

УДК 538.56 : 519.25

## КОРРЕЛЯЦИОННАЯ ФУНКЦИЯ ФЛУКТУАЦИЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ГАУССОВА ОПТИЧЕСКОГО ПУЧКА В СЛУЧАЙНОЙ СРЕДЕ С КРУПНОМАСШТАБНЫМИ ДИСКРЕТНЫМИ РАССЕИВАТЕЛЯМИ

*B. A. Крутиков*

Используются известные выражения для корреляционной функции флуктуаций интенсивности гауссова оптического пучка в случайно-неоднородной среде, содержащей ансамбль крупномасштабных дискретных рассеивателей и характеризующейся турбулентными флуктуациями диэлектрической проницаемости. Приводится анализ результатов численных расчетов корреляционной функции для различной геометрии оптических пучков при разных условиях их регистрации. Показана целесообразность использования полученных аналитических выражений для описания корреляционных свойств оптического излучения в случайно-неоднородной среде общего типа.

Приближенное решение стохастического волнового уравнения, описывающего распространение оптического излучения в турбулентной среде, содержащей, кроме того, дискретные крупномасштабные неоднородности, проводилось с использованием метода, учитывающего особенности распространения оптического излучения в малоугловом приближении [1]. Это приближение позволило получить полное статистическое описание волнового поля в случайно-неоднородной среде наиболее общего типа через выражения для моментов произвольного порядка. При этом предполагалось, что свойства турбулентной среды и ансамбля дискретных рассеивателей статистически независимы, кроме того, и ансамбль рассеивателей состоит из независимых частиц.

Достаточно полный анализ этого приближения и свойств полученных на его основе выражений проведен в [1], а в [2, 3] представлены аналитические выражения и показаны некоторые результаты расчета статистических характеристик флуктуаций интенсивности гауссова оптического пучка. Изучению корреляционных свойств флуктуаций интенсивности посвящено настоящее сообщение.

**1.** Выражение для статистической функции моментов волнового поля  $M_{n,m}$  порядка  $(n+m)$  имеет следующую структуру [3]:

$$M_{n,m} = M_{n,m}^0 M_{n,m}^S M_{n,m}^V M_{n,m}^{SV}, \quad (1)$$

где величина  $M_{n,m}^0$  связана с распространением волнового поля оптического пучка в однородной среде;  $M_{n,m}^S$  описывает флуктуации волнового поля, обусловленные турбулентностью среды,  $M_{n,m}^V$  — наличием дискретных рассеивателей, а сомножитель  $M_{n,m}^{SV}$  возникает из-за взаимного облучения турбулентных неоднородностей и дискретных рассеивателей. Явные выражения для  $M_{n,m}^V$  и  $M_{n,m}^{SV}$  содержат суммы введенных фазовых функций  $\Phi_{l,k}$  ( $l+k \geq 1$ ), содержащих в своей основе многократные интегралы.

Если параметры среды удовлетворяют условию  $L \gg ka^2$  ( $L$  — тол-

щина рассеивающего слоя,  $k$  — волновое число,  $a$  — характерный размер рассеивателя) и взаимодействием флюктуаций оптического излучения, вызываемых турбулентностью и рассеянием на дискретных неоднородностях, можно пренебречь ( $M_{n,m}^{SV} \sim 1$ ), статистические характеристики оптического излучения имеют наиболее простой вид [3]. Так, выражение для корреляционной функции флюктуаций интенсивности получается в виде

$$B(x, p_1, p_2) = \frac{\langle I(x, p_1) I(x, p_2) \rangle}{\langle I(x, p_1) \rangle \langle I(x, p_2) \rangle} - 1 = \\ = [B^S(x, p_1, p_2) + 1] [B^V(x, p_1, p_2) + 1] - 1, \quad (2)$$

где  $B^S$  и  $B^V$  — соответственно корреляционные функции флюктуаций гауссова пучка в турбулентной среде и в ансамбле дискретных рассеивателей. Эта структура сохраняется и для статистических моментов волнового поля произвольного порядка.

