

УДК 621.371.243

РАЗМЫТИЕ СРЕДНЕЙ ДИФРАКЦИОННОЙ КАРТИНЫ В ФОКАЛЬНОЙ ПЛОСКОСТИ ПРИЕМНОЙ ЛИНЗЫ, ВЫЗВАННОЕ ДОЖДЕМ В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ

В. Л. Миронов, С. И. Тузова

Получено выражение для функции когерентности плоской волны, многократно рассеянной в дожде. Показано, что распределение средней интенсивности в фокальной плоскости приемной линзы при малых оптических толщах дождя ($\mu < 1$) имеет двухмасштабный характер. Причем первый масштаб обусловлен турбулентными флуктуациями показателя преломления, а величина второго определяется масштабом дифракции на размере капли. При $\mu \gg 1$ характерным масштабом средней дифракционной картины является масштаб дифракции на радиусе когерентности плоской волны, рассеянной на частицах дождя. Сформулированы условия, при которых возможно определение параметров дождя из измерений средней интенсивности в фокальной плоскости приемной линзы.

В работе [1] предложен метод определения структурной характеристики флуктуаций показателя преломления S_n^2 и внутреннего масштаба турбулентности l_0 по измерениям средней интенсивности в фокальной плоскости приемной линзы при просвечивании атмосферы лазерным излучением. Наличие в атмосфере осадков приводит к искажению средней дифракционной картины вследствие дополнительной потери когерентности поля волны при рассеянии на частицах осадков. Вопрос о характере и величине этого искажения в настоящее время является открытым, в то время как решение его представляет практический интерес. В настоящей работе выводится выражение для функции когерентности плоской волны, многократно рассеянной в дожде, и анализируется характер размытия средней дифракционной картины в фокальной плоскости линзы с целью изучения возможности определения параметров дождя. При определенных предположениях рассматривается совместное действие атмосферной турбулентности и дождя.

Согласно [1], распределение среднего тока, регистрируемого прибором, $\langle I(y) \rangle = \alpha \int_{-\infty}^{\infty} \langle J(y, z) \rangle dz$ имеет вид

$$\langle I(y) \rangle = \alpha \Delta \frac{4R^3 k}{\pi F} \int_0^1 d\eta \Gamma_2(L, 2R\eta) (\arccos \eta - \eta \sqrt{1-\eta^2}) \cos\left(\frac{2kR}{F} y\eta\right). \quad (1)$$

Здесь $\langle J(y, z) \rangle$ — средняя интенсивность в фокальной плоскости линзы, α — чувствительность фотоумножителя, Δ — ширина щели приемника (длина щели вдоль координаты z выбирается много большей ширины всей дифракционной картины), y — текущая координата положения щели, R и F — радиус и фокусное расстояние линзы, $k = 2\pi/\lambda$ (λ — длина волны излучения). Функция, несущая информацию о среде,

$\Gamma_2(L, \rho = 2R\eta) = \langle E(L, \rho_1) E^*(L, \rho_2) \rangle$ — есть функция когерентности второго порядка плоской волны, прошедшей слой $0 \leq x \leq L$ со случайными неоднородностями (локально однородное и изотропное поле), ρ — расстояние между точками наблюдения ρ_1 и ρ_2 в плоскости линзы $x=L$, $E(L, \rho)$ — поле оптической волны (деполяризация в силу ее малости не учитывается), угловые скобки означают усреднение по ансамблю.

