

УДК 538.56:519.25

## ИЗМЕНЕНИЕ КОГЕРЕНТНОСТИ И ФЛУКТУАЦИЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СО СТАЦИОНАРНОЙ ФАЗОВОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ ПРИ ТЕПЛОМ САМОВОЗДЕЙСТВИИ

*В. В. Воробьев, В. А. Мякинин, В. Н. Степашкин, Н. С. Тихонова*

Экспериментально исследовано изменение радиуса когерентности и спектров флуктуаций интенсивности во времени после прохождения лазерного импульса через кювету с поглощающей жидкостью. Фазовый фронт излучения до нелинейной среды искажался фазовым экраном. Обнаружено, что флуктуации в зависимости от роста энергии в импульсе вначале уменьшаются, затем возрастают. Дана теоретическая интерпретация наблюдаемых эффектов.

При нагреве поглощающей среды лазерным излучением со случайным распределением интенсивности в среде возникают случайные неоднородности температуры и показателя преломления. Эти неоднородности сказываются на статистике распространяющегося излучения, изменяют амплитудные и фазовые флуктуации. Характер изменения зависит от статистики падающего излучения. В случае многомодовых пучков, например, когда фаза и амплитуда излучения быстро меняются во времени, возникающие в среде температурные неоднородности не коррелированы с флуктуациями излучения. Они приводят к ухудшению когерентности и увеличению флуктуаций интенсивности [1, 2].

При самовоздействии излучения с медленной временной модуляцией амплитуды и фазы, вызываемой, например, турбулентными неоднородностями, флуктуации излучения, согласно теоретическим оценкам [3, 4], с увеличением энергии в импульсе должны вначале ослабляться, затем усиливаться. Экспериментально, однако, было обнаружено только ослабление флуктуаций интенсивности, даже при энергиях, значительно превышающих те, при которых, согласно расчетам, должно наблюдаться усиление [3]. Это объясняется плохой пространственной когерентностью использовавшегося источника — лазера ГОР-300 с максимальной энергией в импульсе  $W = 150$  Дж и угловой расходимостью  $\theta = 10^{-2}$  рад.

В настоящей работе приводятся результаты экспериментального исследования изменений при тепловом самовоздействии флуктуаций излучения с лучшей, чем в [3], пространственной когерентностью, но меньшей энергией  $W = 2$  Дж,  $\theta = 10^{-3}$  рад. Фазовый фронт излучения искажался с помощью фазового экрана, установленного перед однородной поглощающей средой. В процессе распространения далее возникали амплитудные флуктуации и флуктуации температуры в среде. Хотя качественные картины самовоздействия в однородной среде излучения, прошедшего фазовый экран, и самовоздействия излучения в турбулентной среде одинаковы, в случае фазового экрана, как показывают расчеты, нелинейные эффекты должны проявляться при меньших энергиях лазерного импульса. Это подтвердил и эксперимент. В то время как при распространении импульса с энергией около 2 Дж в турбулентной среде влияние нелинейности было незначительным, в однородной среде наблюдалось и ослабление и усиление флуктуаций, предсказываемое расчетами.

Расчеты флуктуаций при тепловом самовоздействии излучения со стационарной фазовой модуляцией на входе среды аналогичны расчетам флуктуаций при самовоздействии в турбулентной среде [3]. В предположении о том, что: а) пучок достаточно широкий, такой, что можно пренебречь дефокусировкой пучка в целом; б) длина нелинейной среды  $L$  достаточно мала, а размеры неоднородностей  $l_0$  велики ( $L \leq k l_0^2$ ), так что применимо приближение геометрической оптики; в) коэффициент поглощения среды  $\alpha$  мал, такой, что можно пренебречь ослаблением энергии импульса при распространении в среде ( $\exp(-\alpha L) \simeq 1$ ), возмущения фазы волны  $\varphi$  и логарифма амплитуды  $\chi$  описываются уравнениями

$$\frac{\partial \varphi}{\partial z} = \frac{k \alpha I_0}{\rho c_p \varepsilon_0} \frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \int_0^t \chi(z, \rho, t') dt', \quad \frac{\partial \chi}{\partial z} = -\frac{1}{2k} \Delta_{\perp} \varphi \quad (1)$$

с граничными условиями

$$\varphi(0, \rho, t) = \varphi_0, \quad \chi(0, \rho, t) = 0,$$

где  $k$  — волновое число в среде,  $I_0$  — плотность мощности падающей волны,  $\rho, c_p, \varepsilon$  — плотность, теплоемкость и диэлектрическая проницаемость среды.