Подобное выражение можно записать для спектральной функции  $\Phi(x, x_1, x_2)$ , связанной с функцией корреляции  $B(x, p_1, p_2)$  через преобразование Фурье:

$$\Phi(x, x_1, x_2) = \Phi^S(x, x_1, x_2) + \Phi^V(x, x_1, x_2) + \\ + \int dx'_1 dx'_2 \Phi^S(x, x'_1, x'_2) \Phi^V(x, x_1 - x'_1, x_2 - x'_2), \quad (2a)$$

где  $\Phi^S$  и  $\Phi^V$  являются фурье-образами функций  $B^S$  и  $B^V$ .

Таким образом, статистические характеристики излучения, распространяющегося в случайной среде, состоящей из турбулентных неоднородностей и дискретных рассеивателей, соответственно разделяются и могут быть получены путем независимого расчета искомых характеристик отдельно для турбулентных и дискретных неоднородностей при соответствующих условиях распространения. Следует отметить, что вклад случайной турбулентной среды и статистически не зависимого от нее ансамбля независимых же рассеивателей в статистические характеристики оптического излучения не является чисто аддитивным, поскольку дополнительно имеется произведение (для корреляционных функций) или свертка (для спектральных функций) соответствующих независимо рассчитанных функций. Кроме того, при расчете искомых величин следует учитывать возможное изменение условий распространения излучения в случайной среде общего типа (например, изменение структуры случайного поля турбулентных флюктуаций показателя преломления за счет появления дискретных частиц).

Дальнейший анализ статистических свойств излучения проведем на примере корреляционных функций, поскольку соответствующие выражения имеют более простой, чем для спектральных функций, вид.

2. Корреляционную функцию флюктуаций интенсивности гауссова пучка в турбулентной среде  $B^S(x, p_1, p_2)$  можно получить, используя подходящий метод из теории распространения оптических пучков в случайно-неоднородной среде [4], а функция  $B^V(x, p_1, p_2)$  рассчитывается через фазовые функции  $\Phi_{l,k}$ . Для достаточно протяженных слоев — рассеивающей среды, когда  $L \gg ka^2$ , в выражении для  $B^V(x, p_1, p_2)$  функциями  $\Phi_{l,k}$  порядка  $l+k > 2$  можно пренебречь по сравнению с величинами порядка  $l+k \leq 2$ . В этом случае для корреляционной функции флюктуаций интенсивности в ансамбле дискретных рассеивателей получается представление

$$B^V(x, p_1, p_2) = \exp \{2n_0 \operatorname{Re} [\Phi_{1,1}(x, p_1, p_2; V) + \\ + \Phi_{2,0}(x, p_1, p_2; V)]\} - 1. \quad (3)$$

Необходимые для расчета выражения (3) фазовые функции  $\Phi_{1,1}$  и  $\Phi_{2,0}$  имеют следующий явный вид (для плоского рассеивающего слоя с границами  $x_1 = x_0$  и  $x_2 = x_0 + L$ ):

$$\Phi_{1,1}(x, \rho_1, \rho_2; V) = \frac{1}{k^2} \int_{x_0}^{x_0+L} d\xi \int d^2q \langle |f(q, \zeta)|^2 \rangle_\zeta \times$$

$$\times \exp \left\{ \left[ q(\rho_1 + \rho_2) - \frac{q^2}{k}(x - \xi) \right] g_2(x, \xi) \right\} \times \\ \times \exp [iq(\rho_1 - \rho_2)g_1(x, \xi)] = \Phi_{1,1}^*(x, \rho_2, \rho_1; V); \quad (4)$$

$$\Phi_{2,0}(x, \rho_1, \rho_2; V) = - \frac{1}{k^2} \int_{x_0}^{x_0+L} d\xi \int d^2q \langle f^2(q, \zeta) \rangle_\zeta \times$$

