quad (4)$$

где  $\mathbf{r}$  – радиус-вектор в плоскости, перпендикулярной оси световолокна;  $\varepsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость на оси световолокна;  $q^2 = \Delta/\rho^2$ ;  $\Delta = (\varepsilon_0 - \varepsilon_c)/\varepsilon_0$  – параметр высоты профиля [14];  $\varepsilon_c$  – диэлектрическая проницаемость оболочки световолокна;  $\rho$  – радиус его сердцевины.

Уравнение переноса для пространственной корреляционной функции излучения  $B(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, z)$  в таком световолокне для узконаправленных световых пучков с гауссовой статистикой поля входного излучения  $E(\mathbf{r}, z) = A(\mathbf{r}) \times \exp[i(\omega t + kz)]$  в случае преобладания нелинейности керровского типа имеет вид

$$\left[ \frac{\partial}{\partial z} - \frac{1}{2k}(\Delta_1 - \Delta_2) + \frac{i}{2}kq^2(r_1^2 - r_2^2) \right] B(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, z) = -i\beta[I_0(\mathbf{r}_2) - I_0(\mathbf{r}_1)]B(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, z). \quad (5)$$

Здесь  $A(\mathbf{r})$  – медленно меняющаяся комплексная амплитуда световой волны;  $I_0 = |A(\mathbf{r}, z=0)|^2$  – средняя интенсивность излучения на входе световолокна;  $k = 2\pi n/\lambda$ ;  $\lambda$  – средняя длина волны излучения;  $n$  – средний показатель преломления сердцевины световолокна;  $\omega$  – средняя частота излучения;  $\Delta_{1,2}$  – поперечные лапласианы;  $\beta = 2k \times (n_2/n)$ ;  $n_2$  – индуцированный показатель преломления среды.

Широко используемой моделью взаимодействия излучения с нелинейной средой является взаимодействие, при котором характер статистики излучения, распространяющегося в среде, не меняется, а меняются только корреляционные параметры функции взаимной когерентности излучения, такие, например, как ее фаза, размер зоны когерентности излучения и огибающая светового пучка. Такой подход в полной мере применим для пучков с гауссовым профилем пространственного распределения интенсивности и гауссовой корреляционной функцией [11]. Считая, что данные условия выполняются и что случайное поле  $E(\mathbf{r})$  является квазиоднородным, решение уравнения (5) будем искать в виде

$$B(\mathbf{R}, \mathbf{r}_{12}, z) = I_0 f(z) \exp \left[ -\frac{2\mathbf{R}^2}{a^2(z)} - \frac{r_{12}^2}{r_{12}^2(z)} \right],$$

$$-i\alpha(z)\alpha_0 \mathbf{R} \mathbf{r}_{12} \Big], \quad (6)$$

где

$$\mathbf{R} = \frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2}; \quad \mathbf{r}_{12} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2; \quad a^2(z) = \frac{a_0^2(0)}{g(z)};$$

$$r_{12}^2(z) = \frac{r_{\text{com}}^2(0)}{h(z)}; \quad r_{\text{com}}^2(0) = \frac{2a_0^2 r_0^2}{2a_0^2 + r_0^2};$$

$f(z)$ ,  $g(z)$ ,  $h(z)$  и  $\alpha(z)$  – зависящие от  $z$  коэффициенты преобразования энергетических, пространственных и корреляционных характеристик излучения соответственно, причем  $f(0) = g(0) = h(0) = \alpha(0) = 1$ .

Подставим корреляционную функцию (6) в уравнение (5). Группируя члены с одинаковыми степенями произведения  $R^m r_{12}^n$  ( $m, n = 0, 1, 2$ ) и приравнявая нулю коэффициенты, найденные в результате группировки, при всех таких произведениях, получаем систему уравнений с обыкновенными производными. Решая ее, находим для приосевой области пространственного распределения интенсивности входного излучения следующие соотношения:

$$g(z) = h(z) = f(z), \quad (7)$$

$$f(z) = 2q \{ (\alpha_0/k)^2 + F + q^2 - [(\alpha_0/k)^2 + F - q^2] \times \cos(2qz) - 2\sqrt{\alpha_0}q \sin(2qz) \}^{-1}, \quad (8)$$

где

$$F = \frac{1}{l_d^2} - \frac{1}{l_n^2}; \quad l_d = \frac{ka_0 r_{\text{com}}}{2\sqrt{2}}$$

– характерная дифракционная длина расплывания пучка в линейной среде;

$$l_n = a_0 \left( \frac{k}{8\beta I_0} \right)^{1/2}$$

– характерная длина нелинейного самовоздействия в среде.