Систему уравнений (1) будем решать, используя преобразование Фурье по поперечным координатам  $(x, y)$ . Для спектральных компонент

$$\varphi(\mathbf{x}, z, t) = (2\pi)^{-2} \iint \varphi(\rho, z, t) e^{-i\mathbf{x}\rho} d^2\rho$$

получим уравнение

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} + x^2 q^2 \int_0^t \varphi(\mathbf{x}, z, t') dt' = 0 \quad (2)$$

с граничными условиями

$$\varphi(\mathbf{x}, 0, t) = \varphi_0(\mathbf{x}), \quad \partial \varphi / \partial z |_{z=0} = 0. \quad (3)$$

Аналогично для флуктуаций  $\chi$

$$\frac{\partial^2 \chi}{\partial z^2} + x^2 q^2 \int_0^t \chi(\mathbf{x}, z, t') dt' = 0; \quad (4)$$

$$\chi(\mathbf{x}, 0, t) = 0, \quad \frac{\partial \chi}{\partial z} \Big|_{z=0} = -\frac{x^2}{2k} \varphi_0(\mathbf{x}), \quad (5)$$

В уравнениях (2) — (4)  $q^2 = \left( -\frac{1}{2\varepsilon_0} \frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \frac{\alpha I_0}{\rho, c_p} \right)$  — параметр, пропорциональный энергии импульса.

Решение уравнений (2) — (4) с граничными условиями (3), (5) можно записать в виде

$$\varphi(\mathbf{x}, z, t) = \varphi_0(\mathbf{x}) V_0(xzq\sqrt{t}), \quad \chi(\mathbf{x}, z, t) = \frac{x^2 z}{2k} V_1(xzq\sqrt{t}) \varphi_0(\mathbf{x}), \quad (6)$$

где

$$V_n(\xi) = \sum_{i=0}^{\infty} \frac{(-1)^i \xi^{2i}}{i! (2i+n)!}. \quad (7)$$

В предположении об однородности и изотропности флуктуаций фазы в плоскости  $z=0$

$$\langle \varphi_0(\mathbf{x}_1) \varphi_0^*(\mathbf{x}_2) \rangle = F_0(\mathbf{x}) \delta(\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2)$$

для спектров  $F_\varphi, F_\chi$  получим выражения

$$F_\varphi(\kappa, z, t) = F_0(\kappa) V_0^2(\kappa z q \sqrt{t}), \quad (8)$$

$$F_\chi(\kappa, z, t) = (\kappa^4 z^2 / 4k^2) F_0(\kappa) V_1^2(\kappa z q \sqrt{t}).$$

Воспользовавшись формулами (8), можно рассчитать изменение радиуса когерентности излучения  $\rho_k$ , определяемого соотношениями

$$\frac{\langle E(\rho) E^*(\rho + \rho_k) \rangle}{\langle |E(\rho)|^2 \rangle} = \frac{1}{2}, \quad D_\varphi(\rho_k, z, t) + D_\chi(\rho_k, z, t) = \ln 2, \quad (9)$$

где

$$D_{\varphi, \chi}(\rho) = 4\pi \int_0^\infty F_{\varphi, \chi}(\kappa, z, t) [1 - J_0(\kappa \rho)] \kappa d\kappa$$

— структурные функции флуктуаций фазы и амплитуды.

Если радиус когерентности  $\rho_k$  меньше минимальных масштабов неоднородностей фазового экрана  $l_0$ , можно использовать квадратичную аппроксимацию зависимостей  $D_{\varphi, \chi}$  от  $\rho$  при расчете  $\rho_k$ :

$$D_{\varphi, \chi}(\rho_k) = \pi \rho_k^2 \int_0^\infty \kappa^3 F_{\varphi, \chi}(\kappa, z, t) d\kappa. \quad (10)$$

Экспериментальное исследование изменения радиуса когерентности излучения было проведено на основе двухлучевой интерферометрии путем измерения функции видности

$$V = (I_{\max} - I_{\min}) (I_{\max} + I_{\min})^{-1}, \quad (11)$$

где  $I_{\max}, I_{\min}$  — интенсивность в максимуме и минимуме интерференции в зависимости от пространственного разнесения  $\Delta$  интерферирующих пучков и энергии излучения лазера. Величина разнесения, при которой видность  $V$  уменьшалась в два раза, и принималась за радиус когерентности.