$$\times \exp \left\{ - \left[ q(\rho_1 - \rho_2) - \frac{q^2}{k}(x - \xi) \right] g_2(x, \xi) \right\} \times \\ \times \exp \left\{ i \left[ q(\rho_1 - \rho_2) - \frac{q^2}{k}(x - \xi) \right] g_1(x, \xi) \right\} = \quad (5)$$

$$= \Phi_{0,2}^*(x, \rho_1, \rho_2; V).$$

Здесь  $f(q, \zeta)$  — амплитуда рассеяния неоднородностью с параметром  $\zeta$ , кроме того, обозначено

$$g_1(x, \xi) = \frac{1 - D_2}{D}(1 - \eta) + \eta = B(1 - \eta) + \eta, \quad (6)$$

$$g_2(x, \xi) = - \frac{D_1}{D}(1 - \eta) = - C(1 - \eta),$$

$$\eta = \xi/x, \quad \eta_0 = x_0/x, \quad \eta_1 = (x_0 + L)/x,$$

$$D_1 \equiv D_1(x), \quad D_2 \equiv D_2(x), \quad D \equiv (1 - D_2)^2 + D_1^2,$$

$$D_1(x) = x/(k\alpha_0^2), \quad D_2(x) = x/F,$$

$\alpha_0, F$  — параметры гауссова пучка,  $\alpha_0$  — эффективный размер невозмущенного пучка в плоскости излучения ( $\alpha_0 = \infty$  и  $\alpha_0 = 0$  — соответственно плоская и сферическая волны),  $F$  — радиус кривизны исходного волнового фронта ( $F = \infty$  соответствует коллимированному пучку,  $F > 0$  и  $F < 0$  — фокусированному и расходящемуся пучкам соответственно). Величина  $D_1^{-1} = k\alpha_0^2/x$  дает значение числа Френеля излучающей апертуры,  $D_2 = x/F$  определяет степень фокусировки, а  $C^{-1} = k\alpha_{\text{ФФ}}^2/x = [(1 - D_2)^2 + D_1^2]/D_1$  характеризует эффективный размер пучка в плоскости приема.

К некоторому упрощению выражений (4) и (5) приводит использование аналитических свойств амплитуды рассеяния  $f(q, \zeta)$  дискретной неоднородностью с параметром  $\zeta$ , описывающим все ее геометрические и оптические свойства,

$$\sigma_t = 4\pi/k \operatorname{Im} \langle f(0, \zeta) \rangle_\zeta,$$

$$\sigma_s = \int d^2q \langle |f(q, \zeta)|^2 \rangle_\zeta, \quad (7)$$

$$\sigma_t = \sigma_s + \sigma_a, \quad \lambda = \sigma_s/\sigma_t,$$

где  $\sigma_t$ ,  $\sigma_s$ ,  $\sigma_a$ ,  $\lambda$  — соответственно сечения ослабления, рассеяния, поглощения и альбедо отдельной рассеивающей частицы. Исследование качественной структуры полученных зависимостей проведем для частного случая рассеивающих свойств среды, заданных в виде

$$\operatorname{Im} f(q, \zeta) \gg \operatorname{Re} f(q, \zeta), \quad (8)$$

$$\langle |f(q, \zeta)|^2 \rangle_c = -\langle f^2(q, \zeta) \rangle_c = \left( \frac{k\sigma_t}{4\pi} \right)^2 \exp \left( -Q \frac{q^2 a^2}{4} \right).$$

Параметр  $Q$  определяется из оптической теоремы и условия нормировки (7) и равен  $Q = \sigma_t^2 / (4\pi a^2 \sigma_s)$ .

Подобное представление часто используется при исследовании процессов рассеяния в малоугловом приближении [5, 6] и для оптического диапазона длин волн излучения справедливо для искусственных и естественных атмосферных рассеивающих сред типа слабых облачных и туманных образований и осадков.