Получим сначала выражение для функции когерентности поля волны, рассеянной дождем в отсутствие турбулентных неоднородностей, $\Gamma_2^a(L, \rho)$. Задачу будем решать в фазовом приближении [2], т. е. в пренебрежении амплитудными флуктуациями поля. Плоская волна $E(x, \rho) = e^{ikx}$, прошедшая слой $0 \leq x \leq L$ крупномасштабных дискретных неоднородностей ($ka \gg 1$, a — линейный размер неоднородности), приобретает случайный набег фазы [3], $S(L, \rho) = \sum_{j=1}^N S_j(L - x_j, \rho - \rho_j)$, где x_j, ρ_j — продольная и поперечная направлению распространения волны координаты положения центра j -й частицы. Здесь многократное рассеяние на совокупности N частиц приближенно учитывается суммированием независимых набегов фаз $S_a(L - x_a, \rho - \rho_a)$ на отдельных рассеивателях, что справедливо, как показано в [3], для оптических толщ $\mu \ll 1/\langle \theta_0^2 \rangle$, где $\langle \theta_0^2 \rangle \sim (ka)^{-2}$ — средний квадрат угла рассеяния частицы. Для среды, состоящей из большого числа статистически независимых рассеивателей, случайные положения частиц $r_a = (x_a, \rho_a)$ равномерно распределены в рассеивающем объеме $V_{\text{рас}}$ с плотностью вероятности $P(x_a, \rho_a) = 1/V_{\text{рас}}$, а их число N распределено по закону Пуассона $P(N) = e^{-\langle N \rangle} \langle N \rangle^N / N!$ со средним значением $\langle N \rangle$ [4]. Тогда фаза $S(L, \rho) = \sum_{j=1}^N S_j(L - x_j, \rho - \rho_j)$ является пуассоновским случайным процессом [5]. Проводя усреднение аналогично [5], выражение для $\Gamma_2^a(L, \rho)$ получаем в виде

$$\begin{aligned} \Gamma_2^a(L, \rho_1, \rho_2) &= \langle \exp \{ i [S(L, \rho_1) - S(L, \rho_2)] \} \rangle = \\ &= \exp \left\{ n_0 \int_0^L dx_a \iint d\rho_a \int_0^\infty da n(a) [\exp \{ i [S_a(L - x_a, \rho_1 - \rho_a) - \right. \end{aligned} \quad (2) \\ &\quad \left. - S_a(L - x_a, \rho_2 - \rho_a)] \} - 1 \right\}, \end{aligned}$$

где $n_0 = \langle N \rangle / V_{\text{рас}}$ — средняя по трассе концентрация частиц, $n(a)$ — распределение частиц по размерам. Таким образом, задача сводится к определению фазы $S_a(L - x_a, \rho - \rho_a)$ волны, рассеянной одиночной каплей. При рассеянии плоской волны на изолированной неоднородности поле $E_a(L, \rho) = \exp[ikL + iS_a(L - x_a, \rho - \rho_a)]$ в волновой зоне частицы имеет вид [6]

$$E_a(L, \rho) = e^{ikL} + e^{ikx_a} f \left[\frac{k}{k}, k \frac{(r - r_a)}{|r - r_a|} \right] \frac{e^{ik|r - r_a|}}{|r - r_a|}. \quad (3)$$

Для $ka \gg 1$ (a — радиус капли) амплитуда рассеяния $f \left[\frac{k}{k}, k \frac{(r - r_a)}{|r - r_a|} \right]$ на малые углы при дифракции Фраунгофера равна [6]

$$f \left[\frac{k}{k}, k \frac{(r - r_a)}{|r - r_a|} \right] = ika^2 J_1 \left(ka \frac{|\rho - \rho_a|}{L - x_a} \right) / \left(ka \frac{|\rho - \rho_a|}{L - x_a} \right),$$

где $J_1(t)$ — функция Бесселя. Учитывая малоугловой характер рассеяния и воспользовавшись в (3) разложением [12] $|r - r_a| \approx L - x_a + \frac{1}{2}(\rho - \rho_a)^2 / (L - x_a)$, получим

$$S_a(L - x_a, \rho - \rho_a) = \operatorname{arctg} \frac{\Omega_a \cos u J_1(t)/t}{1 - \Omega_a \sin u J_1(t)/t},$$

где $\Omega_a = ka^2/2(L - x_a)$, $u = k(\rho - \rho_a)^2/2(L - x_a)$, $t = ka|\rho - \rho_a|/(L - x_a)$. Так как в волновой зоне $\Omega_a \ll 1$, то выражение для фазы примет вид

$$S_a(L - x_a, \rho - \rho_a) = \Omega_a \frac{J_1(t)}{t} \cos u. \quad (4)$$

В дальнейшем будем использовать аппроксимацию функции $2J_1(t)/t \approx \exp(-t^2/8)$ [7], хорошо описывающую главный максимум амплитуды рассеяния. Поскольку $S_a(L - x_a, \rho - \rho_a) \ll 1$, то подынтегральную экспоненту в (2) можно разложить в ряд, ограничиваясь членами второго порядка малости. Тогда