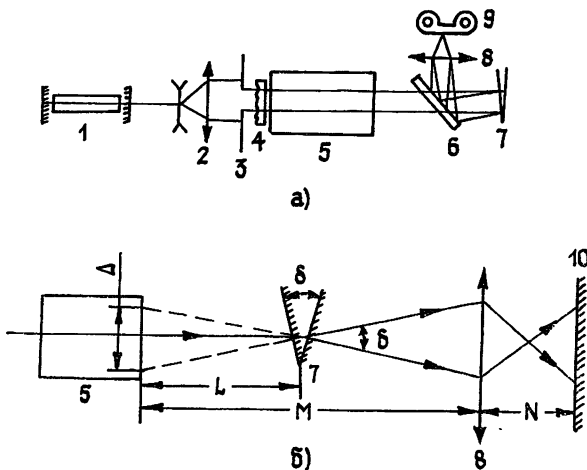


Рис. 1.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1а. Источником излучения служит рубиновый лазер ГОР-300 (1), работающий в режиме свободной генерации. Пучок излучения уширялся коллиматором (2), ограничивался диафрагмой (3) и направлялся в кювету с этиловым спиртом (5), подкрашенным метиленовой синью, на входную стенку которой наклеивался фазовый экран (4). Прошедший кювету

пучок отражался от пластин интерферометра (7), полупрозрачной пластины (6), и полученная интерференционная картина регистрировалась скоростной кинокамерой СКС-1М (9) со скоростью 2500 кадров в секунду, что позволяло лазерный импульс длительностью 6,5 мс развернуть на 15 кадров. Объектив (8) служит для переноса изображения с выходной стенки кюветы в плоскость регистрации. Фазовым экраном служила неоднородная по толщине пластина из неорганического стекла. Интерферометр представлял собой воздушный клин, образованный двумя плоскопараллельными стеклянными пластинами. Эквивалентный ход лучей в измерительной системе приведен на рис. 16 (10 — плоскость регистрации). Для удобства рассмотрения отраженные от интерферометра лучи здесь заменены прошедшими, что в данном случае не принципиально.

Прошедший кювету пучок делится интерферометром на два пучка равной интенсивности, угол между осями которых  $\delta$  равен углу клина. Это эквивалентно тому, что из кюветы выходят два пучка (показаны пунктиром), угол между направлениями распространения которых равен  $\delta$ , и в плоскости кюветы они пространственно разнесены на величину  $\Delta = \delta L$ , где  $L$  — расстояние от интерферометра до кюветы. Угол  $\delta$  легко определить по ширине интерферентной полосы  $d$  в плоскости регистрации  $\delta = \lambda k_y / d$ , где  $k_y$  — это коэффициент увеличения, равный  $k_y = M/N$  (расстояния  $M$  и  $N$  указаны на рисунке).

Таким образом, меняя угол клина, можно получить зависимость функции видности  $V$  от величины  $\Delta$ , что позволяет определить радиус когерентности исследуемого лазерного пучка.

С целью получения усредненной по флуктуациям экрана интерференционной картины была произведена съемка на одно и то же место киноплёнки пяти ее реализаций, получившихся в результате поворота экрана вокруг оси пучка. Для этого пленка наклеивалась по окружности барабана кинокамеры СКС-1М. На валу двигателя, приводящего в движение барабан, устанавливался датчик угла поворота вала, который в момент набора камерой скорости 2500 кадров в секунду и при определенном угле поворота барабана формировал импульс, которым осуществлялся поджиг системы накачки лазера. Точность наложения кинокадров составляет 40 мкс при длительности импульса 6,5 мс.

Для нахождения распределения интенсивности в полученной интерференционной картине на пленку впечатывался ступенчатый ослабитель, съемка которого осуществлялась в красном свете  $\lambda = 0,69$  мкм, что исключало ошибки, связанные с зависимостью коэффициента контрастности пленки от длины волны излучения.

