

**В.А.Банах**

## **ФЛУКТУАЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ**

Дан обзор экспериментальных и теоретических результатов исследований флуктуаций интенсивности лазерных пучков в турбулентной атмосфере, выполненных в Институте оптики атмосферы СО РАН. Рассмотрены пространственные и временные статистические характеристики когерентных лазерных пучков и частично когерентного излучения, приведены данные по флуктуациям интенсивности лазерных пучков в турбулентной атмосфере при выпадении осадков.

Изучение статистических свойств интенсивности лазерных пучков в турбулентной атмосфере является одним из традиционных направлений исследований Института оптики атмосферы. Начиная со второй половины 60-х годов сначала в лаборатории инфракрасных излучений Сибирского физико-технического института, а затем в лаборатории оптики случайно-неоднородных сред Института оптики атмосферы на атмосферных трассах велись целенаправленные эксперименты по изучению особенностей флуктуаций интенсивности в пространственно ограниченных лазерных пучках. В настоящее время эти исследования сосредоточены, главным образом, в лабораториях дифракции волн, нелинейной оптики турбулентности и оптики турбулентных сред.

В статье дано изложение наиболее значимых результатов, полученных в Институте оптики атмосферы по флуктуациям интенсивности лазерного излучения. Рассмотрены не только пространственные и временные статистические характеристики интенсивности когерентных пучков, но и частично когерентного излучения, а также особенности турбулентных флуктуаций интенсивности лазерных пучков при флуктуирующем ветре и выпадении осадков. Академик В.Е. Зуев, рассматривая это направление исследований как часть фундаментальной проблемы распространения оптического излучения в атмосфере, постоянно оказывает поддержку в их проведении. Обобщение полученных здесь результатов проводилось им на разных этапах в монографиях [1,2].

### **Дисперсия флуктуаций интенсивности**

Создание высококогерентных лазерных источников, позволяющих передавать энергию в узких пучках на значительные расстояния, вызвало необходимость изучения закономерностей флуктуаций интенсивности, определяемых влиянием дифракционных параметров волновых пучков. Возникла проблема сильных флуктуаций интенсивности, вызываемых многократным рассеянием излучения на неоднородностях среды на протяженных трассах. Особенно актуальным было исследование сильных флуктуаций при фокусировке излучения, когда радиус кривизны фазового фронта  $F$  в центре излучающей апертуры равен длине трассы ( $F/L = 1$ ). В этом случае режим насыщенных мерцаний реализуется на сравнительно коротких трассах порядка ста метров. На решение этих проблем и были направлены первые эксперименты по измерению флуктуаций интенсивности [3 – 5], выполненные в Институте.

На рис. 1 представлены данные [4] измерения дисперсии интенсивности сфокусированного пучка в зависимости от параметра  $D_s(2a) = 2,84\beta_0^2 \Omega^{5/6}$ , характеризующего турбулентные условия распространения на трассе ( $\Omega = ka^2/L$  – число Френеля передающей апертуры радиуса  $a$ ;  $k$  – волновое число;  $L$  – длина трассы;  $\beta_0^2 = 1,23 C_n^2 k^{7/6} L^{11/6}$  – дисперсия интенсивности плоской волны, рассчитанная в первом приближении метода плавных возмущений [6];  $C_n^2$  – структурная характеристика турбулентных пульсаций показателя преломления атмосферного воздуха).

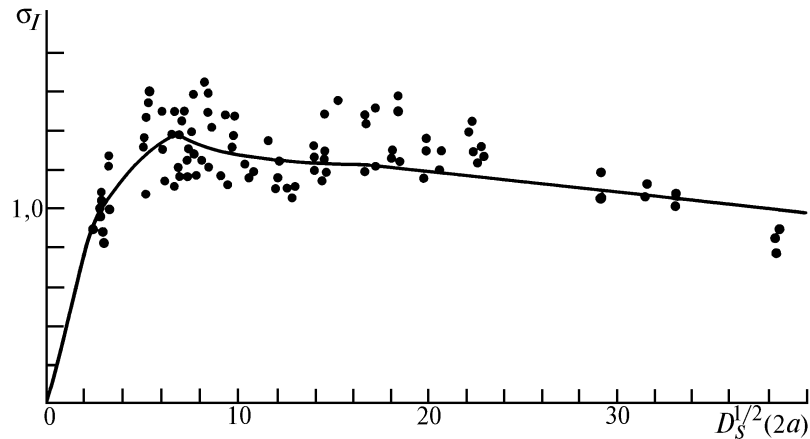


Рис. 1. Среднеквадратическое отклонение флуктуаций интенсивности на оси сфокусированного лазерного пучка: точки – эксперимент, сплошная кривая – расчет в ФПМГК

Эксперименты проводились с гелий-неоновым лазером на длине волны  $\lambda = 0,63$  мкм на трассах длиной  $L = 20 \dots 1360$  м при значениях числа Френеля апертуры источника  $\Omega \geq 5$ . Видно, что с увеличением параметра  $D_s(2a)$  (длины трассы и (или) структурной характеристики показателя преломления) относительная дисперсия интенсивности лазерного излучения

$$\sigma_I^2 = \langle I^2 \rangle / \langle I \rangle^2 - 1 \quad (1)$$

сначала растет, а затем насыщается на уровне, близком к единице. В области значений обобщенного параметра  $D_s(2a) \approx 50$  имеет место фокус флуктуаций интенсивности, в котором величина  $\sigma_I$  принимает максимальное значение.

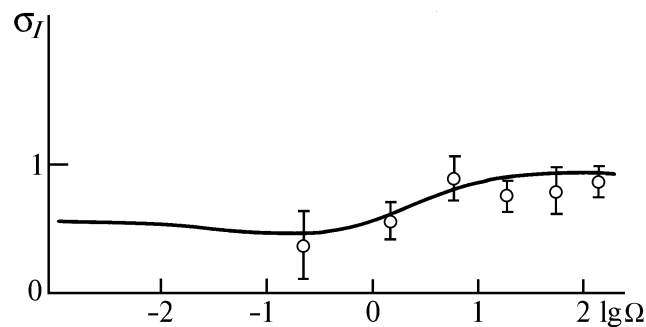


Рис. 2. Зависимость  $\sigma_I$  от числа Френеля передающей апертуры. Сплошная кривая – расчет [2] по формулам первого приближения МПВ

Рис. 2 дает наглядное представление о зависимости дисперсии интенсивности на оси коллимированного пучка от числа Френеля передающей апертуры. Точками представлены экспериментальные данные в области слабых флуктуаций, полученные в Институте оптики атмосферы [3]. Было установлено, что переход в режим пространственно ограниченных пучков сопровождается уменьшением флуктуаций интенсивности по сравнению с неограниченными плоской и сферической волнами. В наиболее узких коллимированных пучках ( $\Omega \approx 1$ ) дисперсия становится минимальной.

### Фазовое приближение метода Гюйгенса–Кирхгофа (ФПМГК)

Основным рабочим методом теории распространения оптических волн в турбулентной атмосфере вплоть до начала семидесятых годов оставался метод плавных возмущений С.М. Рытова [6, 7]. Однако применимость этого метода ограничена условиями слабых флуктуаций интенсивности, реализующимися на сравнительно коротких трассах, когда параметр  $\beta_0^2$  принимает значения, не превышающие единицу.

Существенный прогресс в теории распространения волн в крупномасштабных случайных неоднородных средах основывается на работах [8 – 12], где были получены уравнения для статистических моментов комплексной амплитуды поля, пригодные для описания сильных флуктуаций. К сожалению, решение уравнения для четвертого момента, описывающего собственно флуктуации интенсивности, представляет собой континуальный интеграл Фейнмана [13, 14], вычисление которого численными методами сопряжено с большими трудностями из-за осциллирующего характера аппроксимирующего подынтегрального выражения. Эффективные алгоритмы вычисления этого интеграла появились сравнительно недавно [15, 16], а в начале семидесятых годов имелись асимптотические и приближенные решения уравнения для четвертого момента в некоторых частных случаях [17 – 19].