$$\Gamma_2^a(L, \rho_1, \rho_2) = \exp \left[i \langle S(L, \rho_1) \rangle - i \langle S(L, \rho_2) \rangle - \frac{1}{2} \langle S^2(L, \rho_1) \rangle - \frac{1}{2} \langle S^2(L, \rho_2) \rangle + \langle S(L, \rho_1) S(L, \rho_2) \rangle \right], \quad (5)$$

$$\langle S(L, \rho_1) \rangle = n_0 \int_0^L dx_a \iint d\rho_a \int_0^\infty da n(a) S_a(L - x_a, \rho_1 - \rho_a) = \langle S(L, \rho_2) \rangle,$$

$$\langle S^2(L, \rho_1) \rangle = n_0 \int_0^L dx_a \iint d\rho_a \int_0^\infty da n(a) S_a^2(L - x_a, \rho_1 - \rho_a) = \langle S^2(L, \rho_2) \rangle,$$

$$\langle S(L, \rho_1) S(L, \rho_2) \rangle = n_0 \int_0^L dx_a \iint d\rho_a \int_0^\infty da n(a) S_a(L - x_a, \rho_1 - \rho_a) \times \times S_a(L - x_a, \rho_2 - \rho_a).$$

Таким образом, полученное выражение для функции когерентности поля $\Gamma_2^a(L, \rho_1, \rho_2) = \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left\langle \left[S(L, \rho_1) - S(L, \rho_2) \right]^2 \right\rangle \right\}$ соответствует случаю нормального закона распределения фазы S [5]. Отметим, что возможность перехода к нормальной статистике фазы при малых среднеквадратичных набегам фазы на одной неоднородности $(\langle S_a^2 \rangle)^{1/2} \ll 1$ была показана в работе [8] с использованием геометрико-оптического представления фазы. В нашем случае $(\langle S_a^2 \rangle)^{1/2} \approx \approx \Omega_0^2/4(1 - L_0/L) \ll \Omega_0 \ll 1$, поскольку линейный размер рассеивающего слоя удовлетворяет условию рассеяния в волновую зону $ka^2/(L - L_0) \ll 1$ и $\Omega_0 = ka^2/L \ll 1$. Как показано в [9], для трасс длиной $L \gg ka^2$ вкладом в $\Gamma_2^a(L, \rho)$ участка трассы $L - ka^2 \ll x \leq L$, где применимо приближение геометрической оптики, а также вкладом промежуточной области френелевской дифракции можно пренебречь. С использованием формул (4), (5) получаем после несложных вычислений

с точностью до малых членов порядка Ω_0 следующие выражения для дисперсии и корреляционной функции флуктуаций фазы плоской волны:

$$\langle S^2 \rangle = \int_0^{\infty} da n(a) \frac{1}{2} n_0 \pi a^2 L,$$

$$\langle S(L, \rho_1) S(L, \rho_2) \rangle = \int_0^{\infty} da n(a) \frac{1}{2} n_0 \pi a^2 L \exp\left(-\frac{\rho^2}{a^2}\right).$$

Тогда $\Gamma_2^a(L, \rho)$ запишется в виде

$$\Gamma_2^a(L, \rho) = \exp\left[-\frac{1}{2} D_s^a(\rho)\right], \quad (6)$$

где $D_s^a(\rho) = \langle [S(L, \rho_1) - S(L, \rho_2)]^2 \rangle = \int_0^{\infty} da n^2(a) \mu [1 - \exp(-\rho^2/a^2)] -$

структурная функция флуктуаций фазы плоской волны, рассеянной в дожде. Величина $\mu = n_0 \pi a^2 L$ имеет смысл оптической толщи, определяющей затухание среднего поля $\langle u \rangle \sim \exp(-\mu)$ [4].

Вопрос о влиянии осадков на турбулентный режим атмосферы в настоящее время изучен недостаточно. В то же время имеющиеся экспериментальные работы [10, 11] указывают на необходимость учета при определенных метеорологических ситуациях совместного действия турбулентности и дождя. Поэтому предпринятая в данной работе попытка приближенно учесть вклад турбулентных флуктуаций показателя преломления в исследуемую функцию $\langle I(y) \rangle$ является оправданной, по крайней мере, для предварительных оценок. Следуя [12], считаем, что флуктуации поля волны, вызванные дождем и турбулентностью, некоррелированы. В этом приближении функция когерентности $\Gamma_2(L, \rho)$ поля волны, испытавшей совместное воздействие турбулентности и дождя, равна