Введем дополнительную функцию

$$H(\alpha, \beta; \gamma, \delta) = 2 \operatorname{Re} \int_0^\infty x dx \exp[-x^2(\alpha + i\beta)] I_0[x(\gamma + i\delta)] = \\ = \frac{1}{\alpha^2 + \beta^2} \exp \left[ \frac{\alpha(\gamma^2 - \delta^2) + 2\beta\gamma\delta}{4(\alpha^2 + \beta^2)} \right] \left[ \alpha \cos \left( \frac{2\alpha\gamma\delta - \beta(\gamma^2 - \delta^2)}{4(\alpha^2 + \beta^2)} \right) + \right. \\ \left. + \beta \sin \left( \frac{2\alpha\gamma\delta - \beta(\gamma^2 - \delta^2)}{4(\alpha^2 + \beta^2)} \right) \right], \quad (9)$$

где  $I_0[z]$  — функция Бесселя комплексного аргумента. Тогда окончательно значение средней интенсивности получаем в виде

$$\langle I(x, \rho) \rangle = \langle I_0(x, \rho) \rangle_c \exp[-\tau(1 - \lambda W_1(x, \rho))], \quad (10)$$

а для корреляционной функции флюктуаций интенсивности в ансамбле рассеивателей —

$$B^V(x, \rho_1, \rho_2) = \exp[2\tau\lambda W_2(x, \rho_1, \rho_2)] - 1, \quad (11)$$

где  $\tau = n_0 \sigma_t L$  — оптическая толщина рассеивающей среды,

$$W_1(x, \rho) = \frac{Q}{\eta_1 - \eta_0} \int_{\eta_0}^{\eta_1} H \left[ Q + 4AC(1 - \eta)^2, 0; \frac{4\rho}{a} C(1 - \eta), 0 \right] d\eta; \quad (12)$$

$$W_2(x, \rho_1, \rho_2) = \frac{Q}{\eta_1 - \eta_0} \int_{\eta_0}^{\eta_1} \left\{ H \left[ Q + 4AC(1 - \eta)^2, 0; \frac{4R}{a} C(1 - \eta), 0 \right] + \right. \\ \left. + H \left[ Q + 4AC(1 - \eta)^2, 4A[B(1 - \eta) + \eta](1 - \eta); \right. \right. \\ \left. \left. \frac{2r}{a} C(1 - \eta), \frac{2r}{a} [B(1 - \eta) + \eta] \right] \right\} d\eta \quad (13)$$

и дополнительно к (6) обозначено  $R = (\rho_1 + \rho_2)/2$ ,  $r = \rho_1 - \rho_2$ ,  $A = x/(ka^2)$ . Полученные однократные интегралы в общем случае легко вычисляются с использованием обычных квадратур.

Но и без проведения численных расчетов непосредственно из записи (9) и (13) следует, что вторым слагаемым в выражении (13) в случае протяженных трасс ( $A \gg 1$ ) можно пренебречь (с точностью

3—5%) по сравнению с первым для всех возможных геометрических параметров оптических пучков, кроме широких сфокусированных в плоскость наблюдения. Во всех этих случаях корреляционная функция флуктуаций интенсивности в среде с дискретными рассеивателями является одномасштабной кривой, поэтому для описания корреляционных свойств флуктуаций интенсивности оптических пучков в зависимости от их геометрических параметров в дальнейшем будем использовать значение нормированной на дисперсию корреляционной функции при разнесении точек  $\rho = |\rho_1 - \rho_2|$ , равном характерному размеру рассеивателя  $a$  (будем обозначать  $b^v(a)$ ). Кроме того, для случая совмещенных на оси пучка точечных приемников (т. е. для дисперсии флуктуаций интенсивности на оси пучка) в первом слагаемом выражения (13) интегрирование может быть проведено аналитически. В результате получится

$$W_2 \equiv W_2(x, 0, 0) = \frac{1}{\sqrt{P}(\eta_1 - \eta_0)} \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{P}(\eta_1 - \eta_0)}{1 + P(1 - \eta_0)(1 - \eta_1)} = \\ = W_1(x, 0),$$

где  $P = 4AC/Q$ .