Значительный шаг в исследовании флуктуаций интенсивности в пространственно ограниченных лазерных пучках связан с использованием разработанного в Институте фазового приближения метода Гюйгенса–Кирхгофа (ФПМГК) [20 – 22]. Представим комплексную амплитуду поля волны  $U(x, \rho)$  в точке  $\rho\{y, z\}$  плоскости наблюдения  $x' = x$  через функцию Грина волнового параболического уравнения  $G(x, x_0; \rho, \mathbf{t})$ :

$$U(x, \rho) = \int dt U_0(\mathbf{t}) G(x, x_0; \rho, \mathbf{t}), \quad (2)$$

где  $U_0(\mathbf{t}) = U(x_0, \mathbf{t})$  – поле источника излучения в плоскости  $x' = x_0$ ;  $G(x_0, x_0; \rho, \mathbf{t}) = \delta(\rho - \mathbf{t})$ ;  $\delta(\mathbf{z})$  – дельта-функция Дирака. Функция Грина в случайно-неоднородной среде может быть записана в виде

$$G(x, x_0; \rho, \mathbf{t}) = \frac{k \exp[ik(x - x_0)]}{2\pi i(x - x_0)} \exp\left\{ik \frac{(\rho - \mathbf{t})^2}{2(x - x_0)} + \tilde{\psi}(x, x_0; \rho, \mathbf{t})\right\}, \quad (3)$$

где функция  $\tilde{\psi}$  описывает случайный набег комплексной фазы сферической волны, распространяющейся из точки  $\{x_0, \mathbf{t}\}$  в точку  $\{x, \rho\}$ .

В предположении, что фазовые соотношения между полями элементарных сферических волн из разных участков передающей апертуры, складывающимися в точке наблюдения, играют преобладающую роль по сравнению с амплитудными, в [20] было предложено использовать <фазовое> приближение

$$\tilde{\psi}(x, x_0; \rho, \rho') = i \tilde{S}(x, x_0; \rho, \rho'), \quad (4)$$

а расчет случайной фазы  $\tilde{S}(x, x_0; \rho, \rho')$  проводить в первом приближении метода геометрической оптики [6, 7]:

$$\tilde{S}(x, x_0; \rho, \rho') = \frac{k}{2} \int_{s_0}^s \varepsilon_1(\mathbf{m}(x, x_0; \rho, \rho'), \zeta) d\zeta = \frac{k}{2} \int_{x_0}^x \varepsilon_1\left(x', \rho \frac{x' - x_0}{x - x_0} + \rho' \frac{x - x'}{x - x_0}\right) dx'. \quad (5)$$

Как показано в [14, 23, 24], это приближение соответствует замене в строгом представлении для комплексной амплитуды поля в виде фейнмановского интеграла континуального интегрирования по множеству траекторий, соединяющих начальную и конечную точки трассы, прямой линией  $l(x') = \rho [(x' - x_0) / (x - x_0)] + \rho' [(x - x') / (x - x_0)]$ .

В работах [25 – 27] дано математическое обоснование применимости ФПМГК к расчету флуктуаций интенсивности оптического излучения в случайно-неоднородных средах. С этой целью в указанных работах дифференциальное уравнение для четвертого момента поля было преобразовано в интегральное таким образом, что в качестве свободного члена в последнем содержится выражение для четвертого момента  $\Gamma_{4^k}$ , найденное в фазовом приближении метода Гюйгенса–Кирхгофа:

$$\Gamma_4^k(x, \underline{\rho}_4) = \int \Gamma_4(x_0, \underline{\rho}'_4) G_4^k(x, x_0; \underline{\rho}_4, \underline{\rho}'_4) d\underline{\rho}'_4, \quad (6)$$

где

$$G_4^k(x, x_0, \underline{\rho}_4, \underline{\rho}'_4) = \left( \frac{k}{2\pi(x-x_0)} \right)^4 \exp \left\{ i \frac{k}{2(x-x_0)} \sum_{j=1}^4 (-1)^{j-1} (\rho_j - \rho'_j)^2 \right\} \left\langle \exp \left\{ i \sum_{j=1}^4 (-1)^{j-1} \tilde{S}(x, x_0; \rho_j, \rho'_j) \right\} \right\rangle, \quad (7)$$

$\underline{\rho}_4 = \{\rho_1, \rho_2, \rho_3, \rho_4\}$ ,  $\underline{\rho}'_4$  означает изменение индекса от 1 до 4.

В результате анализа ряда Неймана построенного таким образом интегрального уравнения удается установить, что ФПМГК строго описывает флуктуации интенсивности в сфокусированных пучках, если их фокусировка осуществляется апертурами, размер  $2a$  которых удовлетворяет условию  $\Omega \gg \beta_0^{84/25}$  при  $\beta_0^2 \gg 1$  и  $\Omega \gg 1$  при  $\beta_0^2 < 1$ . Условием применимости этого приближения для пучков, фокусируемых апертурами меньших размеров, и коллимированных пучков является требование, чтобы размер передающей апертуры источника был не меньше радиуса первой зоны Френеля  $\Omega \geq 1$ . Достоинством ФПМГК является то, что он позволяет сравнительно простыми численными методами исследовать флуктуации поля лазерного излучения при произвольных значениях параметров  $D_s(2a)$  и  $\beta_0^2$ , характеризующих турбулентные условия распространения.

Из выражения (7), в частности для относительной дисперсии интенсивности сфокусированного пучка, имеем [22, 2]

$$\sigma_I^2 = \left[ \frac{1}{2} (\Gamma^2(11/6) + \Gamma(8/3)) - \Gamma^2(11/6) (3/4)^{8/3} {}_2F_1(11/6, 11/6; 1; 1/4) \right] D_s^2(2a) \quad (8)$$

для условий слабых флуктуаций интенсивности ( $D_s(2a) < 1$ ) и

$$\sigma_I^2 = 1 + 2,7 \Omega^{-1/3} \beta_0^{-4/5} = 1 + 4,1 D_s^{-2/5}(2a) + 0(D_s^{-4/5}(2a)) \quad (9)$$

в случае сильных флуктуаций ( $D_s(2a) \gg 1$ ) [29]. Из формул (8), (9) следует, что с увеличением интенсивности турбулентности на трассе (параметра  $D_s(2a)$ ) относительные флуктуации в сфокусированном пучке в полном соответствии с экспериментальными данными сначала растут, а затем насыщаются на постоянном уровне, равном единице. Результаты численного расчета зависимости  $\sigma_I$  от параметра  $D_s(2a)$  в фазовом приближении для сфокусированного пучка представлены на рис. 1. Видно, что расчет хорошо описывает экспериментальные данные, полученные в [4].

В Институте оптики атмосферы разработаны и другие приближенные методы аппроксимации решения стохастического уравнения [28]: фазовое приближение метода спектрального разложения (ФПМСР) и спектральное фазовое приближение метода Гюйгенса–Кирхгофа (СФПМГК). В ФПМСР используется разложение искомого поля по спектру плоских волн, и область его применимости для расчетов флуктуаций интенсивности ограничена условием  $\Omega \leq 1$ . В СФПМГК проводится последовательное разложение поля по сферическим и плоским волнам. Это позволяет получить равномерное приближение решения параболического уравнения в случайной среде не только по параметру турбулентности  $\beta_0^2$ , как в ФПМГК и ФПМСР, но и по дифракционному параметру  $\Omega$ . Как и ФПМГК, указанные аппроксимации заключаются в замене континуального интегрирования в строгом выражении для поля в виде фейнмановского интеграла интегрированием вдоль одной выбранной соответствующим образом траектории [23].

### Пространственная корреляция и временные спектры флуктуаций интенсивности

Применение ФПМГК в исследованиях флуктуаций интенсивности позволило установить ряд новых физических закономерностей в поведении масштабов корреляции интенсивности в лазерных пучках при варьировании турбулентных условий распространения.

Результаты расчета коэффициента пространственной корреляции при симметричном относительно оси пучка разное точек наблюдения представлены на рис. 3. Значения параметра  $D_s(2a)$  выбраны таким образом, чтобы включить в рассмотрение слабые флуктуации интенсивности, область фокусировки флуктуаций (см. рис. 1) и интервал асимптотического насыщения дисперсии. Из вида кривых следует, что радиус положительной корреляции слабых флуктуаций интенсивности приблизительно равен дифракционному радиусу пучка. При разное точек наблюдения на расстояние порядка дифракционного диаметра пучка наблюдается глубокая отрицательная корреляция. Такая картина пространственной корреляции слабых флуктуаций интенсивности согласуется с результатами расчетов [28] в первом приближении метода плавных возмущений. При переходе от слабых флуктуаций в область насыщения дисперсии ( $D_s^{1/2}(2a) > 10$ ) вид корреляционной функции изменяется. В случае фокусировки излучения (рис. 3, а) радиус положительной корреляции остается приблизительно равным дифракционному диаметру пучка  $2a_d = 2L/ka$ , что совпадает с результатами [18, 29]. Одновременно возникает второй масштаб положительной (остаточной) корреляции, существенно превышающий первый. Нанесенные здесь же данные эксперимента [30] неплохо согласуются с расчетом в области разносов  $\rho > 2a_d$ .