$$\Gamma_2(L, \rho) = \Gamma_2^a(L, \rho) \Gamma_2^t(L, \rho), \quad (7)$$

где $\Gamma_2^t(L, \rho)$ — функция когерентности волны, рассеянной турбулентными неоднородностями. Выражение для $\Gamma_2^t(L, \rho)$, полученное в [13], имеет вид

$$\Gamma_2^t(L, \rho) = \exp\left[-\frac{1}{2} D_1(\rho)\right], \quad (8)$$

где $D_1(\rho) = 2,91 C_n^2 k^2 L \rho^{5/3}$ — структурная функция флуктуаций фазы плоской волны. Здесь мы предполагаем, что спектр флуктуаций показателя преломления в турбулентной атмосфере с дождем остается колмогоровским. Проанализируем на основании формул (1), (6) — (8) характер размытия средней дифракционной картины отдельно для малых и больших оптических толщ μ .

1. МАЛЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ТОЛЩИ ($\mu < 1$)

Для простоты рассмотрим случай монодисперсного дождя с радиусом капель, равным \bar{a} . На рис. 1а, б представлены результаты численного расчета нормированной функции $V(\rho) = \langle I(\rho) \rangle / \langle I(0) \rangle$ ($\rho = 2kRy/F$) для трех значений C_n^2 в зависимости от величины μ , связанной с интенсивностью дождя \bar{J} соотношением $\mu = 0,21(\bar{J})^{0,74} L$ [14]. Из графиков видно, что распределение средней интенсивности

в фокальной плоскости линзы имеет двухмасштабный характер. Без учета турбулентных неоднородностей ($C_n^2 = 0$, рис. 1а) первый масштаб y_1 есть масштаб дифракции на размере линзы $y_1 = 2F/kR$. Величина второго масштаба y_2 определяется из асимптотической формулы ($\mu \ll 1$)

$$V(y) \approx \mu \frac{\sqrt{\pi} \bar{a}}{4 R} \exp \left[- \frac{y^2}{(2F/k\bar{a})^2} \right] \quad (y \gg y_1, \bar{a} \ll R) \quad (9)$$

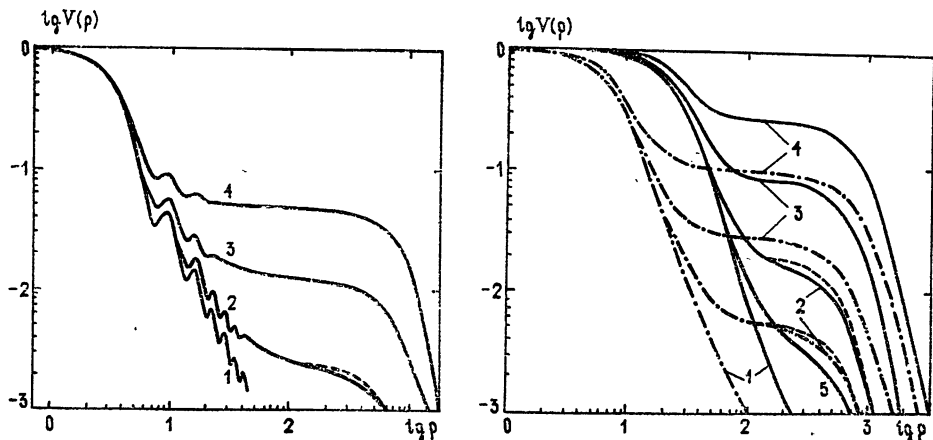


Рис. 1. Зависимость функции $V = \langle I(\rho) \rangle / \langle I(0) \rangle$ от обобщенного параметра $\rho = 2kRy/F$.
 а) $C_n^2 = 0$ (пунктирная кривая—асимптотика (9) при $\mu = 0,62$); б) $C_n^2 = 5 \cdot 10^{-17} \text{ см}^{-2/3}$ (штрихпунктирные кривые) и $C_n^2 = 5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^{-2/3}$ (сплошные кривые), пунктирные кривые—асимптотика (11) при $\mu = 0,62$ ($L = 1300 \text{ м}$, $\lambda = 0,63 \cdot 10^{-6} \text{ м}$, $R = 8 \cdot 10^{-2} \text{ м}$, $F = 1,6 \text{ м}$, $\bar{a} = 5 \cdot 10^{-4} \text{ м}$).