Это выражение позволяет провести всесторонний анализ дисперсии флуктуаций и средней интенсивности на оси пучка, принимаемой точечным детектором. При этом следует отметить определяющее влияние на уровень флуктуаций интенсивности на оси пучка его эффективного размера в плоскости приема (величина  $C^{-1}$ ), а также толщины и положения слоя рассеивающей среды через относительное положение передней и задней границы слоя  $\eta_0$  и  $\eta_1$ .

С учетом в (13) лишь первого слагаемого и на основе представления (9) легко получаются асимптотические выражения для корреляционной функции флуктуаций интенсивности при исходной плоской волне ( $C = 0, B = 1$ )

$$W_{2_{\text{пл}}}(x, \rho) = \exp\left(-\frac{\rho^2}{Qa^2}\right). \quad (14)$$

При сферической исходной волне ( $C = 0, B = 0$ )

$$W_{2_{\text{сф}}}(x, \rho) = {}_1F_1\left(\frac{1}{2}, \frac{3}{2}; -\frac{1}{Q} \left(\frac{\rho}{a}\right)^2\right) \quad (15)$$

для слоя рассеивающей среды, заполняющей всю трассу распространения, т. е.  $\eta_0 = 0, \eta_1 = 1$ .

Подстановка полученных соотношений (14) и (15) в (11) для случая слабых ( $\tau \ll 1$ ) и сильных ( $\tau \gg 1$ ) флуктуаций приводит к формулам для корреляционной функции, полностью совпадающим (при  $Q = 1$ ) с выражениями, полученными в [7] на основе использования метода Гюйгенса — Кирхгофа. Вместе с тем, в более общем случае произвольного уровня флуктуаций, произвольной геометрии исходного гауссова пучка, расположения слоя рассеивающей среды и приемников полученные выше выражения (9), (11) и (13) имеют более простую структуру. А использование соотношения (2) позволяет легко учесть влияние как турбулентных флуктуаций диэлектрической проницаемости среды, так и системы дискретных рассеивателей на статистические характеристики флуктуаций интенсивности распространяющегося в такой среде оптического пучка.

3. В соответствии с выражениями (9), (11) и (13) был проведен численный расчет корреляционной функции флуктуаций интенсивности гауссова оптического пучка в дискретной рассеивающей среде, распо-

ложенной в слое между приемником и источником ( $\eta_0 = 0$ ,  $\eta_1 = 1$ ), и величины  $b^V(a)$  при следующих оптических параметрах: толщины рассеивающей среды  $\tau = 1,0$ , альбедо частицы  $\lambda = 0,5$ , параметра, связывающего размеры рассеивателей и длину трассы наблюдения,  $A = x/(ka^2) = 25$ , точечных приемников, расположенных симметрично на расстоянии  $R/a = 0; 5; 10$  от центра пучка до линии, соединяющей приемники. При этом геометрические параметры исходного пучка изменились в достаточно широких пределах.

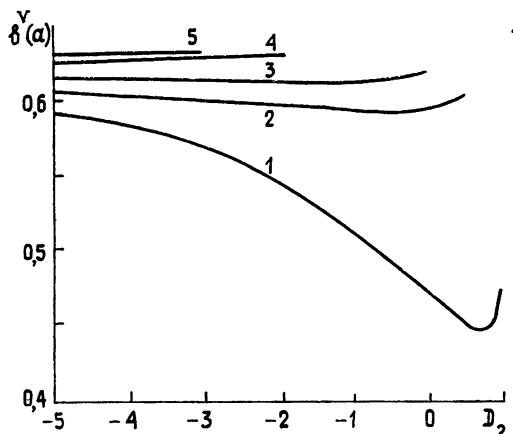


Рис. 1.