Обработка интерферограмм проводилась на микрофотометре МФ-4. Размеры измерительной щели микрофотометра удовлетворяли условиям: высота щели равнялась вертикальному размеру интерференционных полос (размеру кадра), ее ширина была много меньше ширины полосы. Измерялась величина  $I_{\min}^i, I_{\max}^i$  — интенсивность в минимуме и максимуме интерференции,  $i = 1, 2, \dots, N$ , где  $N$  — число полос в кадре. Затем находилась величина функции видности

$$V = (\bar{I}_{\max} - \bar{I}_{\min}) (\bar{I}_{\max} + \bar{I}_{\min})^{-1},$$

где  $\bar{I} = (1/N) \sum I^i$ , и зависимость  $V$  от величины поперечного смещения пучков  $\Delta$ .

Измерения радиуса когерентности проводились при следующих значениях длин кюветы:  $L = 5; 17; 25$  см. Коэффициенты поглощения  $\alpha$  были соответственно  $\alpha = 0,176; 0,036; 0,039$  см<sup>-1</sup>.

Радиус пучка на входе в среду составлял 0,8 см. Отметим, что в экспериментах заметного изменения размера пучка на выходе среды за счет дефокусировки не наблюдалось.

В отсутствие поглощения (линейная среда) радиус когерентности за фазовым экраном был равен  $\rho_k^0 = 0,13$  мм. Он незначительно изменялся в процессе генерации лазера из-за изменения радиуса когерент-

ности исходного излучения, который был приблизительно в 10 раз больше, чем  $\rho_k$  (1,5 мм в начале импульса, 0,8 мм в конце).

Измеренные зависимости  $\rho_k$  на выходе кювет различной длины от энергии излучения приведены на рис. 2. Из рисунка видно, что в случае малой длины среды  $L=5$  см наблюдается увеличение радиуса когерентности  $\rho_k$  с увеличением энергии, при  $L=17$  см — вначале рост, затем уменьшение  $\rho_k$  и при  $L=25$  см — в основном уменьшение радиуса когерентности.

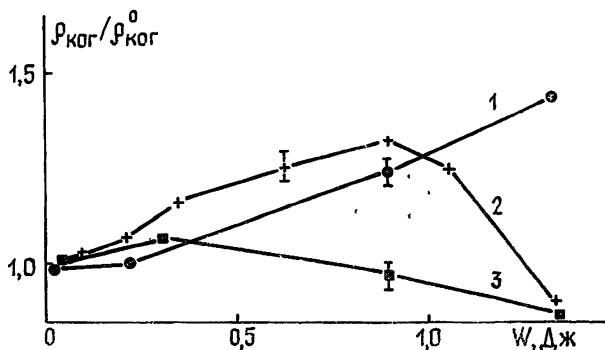


Рис. 2. Зависимость радиуса когерентности излучения от энергии светового импульса. Длина среды  $L=5$  см (1), 17 см (2), 25 см (3).

Для расчетов изменения радиуса когерентности по формулам (8), (9) необходимо знание начального спектра флуктуаций фазы, который в эксперименте не измерялся. По голограмме, полученной в результате интерференции опорного пучка с пучком, прошедшим через фазовый экран, был измерен только характерный масштаб неоднородностей  $l_0$ , равный приблизительно 1 мм.

Расчеты  $\rho_k$  были проведены для следующих начальных спектров фазы:

$$\begin{aligned}
 1. F_0(\kappa) &= c_1 e^{-\kappa^2/\kappa_m^2}; & 2. F_0(\kappa) &= c_2 \kappa^{-2} e^{-\kappa^2/\kappa_m^2}; \\
 3. F_0(\kappa) &= c_3 \kappa^{-3} e^{-\kappa^2/\kappa_m^2}; & \kappa_m &= 2\pi/l_0 = 63 \text{ см}^{-1}.
 \end{aligned}
 \tag{12}$$

Поскольку радиус когерентности  $\rho_k < 0,13$  мм, т.е. был меньше размеров  $l_0 \simeq 1$  мм, для расчетов структурных функций  $D_{\varphi, \chi}(\rho)$  можно использовать формулы (9).