как масштаб дифракции на размере капли $y_2 = 2F/k\bar{a}$. (Асимптотика $\lg V(\rho)$ для $\mu = 0,62$, нанесенная на рис. 1а пунктирной линией, хорошо согласуется с расчетной кривой.) С увеличением μ , как следует из графиков, y_2 возрастает, что вызвано уменьшением радиуса когерентности поля ρ_k . Величина $V(y)$ в области $y > y_1$ при этом также растет, что означает перераспределение средней интенсивности в фокальной плоскости линзы между областями $y < y_1$ и $y > y_1$. С учетом турбулентных неоднородностей, когда радиус когерентности плоской волны, обусловленный турбулентностью, $[\rho_0]^{13} = (1,46 C_n^2 k^2 L)^{-3/5} \ll R$, асимптотическое выражение для функции $V(y)$, полученное из (1), (6)–(8) при $\mu \ll 1$, имеет вид

$$V(y) \approx \left[1 + \frac{\mu}{2} \left(1 + \frac{\rho_0^2}{\bar{a}^2} \right)^{-1/2} \right]^{-1} \left\{ \exp \left[- y^2 \left(\frac{k \rho_0}{2F} \right)^2 + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{\mu}{2} \left(1 + \frac{\rho_0^2}{\bar{a}^2} \right)^{-1/2} \right] \exp \left[- \frac{y^2}{(2F/k\rho_0)^2 + (2F/k\bar{a})^2} \right] \right\} \quad (10)$$

$(\bar{a} \ll R, \rho_0 \ll R).$

При выводе (10) использовалась квадратичная аппроксимация функции $D_1(\rho)$, эквивалентная замене $\exp(-\alpha \rho^{5/3}) \rightarrow \exp(-\alpha^{6/5} \rho^2)$ [7].

В области $y > y_1$, где ошибка аппроксимации становится значительной, вклад в $V(y)$ функции $\Gamma_2^r(L, \rho)$ оказывается пренебрежимо малым по сравнению с вкладом функции $\Gamma_2^a(L, \rho)$. Для $\bar{a} \ll \rho_0$ имеет место четкое разделение дифракционной картины на две характерные части, причем первый масштаб, определяемый по спаду $V(y)$ на $1/e$, есть $y_1' = 2F/k\rho_0$. (Этот факт указывает на возможность определения C_n^2 в дожде, в рамках указанных предположений, аналогичным способом, что и в отсутствие дождя [1].) В области $y > y_1'$ асимптотика (10) принимает вид

$$V(y) \approx \frac{\mu}{2} \frac{\bar{a}}{\rho_0} \exp \left[-\frac{y^2}{(2F/k\bar{a})^2} \right] \quad (\bar{a} \ll \rho_0 < R), \quad (11)$$

т. е. второй масштаб, как и в случае $C_n^2 = 0$, определяется как $y_2 = 2F/k\bar{a}$. Сравнение расчетных кривых (рис. 16) с асимптотикой (11) при $\mu = 0,62$ дает хорошее соответствие. Отметим, что вывод о разделении турбулентной и гидрозольной компонент вследствие значительного различия их характерных масштабов впервые был сделан в [10], а затем в [11] на примере частотных спектров флуктуаций интенсивности.

Таким образом, для $\mu < 1$ по спаду измеряемой функции $V(y)$ на уровень $1/e$ в области $y \gg y_1$, y_1' возможно определение среднего радиуса \bar{a} капель, а по величине $V(y)$ в области $y_1 \ll y \ll y_2$ — значения μ , а следовательно, средней интенсивности дождя \bar{J} . Приведенные на рис. 2 расчетные кривые для различных μ и типичных значений \bar{a} указывают на значительную зависимость $V(y)$ от искомых параметров дождя. Практическая возможность измерений величины светового потока, составляющей 10^{-3} от ее значения в центре дифракционной картины, показана в работе [15].