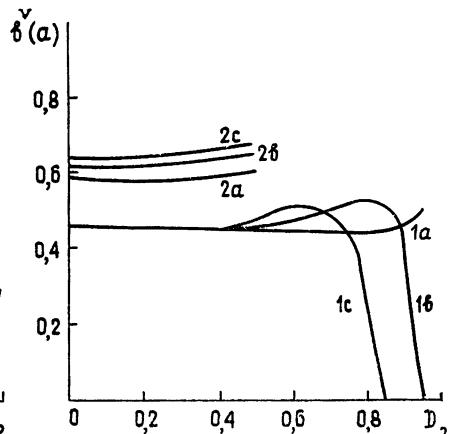


Рис. 2.

Рис. 1. Зависимость величины  $b^V(a)$  от параметра фокусировки оптического пучка  $D_2$  при  $R/a = 0$ :  
 1 —  $D_1 = 0,05$ ; 2 —  $D_1 = 0,5$ ; 3 —  $D_1 = 1,0$ ; 4 —  $D_1 = 3,0$ ; 5 —  $D_1 = 4,0$ .

Рис. 2. Зависимость величины  $b^V(a)$  от параметра фокусировки оптического пучка  $D_2$ :  
 1a — 1c —  $D_1 = 0,05$ ; 2a — 2c —  $D_1 = 0,5$ ; 1a, 2a —  $R/a = 0$ ; 1b, 2b —  $R/a = 5$ ;  
 1c, 2c —  $R/a = 10$ .

На рис. 1 представлена зависимость  $b^V(a)$  от параметра фокусировки оптического пучка  $D_2 = x/F$  при различных размерах исходного пучка для приемников, находящихся симметрично относительно его оси. При этом размер исходного пучка будем характеризовать величиной параметра  $D_1$ , поскольку обратная ей величина  $D_1^{-1}$  есть число Френеля излучающей апертуры. Вместе с тем  $D_1$  в отличие от  $D_1^{-1}$  принимает конечные значения во всей интересующей нас области изменений геометрических параметров пучков, что удобно при построении графических зависимостей. Видно, что увеличение степени фокусировки оптического пучка приводит к уменьшению величины  $b^V(a)$  до соответствующего минимального значения (т. е. расширению спектра флуктуаций интенсивности), а затем некоторого ее подъема. Смещение линий, соединяющей приемники, с оси приводит к дополнительному увеличению  $b^V(a)$  (рис. 2, кривая 2). Однако при сильной фокусировке широкого пучка (для кривой 1 на рис. 2 при  $D_2 > 0,6$ ) происходит резкое уменьшение величины  $b^V(a)$ , причем на большем удалении приемников от оси пучка это уменьшение (а значит, и резкое расширение спектра флуктуаций интенсивности) происходит при меньшем значении  $D_2$ . Из этих рисунков видно, что при фиксированном параметре фокусировки  $D_2$  с увеличением размера пучка (уменьшение  $D_1$ ) происходит уменьшение ширины корреляционной функции. На рис. 3 приведена подобная зависимость для  $D_2 = 0$  (коллимированные пучки) при изменения  $D_1$  от нуля (плоская волна) до единицы (узкий коллимированный пучок). С удалением приемников от оси пучка происходит и некоторое увеличение  $b^V(a)$  для ограниченных пучков. Аналогичные

результаты, но для более широкого диапазона параметра фокусировки и размеров оптического пучка представлены на рис. 4—6.

Из анализа приведенных выше рисунков следует, что зависимость ширины корреляционной функции флуктуаций интенсивности от размера пучка и положения приемников относительно оси пучка в значи-

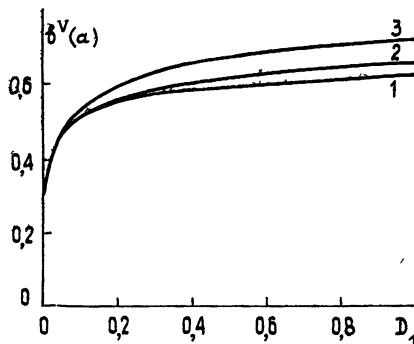


Рис. 3.