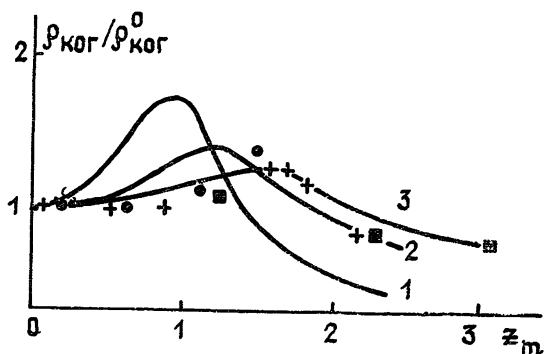


Рис. 3. Зависимость радиуса когерентности от параметра  $z_m$ . Кривые 1, 2, 3 — расчетные зависимости для спектров  $e^{-\kappa^2/\kappa_m^2}$ ,  $\kappa^{-2}e^{-\kappa^2/\kappa_m^2}$ ,  $\kappa^{-3}e^{-\kappa^2/\kappa_m^2}$  соответственно.

Интегралы (9) вычислялись с помощью почленного интегрирования рядов для квадратов функций  $V_0$  и  $V_1$ . Число членов ряда, необходимое для обеспечения точности вычисления интегралов, равной  $10^{-3}$ , растет с увеличением параметра  $z_m = \kappa_m z q \sqrt{t}$  приблизительно как  $z^2 m$  (имеется в виду число членов с различными степенями  $z$ ).

Результаты расчетов радиуса когерентности как функций аргумента  $z_m$  для начальных спектров ряда (12) представлены на рис. 3 сплошными линиями. Здесь же нанесены результаты измерений с раз-

личными длинами кювет. Видно, что все экспериментальные точки группируются вблизи теоретической кривой, соответствующей спектру

$$F_0(x) \sim x^{-3} e^{-x^2/x_m^2}.$$

Приведенные теоретические результаты получены в приближении геометрической оптики и в пренебрежении ослаблением интенсивности света. Учет дифракции и ослабления, как показано в работе [3] при значениях  $z_d = x^2 z / 2k \leq 0,5$ ,  $\alpha z \leq 1$  приводит к небольшому изменению спектра. В данном эксперименте условие  $\alpha z \leq 1$  выполнялось, необходимая же для интегрирования (9) область изменения  $x$  была равна приблизительно  $2x_m$ , так что параметр  $z_d$  изменялся в пределах  $0,15 \div 1,5$ . Чтобы оценить, как сказывается дифракция при значениях  $z_d \sim T$ , были проведены расчеты спектра флуктуаций, описываемых уравнением

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} + \frac{x^4}{4k^2} \varphi + x^2 q^2 \int_0^t \varphi dt' = 0, \quad (13)$$

учитывающим дифракцию. Решение этого уравнения, как и уравнения (2), можно находить в виде ряда по степеням  $t$ :

$$\varphi(x, z, t) = \varphi_0(x) f(x, z, t), \quad (14)$$

$$f(x, z, t) = \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{1}{n! (2n)!} \left( \frac{4k^2 q^2 t}{x^2} \right)^n c_n \left( \frac{x^2 z}{2k} \right),$$

$c_n(\xi) = A_n(\xi) \sin \xi + B_n(\xi) \cos \xi$ ,  $A_n, B_n$  — полиномы, а функции  $c_n(\xi)$  удовлетворяют уравнению  $c_n'' + c_n = 2n c_{n-1}$ . Воспользовавшись им, несложно находить последовательно полиномы  $A_n, B_n$ . Первые из них будут:  $A_0 = 0, B_0 = 1, A_1 = \xi, B_1 = 0, A_2 = \xi, B_2 = -\xi^2, A_3 = 3\xi - \xi^3, B_3 = -3\xi^2, A_4 = 15\xi - 6\xi^3, B_4 = -15\xi^2 + \xi^4$ .