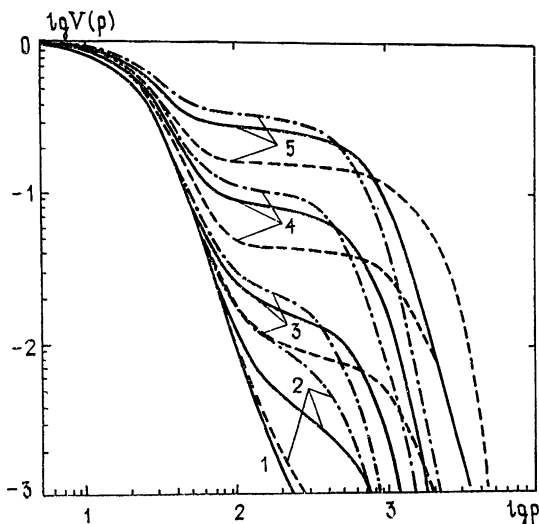


Рис. 2. $C_n^2 = 5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^{-2/3}$; 1— $\mu = 0$, 2— $\mu = 0,27$, 3— $\mu = 0,62$, 4— $\mu = 2,38$, 5— $\mu = 5$; сплошная кривая $\bar{a} = 5 \cdot 10^{-4} \text{ м}$; штриховая кривая $\bar{a} = 2,5 \cdot 10^{-4} \text{ м}$; штрихпунктирная $\bar{a} = 7 \cdot 10^{-4} \text{ м}$ ($L = 1300 \text{ м}$, $\lambda = 0,63 \cdot 10^{-6} \text{ м}$, $R = 8 \cdot 10^{-2} \text{ м}$, $F = 1,6 \text{ м}$).

2. БОЛЬШИЕ ОПТИЧЕСКИЕ ТОЛЩИ ($\mu \gg 1$)

Определим по спаду функции $\Gamma_2^a(L, \rho)$ на уровень $1/e$ радиус когерентности ρ_k плоской волны, рассеянной в дожде при $\mu \gg 1$. Для монодисперсных частиц, исходя из (6), получаем $\bar{\rho}_k = (2/\pi n_0 L)^{1/2} < \bar{a}$. Как следует из формул (1), (6)–(8), при $\bar{a} \ll \rho_0$ (что выполняется в атмосфере практически всегда) влиянием турбулентности на функцию $\langle I(y) \rangle$ можно пренебречь. При $\mu \gg 1$ определяющей в (1) является область $\eta \leq \bar{a}/2R \ll 1$, так что асимптотическая формула для $\langle I(y) \rangle$ запишется в виде

$$\langle I(y) \rangle \approx \alpha \Delta \frac{2R^3 k}{F} \int_0^\infty d\eta \exp \left[-\frac{1}{2} \int_0^\infty da n(a) \mu \left(\frac{2R\eta}{a} \right)^2 \right] \times \cos \left(\frac{2kR}{F} \eta y \right).$$

Отсюда получаем простое выражение для нормированного спектра функции когерентности:

$$V(y) = \exp \left[-\frac{y^2}{(2F/k\rho_k)^2} \right] \quad (\mu \gg 1). \tag{12}$$

На рис. 3 приведены графики функции $V(\rho)$ для двух значений C_n^2 и различных μ . Сравнение асимптотики (12) с расчетными кривыми показывает, что асимптотическое выражение (12) дает хорошие результаты уже для $\mu = 20$. Следовательно, для $\mu \gtrsim 20$ по измерениям полуширины y_0 спектра $V(y)$ однозначно может быть определена средняя по трассе концентрация частиц в дожде n_0 [9]. (Отметим, что размер частиц здесь роли не играет.)

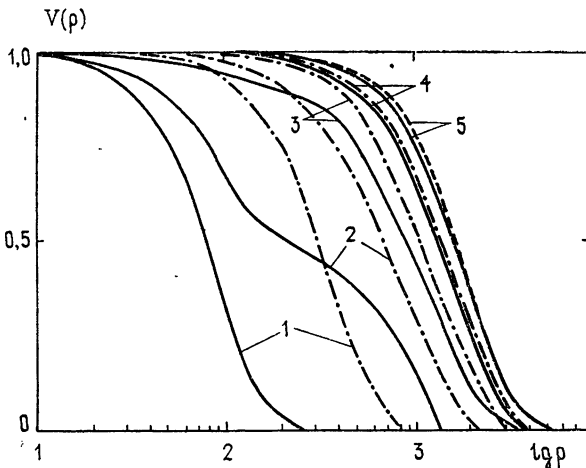


Рис. 3. Сплошные кривые— $C_n^2 = 5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^{-2/3}$, штрихпунктирные кривые— $C_n^2 = 5 \cdot 10^{-15} \text{ см}^{-2/3}$; 1— $\mu = 0$, 2— $\mu = 5$, 3— $\mu = 10$, 4— $\mu = 15$, 5— $\mu = 20$; пунктирная кривая—асимптотика (12) при $\mu = 20$ ($L = 10 \text{ км}$, $\lambda = 0,63 \cdot 10^{-6} \text{ м}$, $R = 8 \cdot 10^{-2} \text{ м}$, $F = 1,6 \text{ м}$, $a = 5 \cdot 10^{-4} \text{ м}$).