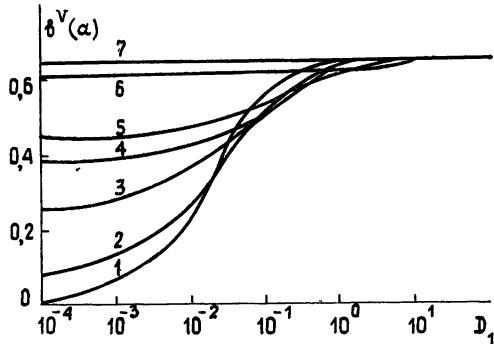


Рис. 4.

Рис. 3 Зависимость величины  $b^V(a)$  от ширины коллимированного пучка:  
1 —  $R/a = 0$ ; 2 —  $R/a = 5$ ; 3 —  $R/a = 10$

Рис. 4 Зависимость величины  $b^V(a)$  от размера излучающей апертуры  $D_1^{-1}$  при  $R/a = 0$ ;  
сходящиеся пучки 1 —  $D_2 = 0,95$ , 2 —  $D_2 = 0,50$ ; коллимированный пучок: 3 —  $D_2 = 0$ ,  
расходящиеся пучки: 4 —  $D_2 = -0,5$ ; 5 —  $D_2 = -1,0$ ; 6 —  $D_2 = -4,0$ ; 7 — сфериче-  
ская волна

тельной степени определяется эффективным размером пучка в плоскости приема  $C^{-1} = [(1 - D_2)^2 + D_1^2]/D_1$ . Для иллюстрации этого обстоятельства приведен рис. 7, где каждая группа кривых 1—3 соответствует определенному фиксированному размеру пучка в плоскости приема.

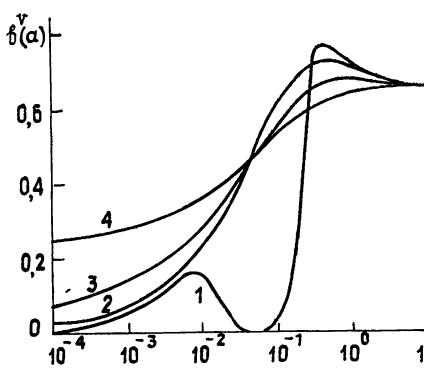


Рис. 5.

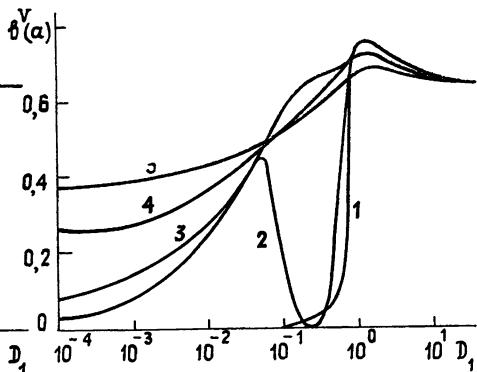


Рис. 6.

Рис. 5 Зависимость величины  $b^V(a)$  от размера излучающей апертуры  $D_1^{-1}$  при  $R/a = 5$ ;  
сходящиеся пучки. 1 —  $D_2 = 0,95$ ; 2 —  $D_2 = 0,75$ ; 3 —  $D_2 = 0,50$ , коллимированный  
пучок: 4 —  $D_2 = 0$

Рис. 6 Зависимость величины  $b^V(a)$  от размера излучающей апертуры  $D_1^{-1}$  при  $R/a = 10$ ,  
сходящиеся пучки: 1 —  $D_2 = 0,95$ ; 2 —  $D_2 = 0,75$ ; 3 —  $D_2 = 0,50$ ; коллимированный  
пучок: 4 —  $D_2 = 0$ , расходящийся пучок: 5 —  $D_2 = -0,5$