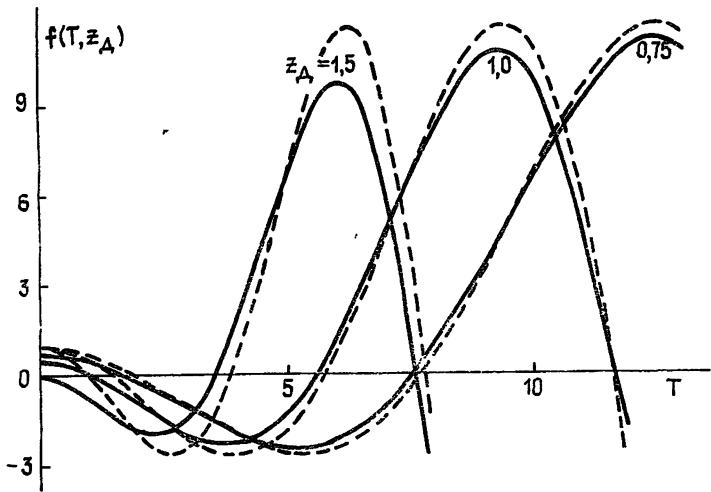


Рис. 4. Изменение флуктуаций фазы при фиксированных длине нелинейной среды  $z$  и волновом числе  $x$  со временем.  
 $T = 4k^2 q^2 t / x^2, z_d = x^2 z / 2k$ .

На рис. 4 сплошными линиями изображены зависимости  $f(x, z, t)$ , рассчитанные суммированием ряда (14) с учетом членов до  $t^7$  включительно, как функции аргумента  $T = 4k^2 q^2 t / x^2$  при значениях волнового параметра  $z_d = 0,75; 1; 1,5$ . Пунктиром на этом рисунке нанесены зависимости, рассчитанные по формулам (6), (7) (в приближении геометрической оптики).

Из сравнения результатов расчётов видно, что дифракция при значениях  $z_d \ll 1$  на изменении флуктуаций при самовоздействии сказывается слабо.

Она существенно сказывается при наличии мелких неоднородностей фазового экрана. При условиях  $\kappa^2 z / 2k \gg 1$ ,  $\kappa^2 (2k)^{-1} (kq^2 t)^{-1} \gg 1$  решениями уравнения (13) и аналогичного уравнения для флуктуаций логарифма амплитуды  $\chi$  будут [4]:

$$\varphi(\kappa, z, t) = \varphi_0(\kappa) \left[ f_1(\psi) \cos \frac{\kappa^2 z}{2k} - f_2(\xi) \sin \frac{\kappa^2 z}{2k} \right], \quad (15)$$

$$\chi(\kappa, z, t) = \varphi_0(\kappa) \left[ f_1(\psi) \sin \frac{\kappa^2 z}{2k} + f_2(\xi) \cos \frac{\kappa^2 z}{2k} \right],$$

где

$$f_1(\psi) = \operatorname{Re} J_0(2\sqrt{-i\psi}), \quad f_2(\psi) = \operatorname{Im} J_0(2\sqrt{-i\psi}),$$

$J_0$  — функция Бесселя,  $\psi = kq^2 tz$  — нелинейный набег фазы в среде.

Структурная функция  $D_1(\rho) = D_\varphi(\rho) + D_\chi(\rho)$  при этом будет равна

$$\begin{aligned} D_1(\rho, z, t) &= 2\pi \iint F_0(\kappa) (1 - \cos \kappa \rho) [f_1^2(\psi) + f_2^2(\psi)] d^2 \kappa = \\ &= D_1(\rho, 0, 0) [f_1^2(\psi) + f_2^2(\psi)]. \end{aligned} \quad (16)$$

Вид структурной функции  $D_1(\rho)$ , следовательно, сохраняется при мелкомасштабных неоднородностях фазового экрана. При этом радиус когерентности  $\rho_k$ , определяемый из условия  $D_1(\rho_k) = \ln 2$ , будет монотонно убывать с расстоянием  $z$  от экрана и с увеличением энергии  $W$  в пучке, поскольку функция  $g = f_1^2(\psi) + f_2^2(\psi)$ , как это видно из рис. 5,

монотонно растет с увеличением аргумента  $\psi \sim zW$ .

В лабораторном эксперименте исследовалось также изменение спектра флуктуаций интенсивности за фазовым экраном в нелинейной среде. Схема установки для исследования флуктуаций интенсивности аналогична изображенной на рис. 1 и отличается от нее отсутствием интерферометра. Скоростной кинокамерой регистрировалось распределение интенсивности на выходе нелинейной среды, длина которой составляла 25 см, коэффициент поглощения  $\alpha = 0,04 \text{ см}^{-1}$ . Диаметр пучка за диафрагмой был равен 1,6 см.