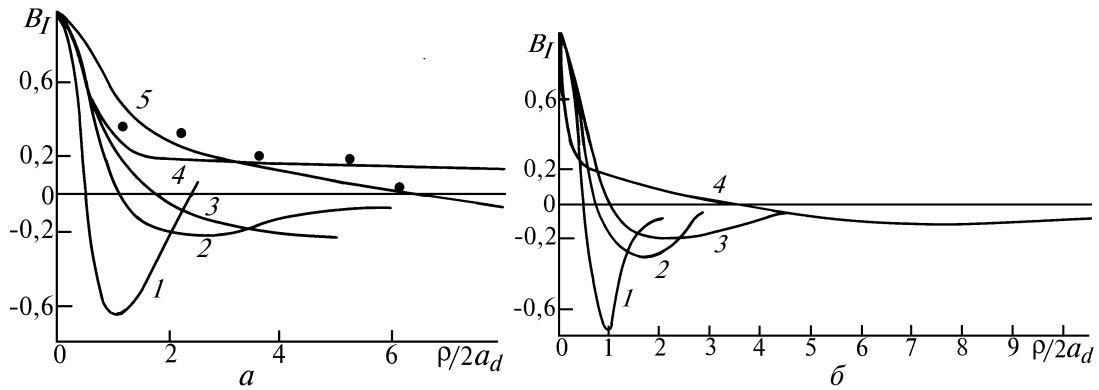


Рис. 3. Коэффициент пространственной корреляции интенсивности: а – сфокусированный пучок ( $L/F = 1$ ,  $\Omega = 25$ ), кривые 1–5 соответствуют значениям  $D_s(2a) = 2, 10, 50, 400, 1400$ ; точки – эксперимент [30] ( $\Omega = 8,7$ ), б – коллимированный пучок ( $L/F = 0$ ,  $\Omega = 1$ ), 1–4 соответствуют значениям  $D_s(2a) = 3, 16, 32, 158$

В отличие от сфокусированного пучка радиус положительной корреляции коллимированного пучка при переходе в режим насыщения дисперсии (кривая 4 на рис. 3, б) становится существенно меньше дифракционного радиуса. Как и в случае фокусировки излучения, появляется второй масштаб корреляции.

Определив радиус пространственной корреляции интенсивности  $r_I$  из условия уменьшения коэффициента корреляции до уровня  $e^{-1}$  в фазовом приближении метода Гюйгенса–Кирхгофа для условий сильных флуктуаций может быть получена формула [2]

$$r_I = 2^{-1/2} \rho_c, \quad (10)$$

где

$$\rho_c = \rho_n \left( \frac{(1 - L/F)^2 + \Omega^{-2} + 4/3(a_d/\rho_n)^2}{1 - L/F + 1/3(L/F)^2 + 1/3\Omega^{-2} + 4/3(a_d/\rho_n)^2} \right)^{-1/2} \quad (11)$$

– радиус пространственной когерентности поля пучка;  $\rho_n = 0,9\sqrt{L/k}\beta_0^{-6/5}$  – радиус когерентности плоской волны. Из (10), (11) следует, что в режиме сильных флуктуаций для пространственно ограниченных коллимированных пучков ( $L/F = 0$ ,  $\beta_0^{-12/5} \leq \Omega \leq \beta_0^{12/5}$ ) радиус корреляции становится максимальным  $r_I = 2^{1/2} \rho_n$ , в случае неограниченной плоской волны ( $\Omega \gg \beta_0^{12/5}$ )

$r_l = 2^{-1/2} \rho_n$ , и в случае сферической ( $\Omega \ll \beta_0^{-12/5}$ )  $r_l = \sqrt{3/2} \rho_n$ . Соотношение (10) остается в силе и при фокусировке излучения в плоскость наблюдения ( $L/F = 1$ ), если выполнено условие  $\Omega \ll \beta_0^{12/5}$ . В противоположном случае  $\Omega \gg \beta_0^{12/5}$ , как отмечалось выше, радиус пространственной корреляции определяется размером пучка в однородной среде  $r_l = 2^{1/2} a_d$ .

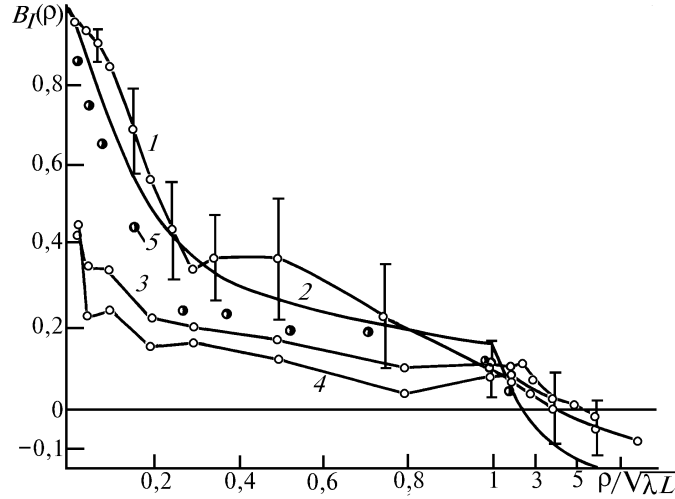


Рис. 4. Коэффициент пространственной корреляции сильных флуктуаций интенсивности: кривая 1 – эксперимент [31] ( $\beta_0 = 3,3 \dots 6,1$ ;  $\Omega = 1$ ), 2 – расчет в ФПМГК ( $\beta_0 = 7,3$ ;  $\Omega = 1$ ). 3 – 5 экспериментальные данные из [32 – 34] для сферической и плоской волн и узкого пучка ( $\Omega = 2,2$ )

Эффект увеличения масштаба пространственной корреляции сильных флуктуаций интенсивности в пространственно ограниченных пучках подтвержден экспериментально [31 – 34]. На рис. 4 представлены данные измерения коэффициента пространственной корреляции интенсивности в узких коллимированных пучках ( $\Omega = 1$ ,  $\Omega = 2,2$ ) и в плоской и сферической волнах. Видно, что при одних и тех же разносах точек наблюдения при близких значениях параметра турбулентности  $\beta_0^2$  уровень корреляции интенсивности в узких пучках выше, чем в неограниченных волнах. Расчет, выполненный в ФПМГК для условий эксперимента [31], удовлетворительно согласуется с данными измерений.

Применение гипотезы замороженной турбулентности показателя преломления воздуха в атмосфере  $n(\mathbf{r}, t + \tau) = n(\mathbf{r} - \mathbf{V}\tau, t)$ , где  $\mathbf{V}$  – скорость переноса турбулентных неоднородностей среды, позволяет провести анализ временных корреляционных функций и спектров флуктуаций интенсивности лазерных пучков. Подробный анализ временных характеристик флуктуаций поля световой волны проведен в рамках применимости метода плавных возмущений [6, 28], где установлено, что характерным временным масштабом слабых флуктуаций интенсивности является время переноса ветром неоднородностей среды на расстояние, равное передающей апертуре источника  $\tau_0 = 2 a / V_{\perp}$  ( $V_{\perp}$  – перпендикулярная к трассе составляющая скорости ветра). Использование ФПМГК позволило провести расчеты в области сильных флуктуаций интенсивности [22, 2, 35].

В частности, было установлено, что характерный масштаб временной корреляции интенсивности, определяемый как интервал времени  $\tau_c$ , в течение которого происходит убывание коэффициента корреляции до уровня  $e^{-1}$ , при  $\beta_0^2 \gg 1$  одинаков, в отличие от радиуса пространственной корреляции  $r_p$ , и для плоской, и для сферической волн

$$\tau_c \equiv \tau_{nc} = \rho_n / \sqrt{2} V_{\perp} \quad (12)$$

и становится в два раза больше, чем для неограниченных волн, в режиме пространственно ограниченного пучка:

$$\tau_b \equiv 2\tau_{nc} = \sqrt{2} \rho_n / V_{\perp}. \quad (13)$$

При фокусировке излучения  $\tau_c$  также определяется формулой (13) независимо от размера фокусирующей апертуры, откуда следует, что сильные флуктуации интенсивности характеризуются временным масштабом, пропорциональным времени переноса ветром пространственных неоднородностей среды на расстояние порядка радиуса когерентности поля  $\rho_n$ .

На рис. 5 приведены результаты расчета безразмерных нормированных временных спектров флуктуаций интенсивности  $U_I(f) = W(f) f \sigma_I^2(W(f))$  – частотный спектр флуктуаций интенсивности,  $f$  – частота в Гц) при различных турбулентных условиях распространения, характеризуемых параметром  $D_s(2a)$ . Из рисунка видно, что при малых значениях  $D_s(2a)$  (слабые флуктуации интенсивности) функция  $U_I(f)$  имеет четко выраженный максимум на частоте  $f_0 = 1/\tau_0$  (кривые 1, 2 нанесены в масштабе  $f/f_0$ ). С увеличением параметра  $D_s(2a)$  спектр расширяется, максимум спектральной плотности смещается в область высоких частот. При очень большом значении  $D_s(2a)$  ( $D_s(2a) = 1400$ ) в спектрах проявляется двухмасштабный характер временных флуктуаций, при этом главный вклад в флуктуации интенсивности происходит на частотах, близких к частоте  $f_c = 1/\tau_c$  (кривая 3 нанесена в масштабе  $f/f_c$ ). В этом же масштабе нанесена усредненная экспериментальная кривая 4, соответствующая значениям  $\Omega = 26$  и  $625 \leq \beta_0^2 \leq 900$  [33]. Расчет в фазовом приближении метода Гюйгенса–Кирхгофа хотя и выполнен при  $\Omega = 1$ , удовлетворительно описывает экспериментальные данные, так как зависимость временного масштаба корреляции  $\tau_c$  от условий дифракции на передающей апертуре довольно слабая (см. формулы (12), (13)).