Приведенные выше результаты легко обобщаются на случай других значений оптической толщины рассеивающей среды  $\tau$ . Действительно, непосредственно из выражения (10) следует, что с увеличением  $\tau$  величина  $b^V(a)$  уменьшается, т. е. спектр флуктуаций интенсивности становится шире. А при постоянном значении оптической толщины  $\tau$

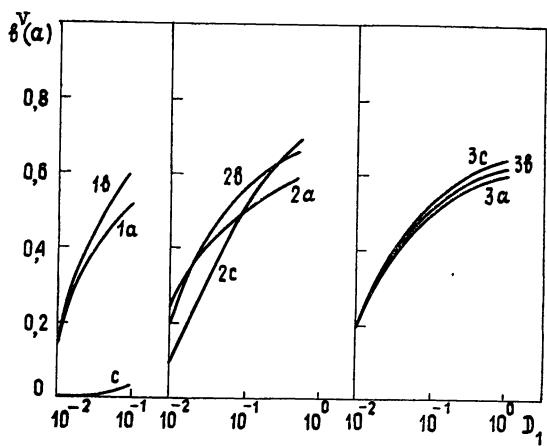


Рис. 7. Зависимость величины  $b^V(a)$  от размера излучающей апертуры  $D_1^{-1}$  при фиксированном размере пучка в плоскости приема  $C^{-1}$ :  
 $1a - 1c - C^{-1} = 0,5$ ;  $2a - 2c - C^{-1} = 1,0$ ,  $3a - 3c - C^{-1} = 5,0$ ;  $1a - 3a - R/a = 0$ ,  $1b - 3b - R/a = 5$ ;  $1c - 3c - R/a = 10$ .

уменьшение среднего размера частиц (увеличение параметра  $A$ ) приводит к сужению спектра флуктуаций интенсивности.

Следовательно, можно сделать вывод, что предлагаемый метод расчета статистических свойств оптического излучения в случайной среде с крупномасштабными дискретными неоднородностями дает возможность, во-первых, обосновать и в дальнейшем широко использовать свойства статистических моментов флуктуаций интенсивности вида (2), во-вторых, определять количественно уровень и корреляционные свойства флуктуаций интенсивности оптических пучков различной геометрии и при различных условиях их распространения.

#### ЛИТЕРАТУРА

- Крутиков В. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1979, 22, № 1, с 84
- Крутиков В. А. — В сб: Рассеяние и рефракция оптических волн в атмосфере. — Томск: Ин-т оптики атмосферы СО АН СССР, 1976, с. 28.
- Крутиков В. А. Тезисы докладов V Всесоюзного симпозиума по распространению лазерного излучения в атмосфере. Ч. 1. — Томск: 1979, с. 300.
- Гуревич А. С., Кон А. И., Миронов В. Л., Хмелевцов С. С. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. — М.: Наука, 1976.
- Долин Л. С. — Изв. вузов — Радиофизика, 1966, 9, № 1, с 61
- Исимару А. — ТИИЭР, 1977, 65, № 7, с 46
- Миронов В. Л., Тузова С. И. Тезисы докладов V Всесоюзного симпозиума по распространению лазерного излучения в атмосфере. Ч. 1. — Томск: 1979, с. 294.

Институт оптики атмосферы  
Томского филиала СО АН СССР

Поступила в редакцию  
31 января 1980 г.

#### CORRELATION FUNCTION OF THE GAUSSIAN OPTICAL BEAM INTENSITY FLUCTUATIONS IN A RANDOM MEDIUM WITH LARGE-SCALE DISCRETE SCATTERERS

V. A. Krutikov

The expressions, previously obtained for a correlation function of the Gaussian optical beam intensity fluctuations in a random medium with an ensemble of large-scale discrete scatterers and dielectric-constant turbulent fluctuations are used. The analysis of correlation-function numerical calculations results has been made for different geometry of optical beams and conditions of their registration demonstrating the advisability of using the obtained analytical expressions to describe correlation properties of optical radiation in a randomly-inhomogeneous medium of the general type.