ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XXIII, № 12 *РАДИОФИЗИКА* *1980*

УДК 551.510

О ФЛУКТУАЦИЯХ ИНТЕНСИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ, РАСПРОСТРАНЯЮЩЕГОСЯ В СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

А. Г. Рогачевский

Рассматриваются флуктуации интенсивности излучения, распространяющегося в случайной плавно-неоднородной среде, содержащей крупные сферические частицы. В рамках МПВ найдены пространственные моменты интенсивности.

Флуктуации интенсивности оптического излучения, рассеянного случайно-неоднородной средой, теоретически изучались в основном в двух случаях: при рассеянии в случайной плавно-неоднородной (турбулентной) среде [1–3] и при рассеянии на системах многих частиц. Рассеяние на системах частиц особенно подробно исследовано для сферических частиц в приближении однократного рассеяния [4, 5]. В последнее время началось как экспериментальное [6, 7], так и теоретическое [8] изучение более общего случая флуктуаций при рассеянии на системе частиц, находящихся в турбулентной среде. В работах [6, 7] измерялись частотный спектр и дисперсия флуктуаций интенсивности при рассеянии на атмосферных осадках. В работе [8] предложен способ единообразного описания турбулентной среды и дискретных рассеивателей (частиц). В этой работе получены общие выражения для моментов поля излучения, однако для практического применения результатов работы [8] необходимы громоздкие численные расчеты. В отличие от [8] в настоящей работе используется приближение однократного рассеяния на системе частиц, а наличие турбулентной среды учитывается в рамках МПВ. Как и в [8], частицы и среда считаются статистически независимыми. Использованные приближения позволяют получить простые выражения для моментов интенсивности излучения.

Будем предполагать, что рассеяние на частицах (сферах радиуса a) происходит в зону Фраунгофера. Это означает малость величины $ka^2/R \ll 1$, где k — волновое число падающего монохроматического поля, R — расстояние от частицы до точки наблюдения. Частицы будем считать крупными [9]: $ka \gg 1$, $ka(n-1) \gg 1$, где n — показатель преломления. Положения частиц в пространстве считаем статистически независимыми и равновероятными.

Падающее поле возьмем в виде плоской волны: $U_{00}(\boldsymbol{r}) = \exp(ikx)$. Рассеивающий объем пусть занимает полупространство $x \geqslant 0$. Перечисленные предположения относительно рассеяния на системе частиц совпадают с принятыми в [4, 5].

Одним из параметров, определяющих рассеяние случайного поля на дискретном рассеивателе, является поперечный радиус корреляции этого поля [3]. В случае частицы, находящейся в турбулентной среде, аналогичным параметром будет радиус корреляции l_V поля, распространяющегося в турбулентной среде. В области применимости МПВ $l_V \gtrsim \sqrt{L/k}$ (L — длина трассы) [2], а так как $ka^2/L \ll 1$, то

$$kl_V \gg 1, \quad l_V \gg a. \tag{1}$$

1. Вначале рассмотрим рассеяние плоской волны на отдельной сфере радиуса a с центром в точке $\boldsymbol{r}=(x, y, z)$. Решение задачи рассеяния (поле U) имеет вид [9] $U=U_0+U_S$, где U_0 — падающее поле, U_S — рассеянное. Пусть турбулентная среда отсутствует: $U_0=U_{00}=\exp(ikx)$. Тогда рассеянное поле равно рассеянному полю в случае поглощающего кругового экрана радиуса a, плоскость которого перпендикулярна вектору $\boldsymbol{k}$ [9]. При этом U_S дается формулой

$$U_S(\boldsymbol{R}_1)=A(\theta)\exp(ikR)\,U_{00}(\boldsymbol{r})/(L-x), \tag{2}$$

где угол рассеяния $\theta=\rho/(L-x)$, $\rho=\sqrt{y^2+z^2}$, $R=|\boldsymbol{R}_1-\boldsymbol{r}|$, $\boldsymbol{R}_1=(L,\ 0,\ 0)$ — точка наблюдения. Амплитуда рассеяния $A(\theta)$ равна

$$A(\theta)=iaJ_1(ka\theta)/\theta, \tag{3}$$

где $J_1(v)$ — функция Бесселя первого рода первого порядка. Отметим, что если приращение аргумента $\Delta v=\Delta(ka\theta)\ll 1$, то соответствующим изменением амплитуды рассеяния можно пренебречь.