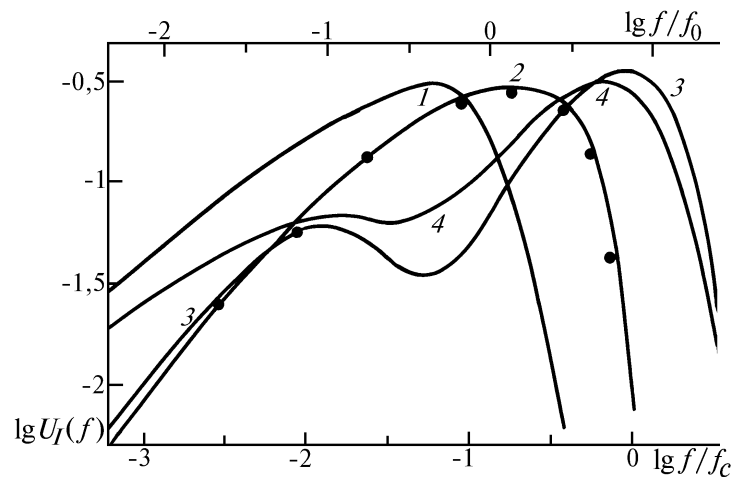


Рис. 5. Спектр флуктуаций интенсивности: кривые 1 – 3 – расчет в ФПМГК при  $D_s(2a) = 3, 160, 1400$  ( $\beta_0^2 = 440$ ),  $\Omega = 1$ ; 4 – усредненная экспериментальная кривая из [33] ( $\Omega = 26$ ,  $\beta_0^2 = 625 \dots 900$ ); точки – экспериментальные данные [36] ( $\Omega = 1,2$ ;  $\beta_0^2 = 8$ )

Расчетной кривой 2 на рис. 5 наиболее близок по значениям параметров  $\beta_0^2$  и  $\Omega$  спектр, измеренный в работе [36] ( $\lambda = 10,6$  мкм,  $L = 14,5$  км). Число Френеля передающей апертуры в этом эксперименте было равно  $\Omega = 1,2$ . Сравнение данных [36] с расчетом на рис. 5, проведенное в масштабе  $f/f_0$ , дает удовлетворительное совпадение теории и эксперимента.

### Спектры интенсивности световой волны при флуктуирующем ветре

Значительное внимание в Институте оптики атмосферы уделяется изучению закономерностей, определяющих поведение временных характеристик флуктуаций интенсивности лазерного излучения в условиях, когда флуктуационная компонента скорости ветра соизмерима или превалирует над ее средним значением. В научной литературе до работ, выполненных в Институте, имелись упоминания лишь об отдельных измерениях такого рода, в то время как на трассах, направление которых совпадает или близко к направлению средней скорости ветра, влияние турбулентных флуктуаций скорости на временные характеристики интенсивности

становится определяющим. В результате анализа обширного экспериментального материала, полученного в Институте [37 – 41], удалось найти параметр подобия, позволяющий систематизировать данные измерений временных флуктуаций интенсивности при любых соотношениях между средним значением и флуктуационной составляющей скорости ветра.

Для выявления указанных закономерностей при измерении временных корреляционных функций и частотных спектров интенсивности использовались взаимноперпендикулярные трассы [38], одна из которых ориентировалась поперек, а другая – вдоль направления ветра, и проводилась синхронная регистрация данных о скорости ветра. В различных сеансах измерений среднее значение поперечной к трассе компоненты скорости ветра  $V_{\perp}$  изменялось в диапазоне  $(0,1 \div 4)$  м/с, а среднеквадратическое отклонение скорости  $\sigma_{\perp}$  было равным  $\sigma_{\perp} = (0,2 \div 0,7)$  м/с. Таким образом, в экспериментах отношение  $\sigma_{\perp}/V_{\perp}$  варьировалось в пределах  $\sigma_{\perp}/V_{\perp} = 0,1 - 10$ .

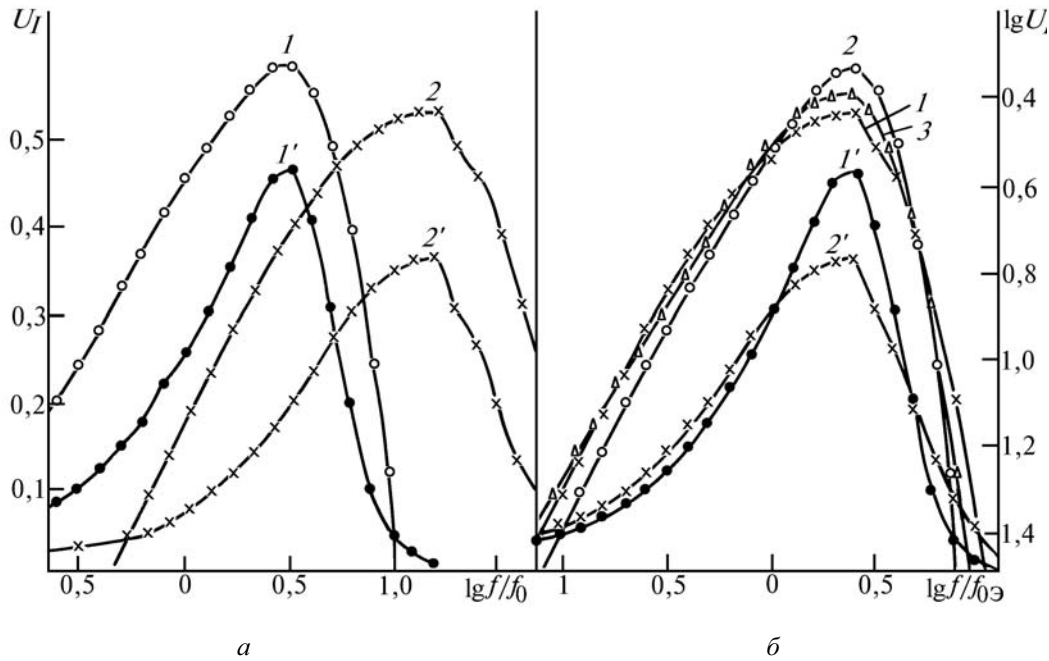


Рис. 6. Изменение положения частотных спектров при введении безразмерных параметров  $ff_0$  и  $ff_0Э$ :  
 1 –  $V_{\perp} = 2,2$  м/с,  $\sigma_{\perp}/V_{\perp} = 0,2$ ; 2 –  $V_{\perp} = 0,1$  м/с,  $\sigma_{\perp}/V_{\perp} = 3 \dots 4$ ; 1', 2' – те же спектры в полулогарифмическом масштабе; 3 –  $V_{\perp} = 1,4$  м/с,  $\sigma_{\perp}/V_{\perp} = 0,5$

На рис. 6 приведены результаты синхронных измерений на взаимно перпендикулярных трассах частотных спектров флуктуаций интенсивности квазисферических волн с числом Френеля передающей апертуры  $\Omega = 10^{-2}$ . По оси ординат слева отложены значения безразмерного спектра  $U_p$ , справа – логарифма безразмерного спектра. Представление спектра в полулогарифмическом масштабе показывает вклад в дисперсию  $\sigma_I^2$  флуктуаций на различных частотах.

На рис. 6, а введена безразмерная частота  $ff_0$ , получаемая в результате нормировки на обычно используемый параметр  $f_0 = V_{\perp}/\sqrt{2\pi\lambda L}$ , зависящий лишь от средней скорости ветра в поперечной к трассе плоскости. Из рисунка видно, что временные спектры флуктуаций интенсивности сферической волны на двух взаимно перпендикулярных трассах при такой нормировке оказываются значительно разнесенными по частотам. Это связано с тем, что флуктуации интенсивности при  $\sigma_{\perp}/V_{\perp} > 1$  (кривые 2 и 2') определяются не столько малым сносом неоднородностей показателя преломления поперек трассы, сколько значительно более сильным их перемешиванием.