Количественное исследование изменения флуктуаций интенсивности с ростом энергии излучения проводилось путем обработки полученных фотографий на ЭВМ.

С учетом характеристической кривой пленки, построенной по впечатанному в нее ступенчатому ослабителю, по почернению рассчитывалось распределение интенсивности света  $I_{k, l} = I(x_k, y_l)$  в узлах сетки размерами  $b/(M-1)$ , где  $b = 0,64 \text{ см}$  — ширина стороны квадрата, расположенного в центре пучка,  $M = 128$  — число точек разбиения по каждой оси. С помощью быстрого преобразования Фурье вычислялись двумерные спектры флуктуаций интенсивности:

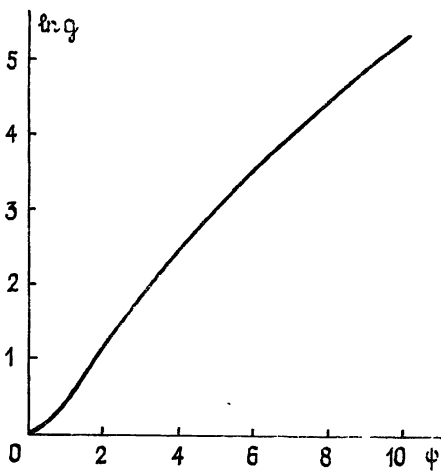


Рис. 5.

$$F_I = |c_{p,q}|^2, \quad c_{p,q} = \frac{4}{M^2} \sum_{k=0}^{M-1} \sum_{l=0}^{M-1} I_{k,l} \exp \left[ i \frac{2\pi}{M} (kp + lq) \right].$$

Далее проводилось усреднение полученного двумерного спектра фрагмента «по кругу», т. е. находилось среднее значение спектральной плотности

$$\langle F_I(m) \rangle = (1/n_m) \sum_{p,q} F_I(p,q),$$

где  $n_m$  — число точек в частотной плоскости, лежащих в кольце, внутренний радиус которого равен  $[\sqrt{p^2+q^2}]$  (квадратные скобки означают целую часть числа), внешний —  $[\sqrt{p^2+q^2}] + 1$ . На рис. 6 приведены экспериментальные спектры флуктуаций интенсивности за фазовым экраном в отсутствие поглощения в среде  $\alpha=0$  и при самовоздействии. В линейной однородной среде флуктуации интенсивности ослабевают к концу импульса из-за увеличения числа мод, генерируемых лазером, причем более существенно это ослабление при больших волновых числах  $\chi$ . В нелинейной среде высокочастотная часть спектра усиливается с увеличением энергии в импульсе. Качественно наблюдаемые изменения спектра флуктуаций такие же, как предсказываемые расчетами по формулам (7), (8). Однако количественно согласовать результаты расчетов флуктуаций интенсивности и результаты эксперимента не удалось. Используемые приближения не удовлетворительны для расчета флуктуаций интенсивности в тех условиях, в которых проводились измерения. Спектры флуктуаций интенсивности измерялись только на выходе длинной кюветы ( $z=25$  см) в области фокусировок фазового экрана. Флуктуации интенсивности здесь были сильными  $\langle \chi^2 \rangle \gg 1$ , а при этом метод возмущений в геометрической оптике неприменим для расчета флуктуаций  $\chi$  и в линейной среде [5]. В то же время флуктуации фазы, а также структурная функция  $D_1(\rho)$ , определяющая изменение радиуса когерентности, могут рассчитываться в приближении метода плавных возмущений и при сильных флуктуациях амплитуды [5, 6], что объясняет удовлетворительное согласие результатов расчетов и измерений радиуса когерентности.