Из равенств (7) следует, что при распространении по световолокну радиусы огибающей и корреляции светового пучка изменяются по одному и тому же закону. Сам же закон преобразования определяется соотношением (8) и имеет периодический характер, что типично для случая передачи световых пучков по градиентным световолокнам. Таким образом, во сколько раз, например, уменьшается радиус огибающей светового пучка в световолокне, во столько же раз уменьшается и радиус корреляции излучения. Следовательно, число пространственно-когерентных мод излучения  $N_z(z)$  или коэффициент когерентности  $C(z) = r(z)/a(z)$  остается постоянным при любых значениях входной мощности  $P$ , хотя в экспериментах наблюдается зависимость контраста спекл-структуры, формируемой прошедшим через световолокно излучением, от его мощности на входе. Такой результат, очевидно, связан с рассмотрением распространения излучения по идеализированному световолокну, когда оно является прямым с параболическим законом распределения показателя преломления в поперечном направлении. Однако структура реальных световолокон отличается от идеальной. Помимо всевозможных изгибов в них имеют

место макроскопические отклонения распределения показателя преломления от идеального распределения как в поперечном, так и в продольном направлении [15, 16]. Все это приводит к взаимодействию возбуждаемых в световолокне мод, их преобразованию и появлению пространственных флуктуаций интенсивности светового пучка. В процессе распространения модулированного излучения по световолокну и нелинейного взаимодействия его с сердцевинной световолокна в ней наводится случайная модуляция диэлектрической проницаемости волноводной среды. Рассеяние излучения на индуцированных, а также на стационарных неоднородностях и последующее некогерентное сложение рассеянных полей по длине световолокна приводят к усреднению флуктуаций излучения, формируемых на начальном этапе распространения по световолокну, что свидетельствует о преобразовании пространственной когерентности излучения за время действия импульса.

В качестве примера рассмотрим влияние на пространственную когерентность распространяющегося через световолокно излучения случайной модуляции пространственного распределения диэлектрической проницаемости его сердцевины

$$\varepsilon(z, \mathbf{r}) = \varepsilon_0 [1 + \varepsilon_1(z, \mathbf{r}) - q^2 r^2], \quad (9)$$

где  $\varepsilon_1(z, \mathbf{r})$  – случайная составляющая диэлектрической проницаемости сердцевины.

Следуя работам [17, 18], напишем уравнение передачи для функции пространственной когерентности второго порядка  $B(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, z)$  в таком световолокне с учетом нелинейного взаимодействия излучения с сердцевинной световолокна. Для приосевой части светового пучка в приближениях марковского процесса распространения светового поля в среде со случайными неоднородностями и гауссовой статистики входного излучения оно имеет вид

$$\left[ \frac{\partial}{\partial z} - \frac{i}{2k} (\Delta_1 - \Delta_2) + \frac{i}{2} k \gamma^2 (r_1^2 - r_2^2) + \frac{\pi k^2}{4} H(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \right] B(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, z) = 0, \quad (10)$$

где

$$H(\mathbf{r}_{12}) = \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_{\varepsilon_1}(\mathbf{v}) [1 - \cos(\mathbf{v} \mathbf{r}_{12})] d^2 v;$$

$\Phi_{\varepsilon_1}(\mathbf{v})$  – трехмерный спектр флуктуаций  $\varepsilon_1$  при  $v_z = 0$ ;

$$\gamma = \left( q^2 + \frac{1}{l_n^2} \right)^{1/2}.$$

Поскольку при гауссовой статистике излучения степень преобразования его пространственной когерентности (т.е. число мод излучения  $N_z(z)$ ) можно оценить, определив коэффициент когерентности  $C(z) = r(z)/a(z)$ , то нам достаточно найти входящие в него величины  $r(z)$  и  $a(z)$ . Пользуясь методом моментов [18, 19], а также результатами работы [16], получаем при  $\Phi_{\varepsilon_1}(\mathbf{v}) = \pi^{-3/2} \langle \varepsilon_1^2 \rangle \times l_0^3 \exp(-v^2/l_0^2)$  [18] следующие выражения для эффективных размеров зоны когерентности излучения ( $r_{\text{eff}}^2(z)$ ) и его огибающей ( $a_{\text{eff}}^2(z)$ ):