Таким образом, проведенный анализ показывает, что при малых оптических толщах дождя ($\mu < 1$), вследствие разделения турбулентного и гидрозольного вкладов в среднюю дифракционную картину, воз-

можно определение размера \bar{a} капель и интенсивности дождя \bar{J} . При $\mu \gg 1$, когда влиянием турбулентности можно пренебречь, а ширина спектра функции когерентности определяется масштабом дифракции на радиусе когерентности плоской волны, рассеянной в дожде, возможно определение средней по трассе концентрации частиц дождя n_0 .

ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Артемьев, А. С. Гурвич, Изв. вузов — Радиофизика, 14, № 5, 734 (1971).
2. V. A. Banakh, V. L. Mironov, Opt. Lett., 1, № 5, 172 (1977).
3. Н. П. Калашников, М. И. Рязанов, ЖЭТФ, 50, вып. 2, 459 (1966).
4. A. G. Bogovoy, M. V. Kabanov, V. A. Saveliev, Appl. Opt., 14, № 11, 2731 (1975).
5. В. И. Клячкин, Статистическое описание динамических систем с флуктуирующими параметрами, изд. Наука, М., 1975.
6. Ньютон Р., Теория рассеяния волн и частиц, изд. Мир, М., 1969.
7. А. С. Гурвич, А. И. Кон, В. Л. Миронов, С. С. Хмелевцов, Лазерное излучение в турбулентной атмосфере, под ред. В. И. Татарского, изд. Наука, М., 1976.
8. Л. М. Ерухимов, П. И. Шпиро, Изв. вузов — Радиофизика, 17, № 6, 879 (1974).
9. В. Л. Миронов, С. И. Тузова, V Всесоюзный симпозиум по лазерному и акустическому зондированию атмосферы, Тезисы докладов, Томск, 1978.
10. А. С. Гурвич, В. В. Покасов, Физика атмосферы и океана, 8, № 8, 878 (1972).
11. Н. В. Галахов, А. В. Ефремов, А. Ф. Жуков, В. В. Рейно, Р. Ш. Цвык, Физика атмосферы и океана, 12, № 12, 1251 (1976).
12. Ting-i Wang, S. F. Clifford, J. Opt. Soc. Am., 65, № 8, 927 (1975)
13. В. И. Татарский, Распространение коротких волн в среде со случайными неоднородностями в приближении марковского случайного процесса, Препринт, Отделение океанологии, физики атмосферы и географии АН СССР, М., 1970.
14. О. Д. Бартенева, Е. Н. Довгялло, Е. А. Полякова, Труды Главной геофизической обсерватории им. А. И. Воейкова, вып. 220, Л., Гидрометеиздат, 1967.
15. В. А. Банах, В. В. Бороноев, Н. Ц. Гомбоев, Э. В. Зубрицкий, В. Л. Миронов, Ч. Ц. Цыдыпов, в сб. Распространение оптических волн в случайной-неоднородной атмосфере, изд. Наука, Новосибирск, 1979.

Институт оптики атмосферы
СО АН СССР

Поступила в редакцию
6 февраля 1979 г.

SMOOTHING OF MEAN DIFFRACTION PICTURE IN THE FOCAL PLANE OF A RECEIVING LENS INDUCED BY THE RAIN IN THE TURBULENT ATMOSPHERE

V. L. Mironov, S. I. Tuzova

An expression has been obtained for the coherence function of a plane wave scattered multiply in the rain. It is shown that distribution of the mean intensity in the focal plane of the receiving lens with small optical depth of the rain ($\mu < 1$) has a two-scale character. The first scale is due to turbulent fluctuations of the refraction index and the value of the second one is defined by the scale of diffraction by the drop dimension. For $\mu \gg 1$ the characteristic scale of the mean diffraction picture is the scale of diffraction by the coherence radius of a plane wave scattered by rain particles. Conditions are formulated when the definition of the rain parameters are possible from measurements of the mean intensity in the focal plane of the receiving lens,