Поэтому для универсального описания временных характеристик флуктуаций интенсивности в работе [38] было предложено использовать в качестве нормирующего параметр, учи-



тывающий флуктуационную компоненту скорости ветра. Введение безразмерной эффективной частоты  $f/f_{0s}$ , где  $f_{0s} = \sqrt{(V_{\perp}^2 + \sigma_{\perp}^2)} / (2\pi\lambda L)$  (рис. 6, б) позволяет добиться сближения оценок спектров на этих трассах. При  $\sigma_{\perp} \geq 0,8 V_{\perp}$  форма и положение спектров по оси безразмерной частоты  $f/f_{0s}$  практически не меняются.

В экспериментах большинство измеренных спектров находится между зависимостью  $\sigma_{\perp} > V_{\perp}$  (крестики) и  $\sigma_{\perp} = 0,15 V_{\perp}$  (точки). Ни в одном эксперименте не была зафиксирована флуктуационная компонента скорости ветра, меньшая, чем  $0,15 V_{\perp}$ . Поэтому для правильного оценивания характерных частот, на которые приходится максимум турбулентных флуктуаций интенсивности, важно учитывать не только среднюю, но и флуктуационную компоненты скорости ветра. Это может быть сделано, в частности, путем введения параметра подобия  $f_{0s}$  [38].

### Плотность вероятностей флуктуаций интенсивности

Плотность вероятностей флуктуаций интенсивности является наиболее полной одноточечной статистической характеристикой, позволяющей оценивать надежность и помехоустойчивость оптических линий связи, шумы угло- и дальномерных оптических систем и т.п. Интерес к этой проблеме, помимо ее практической важности, связан также с тем, что удовлетворительной теоретической модели, описывающей плотности вероятностей интенсивности оптического излучения во всем диапазоне турбулентных условий распространения, до сих пор не разработано.

В Институте оптики атмосферы выполнены обширные экспериментальные исследования плотностей вероятностей интенсивности как на связных трассах, так и на трассах с отражением в широком диапазоне варьирования турбулентных условий распространения [42, 43]. Полученные экспериментальные данные подтвердили применимость модели логарифмически нормального распределения интенсивности в условиях слабых флуктуаций ( $\beta_0^2 < 1$ ). Однако показано, что распространение этой модели на условия сильных флуктуаций [44] не является обоснованным. Сравнительный анализ экспериментальных данных и модельных распределений показывает, что  $K$ -распределение асимптотически более точно, чем логарифмически нормальное, описывает насыщенные флуктуации ( $\beta_0^2 \gtrsim 100$ ) на связных трассах, а также аппроксимирует экспериментальные данные при отражении сферической волны от матрицы угловых отражателей в условиях сильных флуктуаций.

Сравнение гистограммы насыщенных флуктуаций интенсивности плоской волны с моделью  $K$ -распределения представлено на рис. 7 [43]. Наиболее близки к гистограмме значения плотности вероятностей  $P(I)/\langle I \rangle$ , определяемые этим распределением, в диапазоне  $0,1 < I/\langle I \rangle < 2,5$ . При глубоких замираниях  $0,01 \leq I/\langle I \rangle \leq 0,025$  превышение модельных значений гистограммы составляет 2 – 2,5 порядка; при умеренных замираниях  $0,02 \leq I/\langle I \rangle \leq 0,1$  различие составляет 0,5 – 1 порядок; в области выбросов  $I/\langle I \rangle \geq 10$  – примерно 3 порядка.

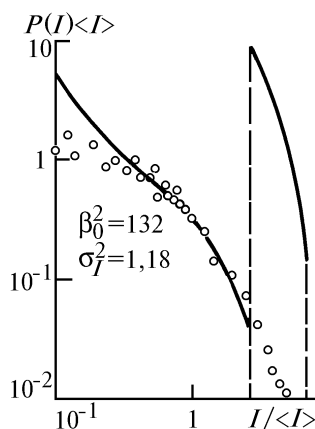


Рис. 7. Сравнение гистограммы (кружки) нормированных значений интенсивности для плоской волны с моделью  $K$ -распределения (сплошные линии)

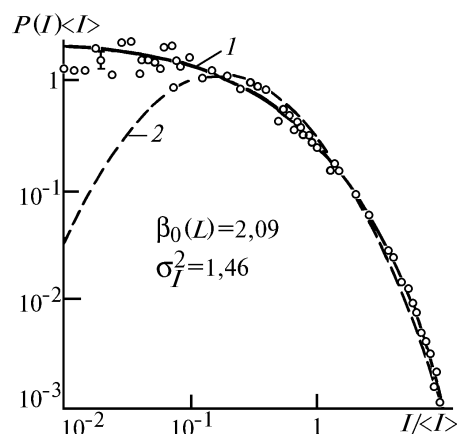


Рис. 8. Сравнение гистограммы нормированных значений интенсивности с  $K$ -распределением (кривая 1) и логарифмически нормальным распределением (кривая 2) для сферической волны, отраженной от набора 12 уголков

Рис. 8 иллюстрирует хорошее совпадение  $K$ -распределения с экспериментальными данными в случае отражения сферической волны от матрицы компактно расположенных 12-угольных отражателей [45]. При этом плотность вероятностей в условиях насыщения флуктуаций интенсивности ( $\beta_0^2 > 10$ ) практически не изменяется в пределах статистического разброса.

Подробный анализ полученных в Институте оптики атмосферы результатов по исследованию плотности вероятностей интенсивности лазерного излучения можно найти в обзорной статье [43], где, наряду с самими законами распределения, анализируются погрешности определения высших нормированных моментов и влияние динамического диапазона аппаратуры на точность оценки плотности вероятностей интенсивности.

### Флуктуации интенсивности лазерного излучения в турбулентной атмосфере при выпадении осадков

Оригинальным направлением, развиваемым в Институте оптики атмосферы на протяжении многих лет, является исследование флуктуаций интенсивности лазерного излучения в турбулентной атмосфере при выпадении осадков. Статистика интенсивности в этом случае определяется и непрерывными турбулентными, и дискретными неоднородностями показателя преломления, вносимыми частицами осадков [46–51]. При наличии осадков турбулентное перемешивание воздуха ослабляется, рассеяние излучения на частицах осадков становится доминирующим фактором, что приводит к существенным отличиям в поведении статистических характеристик интенсивности по сравнению с распространением в турбулентной атмосфере.

На рис. 9 представлены данные измерения дисперсии интенсивности лазерного пучка в снегопадах в зависимости от оптической толщи  $\tau$  на трассах длиной от 130 до 1930 м [46]. Данные рис. 9, *а* показывают, что с увеличением оптической толщи осадков флуктуации интенсивности излучения сначала возрастают, а затем в области оптических толщ  $0,6 \leq \tau \leq 4$  насыщаются на определенном уровне. В отличие от распространения в турбулентной атмосфере уровень насыщения дисперсии интенсивности в этом случае оказывается меньше единицы и определяется размером частиц в снегопадах. Дальнейшее увеличение оптической толщи ведет, как это следует из рис. 9, *б*, к уменьшению флуктуаций интенсивности практически до нуля.

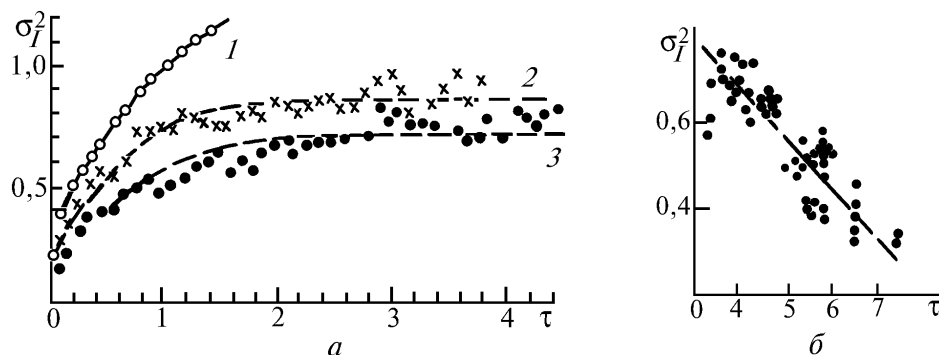


Рис. 9. Среднеквадратическое отклонение интенсивности лазерного излучения в снегопадах при различных максимальных размерах частиц  $d_{\max}$ : *а* – 1 –  $d_{\max} = 7$  мм; 2 – 3 ... 5; 3 – 1 ... 3; *б* –  $d_{\max} = 1 \dots 3$  мм

Динамика изменения спектров флуктуаций интенсивности излучения при варьировании интенсивности выпадения осадков (оптической толщи) иллюстрируется данными экспериментов на рис. 10. Видно, что спектр, первоначально сосредоточенный в области низких частот, определяемых временем переноса ветром турбулентных неоднородностей (кривая 1), постепенно с увеличением  $\tau$  становится более высокочастотным, сосредоточиваясь вблизи частот, характеризующихся отношением скорости движения частиц к их размеру [48, 46]. Многочисленные экспериментальные данные [48, 46] показывают, что положение гидрометеорологического максимума в спектрах интенсивности на оси частот может достигать 1,6 кГц, в то время как в атмосфере, свободной от осадков, спектры турбулентных флуктуаций интенсивности сосредоточены в более низкочастотном диапазоне до 1 кГц.