Пусть в слое $(0, x)$ находится турбулентная среда, тогда падающее поле равно: $U_0(\boldsymbol{r})=\exp[ikx+\Psi_P(\boldsymbol{r})]$, где $\Psi_P(\boldsymbol{r})$ — флуктуация комплексной фазы плоской волны. Разложим поле $U_0(\boldsymbol{r})$ по плоским волнам $\varphi_\varkappa=\exp(i\boldsymbol{\varkappa}\boldsymbol{r})$. Каждая из плоских волн будет рассеиваться на частице, как на круговом экране $\Sigma_\varkappa$, плоскость которого перпендикулярна вектору $\boldsymbol{\varkappa}$. Для каждой волны $\varphi_\varkappa$ экран $\Sigma_\varkappa$ можно заменить круговым экраном Σ радиуса a, перпендикулярным вектору $\boldsymbol{k}$. Действительно, такая замена эквивалентна изменению линейных размеров экрана на величину $\delta\sim a\alpha^2$, где ширина углового спектра падающего поля $\alpha=\sqrt{\varkappa_y^2+\varkappa_z^2}/k\sim(kl_V)^{-1}$ [3]. Соответствующим изменением амплитуды рассеяния можно пренебречь, так как в силу (1)

$$\Delta(ka\theta)\sim k\delta\rho/L\sim(\rho/L)(a/l_V)(kl_V)^{-1}\ll 1.$$

Таким образом, каждая волна $\varphi_\varkappa$ (и, следовательно, поле U_0) рассеивается на частице, как на экране Σ, перпендикулярном вектору $\boldsymbol{k}$. Отметим, что при этом рассеянное поле U_S будет равно взятому с обратным знаком полю за круговым отверстием радиуса a в непрозрачном экране: $U_S=-U_d$.

Если поле $U_S=-U_d$ распространяется в турбулентной среде, то оно может быть записано с помощью принципа Гюйгенса — Кирхгофа для плавно-неоднородных сред [10]. Таким образом, рассеянное поле в случае частицы, находящейся в турбулентной среде, имеет вид

$$U_S(\boldsymbol{R}_1)=ik/2\pi\iint\limits_\Sigma \exp[ikR'+\Psi_f(\boldsymbol{R}_1,\ \boldsymbol{r}')]\,U_0(\boldsymbol{r}')/R'd\boldsymbol{r}', \tag{4}$$

где интегрирование идет по кругу Σ радиуса a с центром в точке $\boldsymbol{r}$ (центр частицы), $\Psi_f(\boldsymbol{R}_1,\ \boldsymbol{r}')=iS_f+\chi_f$ — флуктуация комплексной фазы сферической волны, источник которой находится в точке $\boldsymbol{r}'$, $\boldsymbol{R}'=|\boldsymbol{R}_1-\boldsymbol{r}'|$, $U_0(\boldsymbol{r}')=\exp[ikx+\Psi_P(\boldsymbol{r}')]$, $\Psi_P=iS_P+\chi_P$; S_P, χ_P и S_f, χ_f — флуктуации фазы S и уровня χ плоской и сферической волн соответственно. Величины Ψ_P, Ψ_f определяются неоднородностями среды размером порядка $l\gtrsim\sqrt{L/k}$. Так как $\sqrt{L/k}\gg a$, то величины Ψ_P, Ψ_f можно считать постоянными в области интегрирования Σ. Относительно Ψ_P это следует также из оценки ширины углового спектра α: так как $\alpha\sim(kl_V)^{-1}$, то в области размером $a\ll l_V$ поле $U_0=A\exp(ikx)$, где $A=\mathrm{const}$ [3]. Вынося в (4) $U_0\exp\Psi_f$ за интеграл, получаем [11]

$$U_S(\boldsymbol{R}_1) = A(\theta)\exp[ikR + \Psi_f(\boldsymbol{R}_1, \boldsymbol{r})]\, U_0(\boldsymbol{r})/(L - x), \tag{5}$$

где $R = |\boldsymbol{R}_1 - \boldsymbol{r}|$ и $A(\theta)$ дается формулой (3).