$$r_{\text{eff}}^2(z) = r_{\text{com}}^2(0) \frac{a_{\text{eff}}^2(z)}{a_0^2} \times \left\{ 1 + \left[ \frac{1 + 4(l_d \gamma)^2}{\gamma^2 a_0^2} \right] \left[ z - \frac{1}{2\gamma} \sin(2\gamma z) \right] \sigma + 4 \left( \frac{l_d}{\gamma a_0^2} \right)^2 \times \left[ z^2 - \frac{1}{\gamma^2} \sin^2(\gamma z) \right] \sigma^2 \right\}^{-1}, \quad (11)$$

$$a_{\text{eff}}^2(z) = a_0^2 \left\{ \cos^2(\gamma z) + \left( \frac{1}{l_d \gamma} \right)^2 \sin^2(\gamma z) + \frac{4}{\gamma^2 a_0^2} \left[ z - \frac{1}{2\gamma} \sin(2\gamma z) \right] \sigma \right\}, \quad (12)$$

где

$$\sigma = \frac{\langle \varepsilon_1^2 \rangle}{\pi \sqrt{\pi} l_0};$$

$l_0$  и  $\langle \varepsilon_1^2 \rangle$  – радиус корреляции и дисперсия флуктуаций диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_1$  соответственно.

С помощью несложных вычислений можно показать, что в отсутствие флуктуаций диэлектрической проницаемости ( $\sigma = 0$ )  $r_{\text{eff}}^2(z)$  совпадает с  $r_{12}^2(z)$ , полученным ранее для идеального световолокна. Несколько преобразуя (11) и (12), можно найти выражения для относительных чисел мод  $N_w/N_0$  и  $N_{\text{nw}}/N_0$  в неоднородных волноводной и неволноводной средах ( $\gamma = 0$ ) соответственно. В световолокне на расстояниях  $\gamma z \gg 1$  (предельный переход  $\gamma z \rightarrow \infty$ ) имеем

$$\frac{N_w(z)}{N_0} = 1 + \left[ \frac{1 + 4(l_d \gamma)^2}{\gamma^2 a_0^2} \right] \tau + 4 \left( \frac{l_d}{\gamma a_0^2} \right)^2 \tau^2. \quad (13)$$

Аналогично для неволноводной среды при тех же расстояниях из (11) получаем

$$\frac{N_{\text{nw}}(z)}{N_0} = 1 + 8 \left( \frac{l_d}{a_0} \right)^2 \tau + 4 \left( \frac{l}{a_0 \sigma} \right)^2 \tau^3 + \frac{4}{3} \left( \frac{l_d}{a_0^2 \sigma} \right)^2 \tau^4. \quad (14)$$

В (13) и (14)  $N_{w,\text{nw}}(z) = 2a_{\text{eff}}^2(z)/r_{\text{eff}}^2(z)$ ;  $N_0 = 2a_0^2/r_{\text{com}}^2(0)$ ;  $\tau = \sigma z$  – оптическая длина. Нужно обратить внимание на то, что радиус огибающей светового пучка  $a_0$  на входе световолокна можно считать примерно равным радиусу его основной моды  $w$  [16], т.е.

$$a_0 = w = \left( \frac{2\rho}{n_0 k \sqrt{2A}} \right)^{1/2}. \quad (15)$$

Из соотношения (13) следует, что при распространении излучения в неоднородной волноводной среде число пространственно-когерентных мод перестает быть инвариантом. При этом оно, а следовательно и степень преобразования когерентности, зависят от параметра распространения  $\tau$ , соотношения между дифракционными характеристиками излучения и рефракционными свойствами световолокна, определяемыми произведением  $l_d \gamma$ , а также от самого параметра  $\gamma$ .