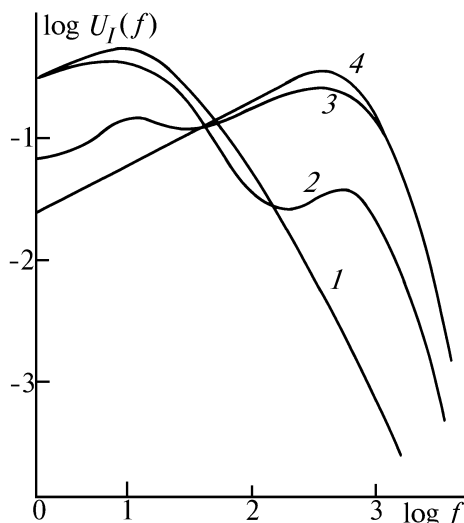


Рис. 10. Временные спектры флуктуаций интенсивности в осадках,  $d_{\max} < 5$  мм,  $\Omega = 4,5$ . Кривые 1 – 4 соответствуют оптическим толщам,  $\tau = 0; 0,2; 0,6; 1,2$

Хорошим примером, демонстрирующим различие относительных ролей турбулентности и осадков в <формировании> флуктуаций интенсивности лазерных пучков является зависимость относительной дисперсии от параметра фокусировки  $L/F$  (рис. 11). Как видно из этого рисунка, могут реализоваться три типа зависимостей: нейтральная, с максимумом (кривая 2) и минимумом (кривая 3) при значениях параметра  $L/F$ , близких к единице. Такой набор зависимостей объясняется [51, 46] разным соотношением между вкладом гидрометеорной и турбулентной компонент в измеренные значения дисперсии. Если превалирует турбулентный вклад ( $\sigma_{i,T}^2$ ), то реализуется характерная для распространения в атмосфере без осадков зависимость типа 3, а если осадки (доминирует  $\sigma_{i,p}^2$ ) – то наблюдается зависимость 2. При относительно равном вкладе обеих компонент зависимость  $\sigma_i$  от параметра фокусировки носит нейтральный характер.

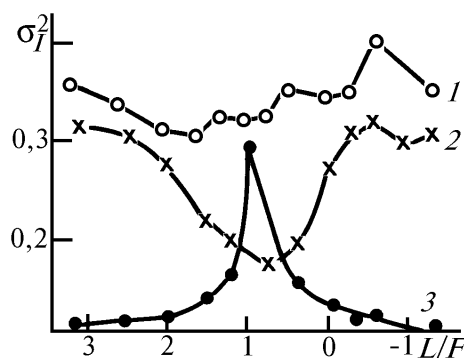


Рис. 11. Зависимость относительной дисперсии интенсивности лазерных пучков в турбулентной атмосфере с осадками от параметра фокусировки  $L/F$ : 1 – типичная зависимость  $\sigma_I^2(L/F)$  при сравнимых вкладах компонент  $\sigma_{i,T}^2$  и  $\sigma_{i,p}^2$  в измеряемую дисперсию; 2 – компонента  $\sigma_p^2$ , определяемая влиянием осадков, –  $\sigma_{i,p}^2$ ; 3 – турбулентная компонента  $\sigma_T^2 - \sigma_{i,T}^2$

### Флуктуации интенсивности частично когерентного излучения

При анализе вызываемых турбулентностью флуктуаций частично когерентного в пространстве и во времени излучения необходимо учитывать, что все реагирующие на интенсивность  $I(x, \mathbf{R}, t) = |U(x, \mathbf{R}, t)|^2$  фотоприемные устройства обладают конечным временем срабатывания и реально измеряют усредненную за некоторый период  $\tau_n$  величину

$$\overline{I(x, \mathbf{R}, t)} = \frac{1}{\tau_n} \int_0^{\tau_n} I(x, \mathbf{R}, t + \tau) d\tau. \quad (14)$$

Комплексная амплитуда случайного поля  $U(x, \mathbf{R}, t)$  характеризуется временными масштабами  $T_a$  и  $\tau_n$ . Первый из них связан с временем изменения состояния атмосферы, второй определяется временем когерентности источника. Поэтому при исследовании флуктуаций интенсивности частично когерентного излучения необходимо принимать во внимание соотношения между характерными временами  $T_a$ ,  $\tau_n$  и  $\tau_n$  [53, 54, 2]. Учитывая, что масштаб  $T_a$  изменения атмосферных процессов, как правило, значительно превышает время когерентности источника и время отклика приемника, рассмотрим две предельных ситуации  $\tau_n \ll \tau_n$  и  $\tau_n \geq \tau_n$ .

### Усреднение флуктуаций начального поля приемником ( $\tau_n \gg \tau_n$ )

В этом случае необходимый при расчетах турбулентных флуктуаций интенсивности частично когерентных лазерных пучков четвертый момент начального поля  $\langle U_0(\mathbf{t}_1) U_0^*(\mathbf{t}_2) U_0(\mathbf{t}_3) U_0^*(\mathbf{t}_4) \rangle$  задается в виде [55, 2]

$$\langle U_0(\mathbf{t}_1) U_0^*(\mathbf{t}_2) U_0(\mathbf{t}_3) U_0^*(\mathbf{t}_4) \rangle = \langle U_0(\mathbf{t}_1) U_0^*(\mathbf{t}_2) \rangle \langle U_0(\mathbf{t}_3) U_0^*(\mathbf{t}_4) \rangle. \quad (15)$$

Из анализа полученных при этом выражений для относительной дисперсии интенсивности [53] следует, что уменьшение пространственной когерентности источника в этом случае приводит к уменьшению флуктуаций интенсивности света в турбулентной среде. В частности, уровень насыщения дисперсии интенсивности когерентного пучка оказывается меньше единицы и определяется отношением радиуса пространственной когерентности источника  $a_k$  к исходному радиусу самого пучка [53]:

$$\sigma_I^2 = (1 + a^2 / a_k^2)^{-1} \leq 1. \quad (16)$$

На рис. 12 приведены результаты расчета зависимости квадратического отклонения интенсивности  $\sigma_I$  от параметра  $\Omega_k = ka_k^2 / L$ , характеризующего пространственную когерентность источника для режимов наиболее узкого в дифракционном смысле лазерного пучка ( $\Omega = 1$ ) и плоской волны ( $\Omega = 10^4$ ). Расчеты проводились при различных значениях параметра  $\beta_0^2$  в области слабых и сильных флуктуаций интенсивности. Рисунок наглядно показывает, что с уменьшением пространственной когерентности поля исходной волны происходит убывание относительной дисперсии до некоторого уровня, не превышающего единицу. Величина этого уровня изменяется в зависимости от дифракционного размера источника и от параметра турбулентности  $\beta_0^2$ .

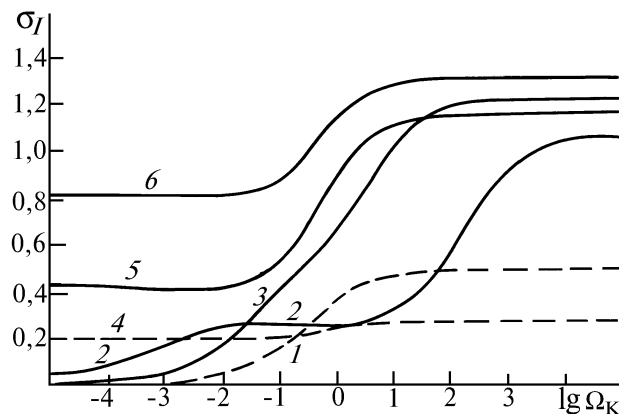


Рис. 12. Зависимость среднеквадратического отклонения интенсивности  $\sigma_I$  от степени когерентности излучения при различных значениях параметра турбулентности  $\beta_0^2$ : кривые 1-3 – плоская волна ( $\Omega = 10^4$ ); 4-6 – коллимированный пучок ( $\Omega = 1$ ); 1-6 – соответствуют значениям  $\beta_0^2 = 0,5; 1; 10; 0,5; 10; 2$

Измерения относительной дисперсии интенсивности многомодового излучения в турбулентной атмосфере были выполнены в [56, 57]. Полученные в них экспериментальные данные зависимости относительной дисперсии  $\sigma_I^2$  от интенсивности оптической турбулентности на трассе распространения приведены на рис. 13. Здесь же нанесены результаты расчетов [53], выполненных при значениях параметра  $\Omega$ , соответствующих экспериментам [56, 57]. Отсутствие обоснованных данных о когерентности излучения лазеров в указанных работах не позволяет провести количественное сравнение теоретических и экспериментальных результатов, однако качественно эти результаты вполне согласуются.