2. Перейдем к вычислению моментов интенсивности J в случае системы большого числа частиц. При вычислении моментов в приближении однократного рассеяния следует положить $J(\boldsymbol{R}) = |U(\boldsymbol{R})|^2$, где $U(\boldsymbol{R}) = U_0(\boldsymbol{R}) + U_S(\boldsymbol{R})$, $U_S(\boldsymbol{R})$ — рассеянное поле для одной частицы. При этом усреднение проводится по формуле

$$\overline{J(\boldsymbol{R}_1) J(\boldsymbol{R}_2) \ldots J(\boldsymbol{R}_n)} = \int c(a)\, da \int\limits_V \langle J(\boldsymbol{R}_1) J(\boldsymbol{R}_2) \ldots J(\boldsymbol{R}_n) \rangle\, d\boldsymbol{r}, \tag{6}$$

где V — область $0 \leqslant x \leqslant L$, $c(a)$ — концентрация частиц радиуса a, $\boldsymbol{r} = (x, y, z)$ — положение центра частицы, скобки $\langle\ldots\rangle$ означают усреднение по турбулентной среде. Согласно (6), достаточно рассматривать монодисперсный случай, зависимость концентрации от размера частиц легко учесть в окончательных формулах. Рассмотрение случая многократного рассеяния [12] показывает, что в приближении однократного рассеяния следует пренебрегать величинами порядка τ^n, где $n > 1$, $\tau = \pi a^2 Lc$ (2τ — оптическая толщина). Кроме того, это приближение применимо при вычислении момента n-го порядка при условии, что $n\tau \ll 1$. Вычисляя моменты интенсивности, будем также пренебрегать величинами порядка $\tau(ka^2/L)$, где ka^2/L — малый параметр. Величины порядка $\langle \chi_P^2 \rangle \tau$ будут учитываться как описывающие взаимное влияние рассеяния на частицах и на неоднородностях среды.

Запишем среднюю интенсивность $\overline{J}$ согласно (6) и потребуем выполнения закона сохранения энергии. Так как интенсивность $J = |U(\boldsymbol{R})|^2$ равна интенсивности за поглощающим экраном радиуса a, то $\overline{J} = 1 - \tau$.

Второй момент интенсивности равен

$$\overline{J(\boldsymbol{R}_1) J(\boldsymbol{R}_2)} = T_0 + 2(T_S + 4\,\mathrm{Re}\, T_{1S} + T'_S + T'^{*}_S), \tag{7}$$

где

$$T_0 = |\overline{U_{01}|^2 |U_{02}|^2}, \quad U_{0i} = U_0(\boldsymbol{R}_i), \quad i = 1, 2, \quad T_S = |\overline{U_{01}|^2 |U_{S2}|^2},$$

$$T_{1S} = |\overline{U_{01}|^2 U^*_{02} U_{S2}}, \quad T'_S = \overline{U^*_{01} U_{02}}\, \overline{U_{S1} U^*_{S2}}, \quad U_{Si} = U_S(\boldsymbol{R}_i), \quad i = 1, 2.$$

При этом учтено, что $T_S = |\overline{U_{02}|^2 |U_{S1}|^2}$, $T_{1S} = |\overline{U_{02}|^2 U^*_{01} U_{S1}}$. Кроме того, в (7) опущены слагаемые, которые, как показано ниже, пренебрежимо малы.

Вычислим выписанные в (7) слагаемые. Член $T_0 = \exp 4\langle \chi_{P1} \chi_{P2} \rangle \approx 1 + 4\langle \chi_{P1} \chi_{P2} \rangle$, где $\chi_{Pi} = \chi_P(\boldsymbol{R}_i)$, $i = 1, 2$, вычислен с помощью МПВ в [1]. Запишем с помощью формул (4), (6) член T_{1S}:

$$T_{1S} = ick/2\pi \langle |U_{01}|^2 U^*_{02} \iint\limits_{\Sigma} d\boldsymbol{r}' \int\limits_V U_0(\boldsymbol{r}') \exp[ikR' + \Psi_{f2}]/R'\, d\boldsymbol{r} \rangle,$$

где $\Psi_{f2} = \Psi_f(\boldsymbol{R}_2, \boldsymbol{r}')$. Согласно принципу Гюйгенса — Кирхгофа [10], интеграл по переменным y, z равен $2\pi i U_0(\boldsymbol{R}_2)/k$. Таким образом, член $T_{1S} = -\tau T_0$.