На рис.4 представлены зависимости отношения контрастов спекл-структур, формируемых пучками света, прошедшими через световолокно и неволноводную среду с одинаковыми характеристиками неоднородностей,

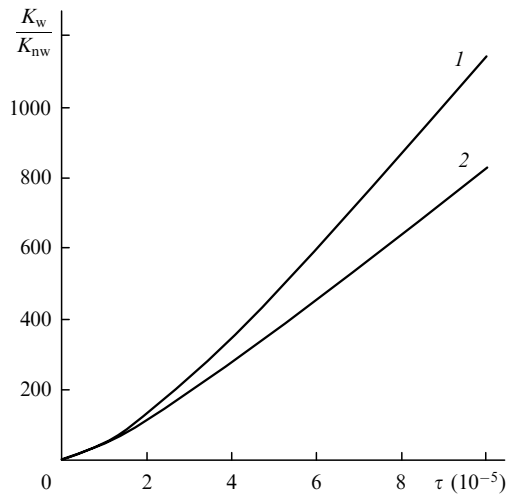


Рис. 4. Зависимости отношения контрастов спекл-структур, формируемых пучками света, прошедшими через световолокно ( $K_w$ ) и неволноводную среду ( $K_{nw}$ ) с одинаковыми характеристиками неоднородностей, от оптической длины  $\tau$  при  $l_d\gamma = 0.6$  (1) и 1.2 (2).

от оптической длины  $\tau$  для двух режимов распространения: когда эффекты расходимости излучения преобладают над рефракцией и когда рефракция излучения превышает дифракционное расплывание. Оценки приведены для следующих значений параметров световолокна и характеристик излучения:  $\Delta = 0.04$ ,  $\rho = 50$  мкм,  $l_0 = 0.5$  мкм,  $n = 1.6$ ,  $\lambda = 532$  нм,  $P = 600$  Вт,  $N_2 = 4\pi n_2/(nc) = 3.2 \times 10^{-16}$  см<sup>2</sup>/Вт,  $\langle \epsilon_1^2 \rangle = 10^{-10}$ .

Из анализа полученных зависимостей следует, что при выбранной модели распределения показателя преломления сердцевинки световолокна и неслучайном пространственном распределении амплитуды входного излучения разрушение когерентности происходит в основном из-за модуляции фазы при рассеянии излучения на стационарных неоднородностях показателя преломления. Отметим, что данный процесс в волноводной среде идет менее эффективно, чем в неволноводной. Это, очевидно, связано с уходом излучения, рассеянного под углами, большими критического, из световолокна и неучастии его в последующих актах усреднения. Нелинейное взаимодействие проявляется только в виде добавки  $\Delta q = 1/l_n$  к рефракционному параметру волокна  $q$ . Такая добавка даже при мощности излучения, близкой к мощности возбуждения ВКР в световолокне, примерно на два порядка меньше  $q$  и практически не влияет эффективность разрушения когерентности. В экспериментах же (см. рис. 2) четко наблюдается зависимость степени декорреляции излучения в световолокне от мощности входного излучения. Наличие такой зависимости можно объяснить тем, что в реальном световолокне всегда присутствует часть излучения с флуктуирующей интенсивностью. Это излучение индуцирует в световолокне при нелинейном взаимодействии случайное изменение диэлектрической проницаемости.

При увеличении интенсивности входного излучения растет дисперсия флуктуаций диэлектрической проницаемости, а значит и дисперсия флуктуаций фазы излучения, рассеянного на наведенных неоднородностях показателя преломления волноводной среды, приводящая в итоге к декогерентизации излучения. К сожалению, флуктуации амплитуды излучения не учитываются в рассматриваемой теоретической модели (предполагается,

что статистика излучения обусловлена в основном флуктуациями его фазы), и поэтому реальная картина динамики корреляционных свойств излучения в световолокне отражается данной моделью неполно.

#### 4. Заключение

Из полученных экспериментальных результатов и теоретического рассмотрения особенностей преобразования пространственной когерентности излучения в световолокне следует, что основной причиной разрушения когерентности в нем при стационарном взаимодействии являются модуляция фазы излучения вследствие рассеяния на неоднородностях волноводной среды и последующее некогерентное сложение рассеянных полей по пути распространения. Рассеяние может осуществляться как на стационарных, так и на наведенных в результате нелинейного взаимодействия излучения с волноводной средой неоднородностях показателя преломления сердцевинки световолокна. Наведенные неоднородности формируются при наличии пространственных флуктуаций интенсивности излучения, которые могут быть обусловлены режимом генерации входного излучения и интерференционными эффектами на начальном отрезке световолокна.