Отметим, что теоретическая модель турбулентных флуктуаций частично когерентного излучения при  $\tau_n \ll \tau_n$  дает результаты для относительной дисперсии интенсивности, качественно близкие к наблюдаемым в экспериментах по измерению флуктуаций интенсивности лазерного излучения в осадках (см. предыдущий раздел), если условно принять, что экранирование выходной апертуры источника частицами осадков при умеренных оптических толщах эквивалентно разбивке распределения интенсивности начального поля на <зоны> когерентности (то есть формированию источника с частичной пространственной когерентностью), а увеличение оптической толщи (интенсивности выпадения осадков) эквивалентно уменьшению пространственной когерентности исходного излучения до нуля.

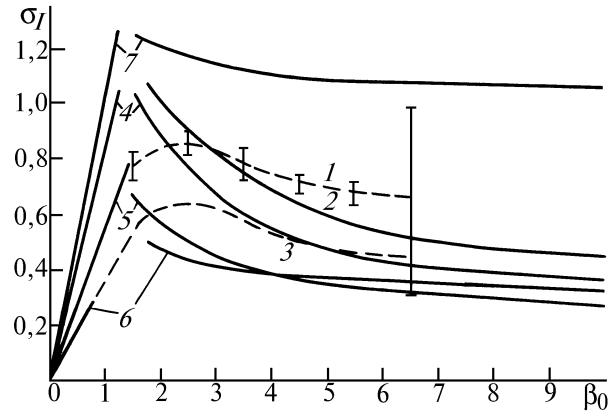


Рис. 13. Зависимость среднеквадратического отклонения флуктуаций интенсивности частично когерентного излучения от параметра  $\beta_0$ . Кривая 1 – экспериментальные данные [56],  $\Omega = 90$ ; 3 – экспериментальные данные [57],  $\Omega = 21,5$  и  $\Omega = 30$ ; 2, 4, 5, 7 –  $\Omega = 90$ , 6 –  $\Omega = 21,5$  при  $\beta_0 > 1$ ,  $\Omega = 30$  при  $\beta_0 < 1$ ; 2, 4 – 7 соответствуют значениям отношения  $a^2/a_k^2 = 9; 20; 200; 200; 0$

Расчеты пространственной корреляции интенсивности частично когерентного излучения при  $\tau_n \ll \tau_n$  [53] показывают, что уровень характерной для слабых флуктуаций отрицательной корреляции в узких пучках (см. рис. 3) уменьшается с ухудшением когерентности источника, а область положительной корреляции возрастает. При переходе от когерентного источника к некогерентному в условиях сильных флуктуаций происходит увеличение уровня остаточной корреляции (см. рис. 3), и в предельном случае некогерентного источника единственным масштабом пространственной корреляции интенсивности становится <второй> масштаб  $L/k\rho_c$ , характеризующий область остаточной корреляции в случае когерентного излучения (см. раздел 3).

Экспериментальное исследование пространственной корреляции интенсивности некогерентного источника в условиях сильных флуктуаций проведено в [58]. На рис. 14 изображены усредненные экспериментальные кривые коэффициента корреляции, полученные в этой работе. Здесь же нанесены расчетные зависимости для условий, реализовавшихся в эксперименте. Как видно из рисунка, экспериментальные и теоретические результаты хорошо согласуются друг с другом.

### Случай разрешения приемником флуктуаций начального поля $\tau_n \geq \tau_n$

При условии близости источника к некогерентному, так что радиус пространственной когерентности начального поля удовлетворяет неравенству  $a_k < \sqrt{\lambda} L$ , если на трассе реализуются условия слабых флуктуаций, или  $a_k < \rho_c$ , если распространение происходит в условиях

сильных флуктуаций, четвертый момент начального поля в случае  $\tau_n \geq \tau_n$  может быть представлен в виде [55, 54]

$$\langle U_0(\mathbf{t}_1) U_0^*(\mathbf{t}_2) U_0(\mathbf{t}_3) U_0^*(\mathbf{t}_4) \rangle = \langle U_0(\mathbf{t}_1) U_0^*(\mathbf{t}_2) \rangle \langle U_0(\mathbf{t}_3) U_0^*(\mathbf{t}_4) \rangle + \langle U_0(\mathbf{t}_1) U_0^*(\mathbf{t}_4) \rangle \langle U_0^*(\mathbf{t}_2) U_0(\mathbf{t}_3) \rangle. \quad (17)$$

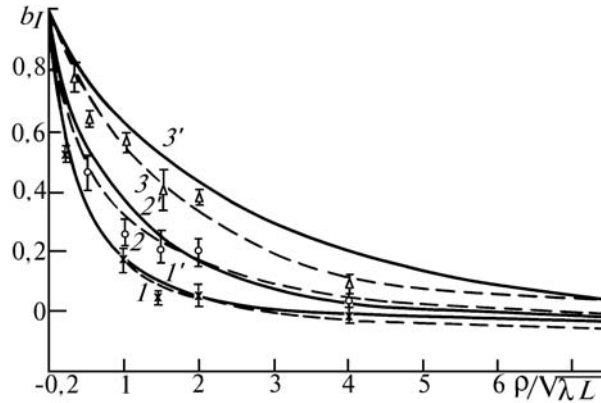


Рис. 14. Коэффициент корреляции интенсивности некогерентного пучка света: кривые 1 – 3 – эксперимент [58]; 1' – 3' – расчет [53]; 1 – 3 соответствуют значениям  $\beta_0 = 1 \div 3(1)$ ;  $3 \div 7(2)$ ;  $7 \div 11(3)$ ; 1' – 3' – соответствуют  $\beta_0 = 2,7(1')$ ,  $4(2')$ ,  $7(3')$

Использование граничного условия (17) позволяет установить, что относительная дисперсия интенсивности на оси пучка в рассматриваемом случае  $\tau_n \geq \tau_n$  связана с соответствующей величиной  $\sigma_{IS}^2$ , найденной при условии  $\tau_n \ll \tau_n$ , простым соотношением

$$\sigma_I^2 = 1 + 2\sigma_{IS}^2. \quad (18)$$

Таким образом, вследствие того, что приемник реагирует на случайные значения интенсивности поля источника, относительная дисперсия превышает единицу при любых турбулентных условиях распространения в атмосфере.

Результаты расчетов коэффициента корреляции показывают, что в случае «отслеживания» приемником флуктуаций начального поля структура пространственной корреляции флуктуаций интенсивности в узких лазерных пучках качественно остается такой же, как и для полностью когерентных источников. Для источников, работающих в режиме плоской волны ( $\Omega \gg \max\{1, \beta_0^{12/5}\}$ ), уменьшение начальной когерентности поля приводит к заметному уменьшению радиуса пространственной корреляции интенсивности. В предельном случае  $\Omega_k \rightarrow 0$ ,  $\Omega \rightarrow \infty$  флуктуации интенсивности при  $\tau_n \geq \tau_n$  становятся дельта-коррелированными.

Подводя итоги, отметим, что в статье рассмотрены далеко не все результаты выполненных в Институте оптики атмосферы исследований флуктуаций интенсивности лазерного излучения в турбулентной атмосфере, имеющих, в основном, комплексный экспериментальный и теоретический характер. Вследствие вполне понятных ограничений на объем статьи оказалось невозможным включить в обзор результаты ведущихся в Институте теоретических исследований флуктуаций интенсивности в лазерных пучках при тепловом самовоздействии [59,60], рассмотреть возможности численного моделирования распространения излучения в случайных средах и т.п. Эти, а также другие результаты можно найти в опубликованных монографиях [2, 61] и оригинальных работах сотрудников Института.

Приведенные в статье результаты являются плодом многолетних исследований большого коллектива ученых Института. Без решающего вклада С.С. Хмелевцова, Р.Ш. Цвыка, В.Л. Миронова, Г.Я. Патрушева, А.Ф. Жукова, А.П. Ростова, В.П. Аксенова, В.М. Булдакова развитие данного направления в Институте просто бы не состоялось. Автор приносит искреннюю признательность Г.Я. Патрушеву, Р.Ш. Цвыку и А.Ф. Жукову за возможность использования в данной статье результатов их экспериментальных исследований.