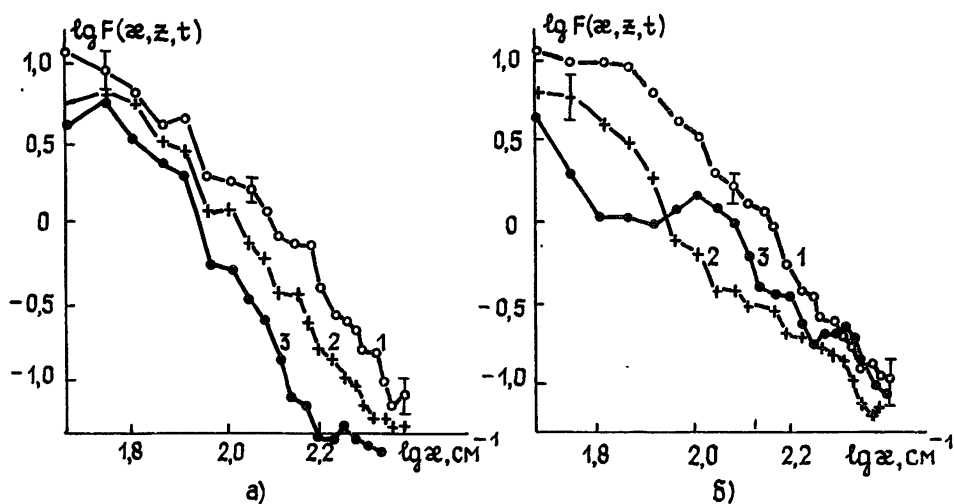


Рис. 6. Спектры флуктуаций интенсивности за фазовым экраном при  $\alpha=0$  (а) и  $\alpha=0,04$  (б). Энергия излучения  $W=0,05$  Дж (2-й кадр) (1); 0,3 Дж (5-й кадр) (2); 1,2 Дж (12-й кадр) (3).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Чиркин А. С., Юсубов Ф. М. — Квантовая электроника, 1983, 10, № 9, с. 1833.



2. Воробьев В. В., Гурвич А. С., Мякинин В. А., Тихонова Н. С. Тезисы докладов XI Всесоюзной конференции по когерентной и нелинейной оптике. — Ереван, 1982, ч. 1, с. 148.
3. Агровский Б. С., Воробьев В. В., Гурвич А. С., Покасов В. В., Ушаков А. Н. — Квантовая электроника, 1980, 7, № 3, с. 545.
4. Гочелашвили К. С., Чашей И. В., Шишов В. И. — Квантовая электроника, 1980, 7, № 10, с. 2077.
5. Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. 2. — М.: Наука, 1978, с. 333.
6. Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. Ч. 2. — М.: Мир, 1981, с. 127.

Институт физики атмосферы  
АН СССР

Поступила в редакцию  
26 ноября 1984 г.,  
после доработки  
13 августа 1985 г.

## THE EVOLUTION OF COHERENCE AND INTENSITY FLUCTUATIONS OF STATIONARY MODULATED PULSE LASER RADIATION UNDER THERMAL BLOOMING

*V. V. Vorob'ev, V. A. Myakinin, V. N. Stepashkin, N. S. Tikhonova*

The paper presents the results of theoretical and experimental study of intensity fluctuations and spatial coherence of pulse laser radiation under stationary phase modulation in homogeneous absorbing medium. Qualitative accordance is observed between experimental data and theoretical calculations of intensity and phase fluctuations in the geometrical optics approximation. It is shown that with the increase of energy, intensity and phase fluctuations decrease at first and then increase.

### Аннотации депонированных статей

УДК 621.372.85

#### РАСЧЕТ СОБСТВЕННЫХ ЧАСТОТ ВОЛНОВОДНО-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА НА КРУГЛОМ ВОЛНОВОДЕ С АНИЗОТРОПНЫМ В ПОПЕРЕЧНОЙ ПЛОСКОСТИ ДИСКОМ

*В. А. Коробкин, Ю. Г. Макеев*

В приближении волн с одной вариацией поля по ф решена задача о собственных колебаниях волноводно-диэлектрического резонатора на круглом волноводе, полностью заполненном в поперечном сечении диском, тензор диэлектрический проницаемости которого имеет недиагональный вид. Приведены выражения для определения резонансных частот  $HE_{1n}^{C,S}$  - и  $EH_{1n}^{C,S}$  - колебаний резонатора. Указано на возможность использования полученных результатов при измерении параметров анизотропных одноосных диэлектриков и для расчета резонансных частот СВЧ фильтров.

*Статья депонирована в ВИНТИ,  
рег. № 7648-В 86. Деп. от 10 ноября 1986 г.*