Экспериментальные результаты показали, что рассеяние на стационарных неоднородностях не является определяющим фактором разрушения пространственной когерентности в световолокне (число мод излучения на выходе световолокна в этом случае не должно зависеть от мощности излучения на его входе). К тому же реальные многомодовые световолокна отличаются достаточно высокой пространственной однородностью распределения показателя преломления сердцевинки и, следовательно, для достижения ощутимой степени разрушения пространственной когерентности излучения потребуются большие длины световолокон. В то же время можно наблюдать, что в многомодовом световолокне уже на небольшом расстоянии от его входа появляется пространственная модуляция интенсивности излучения из-за когерентного сложения волн со случайными фазами, возникающих в результате рассеяния как на стационарных неоднородностях показателя преломления световолокна, так и на неоднородностях, обусловленных его геометрическими нерегулярностями (изгибами вдоль волокна, изменением формы его сечения и диаметра). При нелинейном взаимодействии эти флуктуации интенсивности наводят пространственные неоднородности показателя преломления сердцевинки световолокна. Величина нелинейного изменения показателя преломления пропорциональна мощности входного излучения. Рассеяние излучения на неоднородностях такого типа приводит, как свидетельствуют экспериментальные результаты, к существенному преобразованию пространственной когерентности излучения в световолокне.

Несмотря на то что эффективность разрушения когерентности в волноводной среде меньше, чем в протяженной рассеивающей среде, для решения задач формирования световых пучков с заданными когерентными свойствами предпочтительнее применение световолокна. Это связано с тем, что наряду с декогерентизацией излучения волокно позволяет транспортировать его в любое место пространства, в том числе и во внутриволокнальные объемы. При этом необходимая степень когерентности из-

лучения может быть достигнута путем вариации длины световолокна и мощности входного излучения.

1. Kohler D., Seitz W.L., Loree T.R., Gardner S.O. *Opt. Commun.*, **12**, 24 (1974).
2. Карелин Н.В., Лазарук А.М. *Оптика и спектроскопия*, **83**, 403 (1997).
3. Karelin N.V., Lazaruk A.M. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4243**, 17 (2001).
4. Ivakin E.V., Kitsak A.I., Karelin N.V., Lazaruk A.M., Rubanov A.S. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4751**, 34 (2002).
5. Ивакин Е.В., Карелин Н.В., Кицак А.И., Рубанов А.С. *Квантовая электроника*, **35**, 365 (2005).
6. Ивакин Е.В., Кицак А.И., Карелин Н.В., Кицак М.А., Рубанов А.С. *Материалы междунар. конф. «Лазерная физика и применение лазеров»* (Минск, 2003, с. 142).
7. Stolen R.H., Ippen E.P., Tynes A.R. *Appl. Phys. Lett.*, **20**, 62 (1972).
8. Batineao J., Gires F., Saissy A., Vanneste C., Azema A. *Appl. Opt.*, **17**, 1208 (1978).
9. Романова Е.А., Мельников Л.А. *Оптика и спектроскопия*, **96**, 100 (2004).
10. Волков А.Г., Трофимов В.А. *Оптика и спектроскопия*, **96**, 96 (2004).
11. Ахманов С.А., Дьяков Ю.Е., Чиркин Ф.С. *Введение в статистическую радиофизику и оптику* (М.: Наука, 1981).
12. Лещев А.А. *Оптика и спектроскопия*, **55**, 988 (1983).
13. Goodman J.W. *J. Opt. Soc. Am.*, **66**, 1145 (1976).
14. Адамс М. *Введение в теорию оптических волноводов* (М.: Мир, 1984).
15. Содха М.С., Гхатак А.Г. *Неоднородные оптические волноводы* (М.: Связь, 1980).
16. Унгерн Х.Г. *Планарные и волоконные оптические волноводы* (М.: Мир, 1980).
17. Воробьев В.В. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **14**, 1283 (1971).
18. Власов С.Н., Петрищев В.А., Таланов В.И. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **14**, 1353 (1971).
19. Петрищев В.А. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **14**, 1416 (1971).