2. Зуев В.Е., Банах В.А., Покасов В.В. Оптика турбулентной атмосферы. Л.: Гидрометеоздат, 1988. 270 с.
3. Хмелевцов С.С., Цвык Р.Ш. // Изв.вузов. Сер. Радиофизика. 1970. Т. 13. N 1. С. 146–150.
4. Съедин В.Я., Хмелевцов С.С., Цвык Р.Ш. // Изв.вузов. Сер. Радиофизика. 1972. Т. 15. N 5. С. 798–800.
5. Хмелевцов С.С., Цвык Р.Ш. // Изв.вузов. Физика. 1973. N 6. С. 130–131.
6. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967. 548 с.
7. Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. Ч.2. Случайные поля. М.: Наука, 1978. 463 с.
8. Чернов Л.А. III Всесоюз. симпозиум по дифракции волн. Реф. докл. М.: Наука, 1964. 224 с.
9. Шишов В.И. // Изв.вузов. Сер. Радиофизика. 1968. Т. 11. N 6. С. 866–875.
10. Татарский В.И. // ЖЭТФ. 1969. Т. 56. N 6. С. 2106–2117.
11. Кляцкин В.И. // ЖЭТФ. 1969. Т. 57. N 3(9). С. 952–958.
12. Татарский В.И. Распространение коротких волн в среде со случайными неоднородностями в приближении марковского случайного процесса. М.:1970, 105 с. (Препринт / Отделение океанологии, физики атмосферы и географии АН СССР).
13. Кляцкин В.И. Стохастические уравнения и волны в случайно-неоднородных средах. М.: Наука, 1980. 366 с.
14. Tatarskii V.I., and Zavorotnyi V.U. // Proc. SPIE. 1986. V. 642. P. 276–281.
15. Gozani J., Charnotskii M.I., Tatarskii V.I., Zavorotnyi V.U. Wave Propagation in Random Media (Scintillation). Invited papers of a conference. Copublished by SPIE, Bellingham, Washington and Institute of Physics Publishing. Bristol and Philadelphia. 1993. P. 422–441.
16. Filinov V. // Proc. SPIE. 1993. V. 1968. P. 142–153.
17. Gochelashvily K.S., Shishov V.I. // Optica Acta. 1971. V. 18. N 10. P. 767–777.
18. Gochelashvily K.S. // Optica Acta. 1973. V. 20. N 3. P. 193–206.
19. Шишов В.И. ЖЭТФ. // 1971. Т. 61. С. 1399–1411.
20. Банах В.А., Креков Г.М., Миронов В.Л. // Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1974. Т.17. N 2. С. 252–260.
21. Banakh V.A., Krekov G.M., Mironov V.L., Khmelevtsov S.S., Tsvyk R.Sh. // J.Opt.Soc.Am. 1974. V. 64. N 4. P. 516–518.
22. Банах В.А., Миронов В.Л. // Квантовая электроника. 1975. Т. 2. N 10. С. 2163–2171.
23. Zavorotnyi V.U., Charnotskii M.I., Gozani J., Tatarskii V.I. Wave Propagation in Random Media (Scintillation). Invited papers of a conference. Copublished by SPIE. Bellingham, Washington and Institute of Physics Publishing. Bristol and Philadelphia, 1993. P. 403–421.
24. Банах В.А., Вагнер А.З. // Оптика атмосферы и океана. 1992. Т. 5. N 1. С. 37–43.
25. Banakh V.A., Mironov V.L. // Optics Let. 1977. V. 1. N 5. P. 172–174.
26. Банах В.А., Миронов В.Л. Распространение оптических волн в случайно-неоднородной атмосфере. Новосибирск: Наука, 1979. С. 3–22.
27. Banakh V.A., Mironov V.L. // Optics Let. 1979. V. 4. N 8. P.259–261.
28. Миронов В.Л. Распространение лазерного пучка в турбулентной атмосфере. Новосибирск: Наука, 1981. 248 с.
29. Гочелашвили К.С., Шишов В.И. Волны в случайно-неоднородных средах. Итоги науки и техники. Радиофизика. Физические основы электроники. Акустика. Т. 1. М.: ВИНТИ, 1981. 144 с.
30. Kerr J.R., Dunphy J.R. // J.Opt.Soc.Am. 1973. V. 63. N 1. P. 1–8.
31. Гомбоев Н.Ц., Зубрицкий Э.В., Малыгина Г.Ф., и др. // Квантовая электроника. 1975. Т. 2. N 6. С. 1262–1267.
32. Грачева М.Е., Гурвич А.С., Хрупин А.С. // Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1974. Т. 17. N 1. С. 155–157.
33. Грачева М.Е., Гурвич А.С., Кашкаров С.С., Покасов В.В. // ЖЭТФ. 1974. Т. 67. N 6(12). С. 2035–2046.
34. Гурвич А.С., Кашкаров С.С. // Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1975. Т. 18. N 1. С. 69–73.
35. Банах В.А., Смалыхо И.Н. // Оптика атмосферы и океана. 1993. Т. 6. N 4. С. 377–385.
36. Гурвич А.С., Казарян Р.А., Ломадзе С.О. // Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1975. Т. 18. N 4. С. 610–613.
37. Монастырный Е.А., Патрушев Г.Я., Покасов В.В. // Оптика и спектроскопия. 1984. Т. 56. N 1. С. 41–47.
38. Монастырный Е.А., Патрушев Г.Я., Покасов В.В. // Радиотехника и электроника. 1986. Т. 31. N 1. С. 14–19.
39. Монастырный Е.А., Патрушев Г.Я. // Радиотехника и электроника. 1988. Т. 33. N 10. С. 2183–2185.
40. Монастырный Е.А., Патрушев Г.Я. // Оптика и спектроскопия. 1988. Т. 64. N 5. С. 1068–1075.
41. Монастырный Е.А., Патрушев Г.Я. // Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. N 6. С. 605–608.
42. Патрушев Г.Я., Рубцова О.А. // Оптика атмосферы и океана. 1992. Т. 5. N 7. С. 716–719.
43. Патрушев Г.Я., Рубцова О.А. // Оптика атмосферы и океана. 1993. Т. 6. N 11. С. 1333–1350.
44. Гурвич А.С., Кон А.И., Миронов В.Л., Хмелевцов С.С. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. М: Наука, 1976. 217 с.
45. Патрушев Г.Я., Петров А.И., Рубцова О.А. // Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. N 3. С. 277–282.
46. Bogovoy A.G., Patrushev G.Ya., and Zhukov A.F. // Proc. SPIE. 1993. V. 1968. P. 282–292.
47. Жуков А.Ф. // Оптика атмосферы и океана. 1993. Т. 6. N 1. С. 33–36.
48. Zhukov A.F., Kabanov M.V., and Tsvyk R.Sh. // Appl. Optics. 1986. V. 27. N 3. P. 578–583.
49. Жуков А.Ф., Кабанов М.В., Цвык Р.Ш., Вострецов Н.А., Кривопапов Н.П. // Оптика атмосферы. 1991. Т. 4. N 4. С. 347–352.
50. Вострецов Н.А., Жуков А.Ф., Кабанов М.В., Цвык Р.Ш. // Оптика атмосферы и океана. 1993. Т. 6. N 1. С. 37–41.

51. Жуков А.Ф., Цвык Р.Ш., Вострецов Н.А. // Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. N 4. С. 30–35.
52. Банах В.А., Булдаков В.М., Миронов В.Л. // Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1981. Т. 24. N 6. С. 703–708.
53. Банах В.А., Булдаков В.М., Миронов В.Л. Оптика и спектроскопия. 1983. Т. 54. N 6. С. 1054–1059.
54. Банах В.А., Булдаков В.М. // Оптика и спектроскопия. 1983. Т. 55. N 4. С. 707–712.
55. Банах В.А., Смалихо И.Н., Чен Б.Н. // Оптика и спектроскопия. 1986. Т. 61. N 3. С. 582–586.
56. Бороноев В.В., Занданова Г.И., Миронов В.Л. // Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1981. Т. 24. N 5. С. 647–648.
57. Мордухович М.И. Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1970. Т. 13. N 2. С. 275–280.
58. Грачева М.Е. // Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1967. Т. 10. N 6. С. 775–788.
59. Банах В.А., Миронов В.Л., Смалихо И.Н., Цвык Р.Ш. // Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1987. Т. 30. N 5. С. 585–591.
60. Банах В.А., Смалихо И.Н. // Квантовая электроника. 1988. Т. 15. N 11. С. 2341–2351.
61. Зуев В.Е., Землянов А.А., Копытин Ю.Д. Нелинейная оптика атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1989. 256 с.

Институт оптики атмосферы СО РАН,  
Томск

Поступила в редакцию  
20 июля 1994 г.

**V. A. Banakh. Laser Beam Intensity Fluctuations in the Turbulent Atmosphere.**

Review of experimental and theoretical results of investigations of laser beam intensity fluctuations in the turbulent atmosphere performed at the Institute of Atmospheric Optics of SB RAS is presented in the paper. Spatial and temporal statistical characteristics of coherent laser beams as well as the statistics of partially coherent radiation are observed; data on laser beam intensity fluctuations in the turbulent atmosphere at precipitating are presented also.