Остальные, связанные с вычислением $\overline{J(\boldsymbol{R}_1) J(\boldsymbol{R}_2)}$, члены найдем с помощью МПВ. В частности, при усреднении $\langle\ldots\rangle$ будем считать гауссовым вектор $\{\Psi_{P1}, \Psi_{P2}, \Psi_{Pr}, \Psi_{f1}, \Psi_{f2}\}$, где $\Psi_{Pi} = \Psi_P(\boldsymbol{R}_i)$, $i = 1, 2$; $\Psi_{Pr} = \Psi_P(\boldsymbol{r})$.

Запишем член T'_S, используя выражение (5) для рассеянного поля. Проведя усреднение, получим

$$T'_S = c \int \exp \Psi \exp[ik(R_1 - R_2)] A(\theta_1) A^*(\theta_2)/(L-x)^2 \, d\boldsymbol{r}. \tag{8}$$

Здесь $A(\theta_i)$ — амплитуда рассеяния, соответствующая полю U_{Si}; $\Psi = P + f + v$; $P = -\frac{1}{2}(D_{SP} + D_{Sf} + D_{\chi P} + D_{\chi f})$, где в скобках стоят структурные функции: $D_{SP} = \langle (S_{P1} - S_{P2})^2 \rangle$, $D_{Sf} = \langle (S_{f1} - S_{f2})^2 \rangle$, $D_{\chi P} = \langle (\chi_{P1} - \chi_{P2})^2 \rangle$, $D_{\chi f} = \langle (\chi_{f1} - \chi_{f2})^2 \rangle$; $f = - \langle (S_{P1} - S_{P2})(S_{f1} - S_{f2}) \rangle$. В силу статистической однородности флуктуаций на плоскости $x = L$ [2] величина P не зависит от $\boldsymbol{\rho} = (y, z)$. Относительно величины v достаточно заметить, что $|v| \leqslant \langle \chi_P^2 \rangle$ и $v=0$ при $\rho > R_F \sim \sqrt{L/k}$. Покажем, что при вычислении T'_S величину v можно опустить. Так как $\exp v \approx 1 + v$, $\exp(P+f) \leqslant 1$, то для вклада δ величины v в член T'_S имеем оценку

$$|\delta| \leqslant c \int_0^{L-L_1} dx/(L-x)^2 \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{R_F} |vA(\theta_1)A(\theta_2)| \rho \, d\rho \leqslant \tau \langle \chi_P^2 \rangle (ka^2/L_1).$$

Появление величины $L - L_1$ в качестве верхнего предела связано с условием рассеяния в зону Фраунгофера: $L \geqslant L - x \geqslant L_1 \gg ka^2$. Итак, $|\delta| \ll \tau \langle \chi_P^2 \rangle$.

Используя для рассеянного поля выражение (4), нетрудно получить, что

$$T'_S = c(k/2\pi)^2 \int_0^L D(b) \exp P/(L-x)^2 \, dx. \tag{9}$$

Здесь

$$D(b) = \iint_\Sigma d\boldsymbol{r}_1 \iint_\Sigma d\boldsymbol{r}_2 \exp g \iint_{-\infty}^{\infty} \exp f \exp i(\boldsymbol{q}\boldsymbol{\rho}) \, d\boldsymbol{\rho},$$

где $\boldsymbol{\rho} = (y, z)$, $\boldsymbol{q} = k(\boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_2 + \boldsymbol{b})/(L-x)$, $\boldsymbol{b} = \boldsymbol{R}_1 - \boldsymbol{R}_2 = (0, 0, b)$, $g = ik(2\boldsymbol{b}\boldsymbol{r}_2 - b^2)/2(L-x)$. При $f = 0$ имеем $D(b) = 4\pi^2 S(b)(L-x)^2/k^2$, где $S(b)$ — площадь пересечения двух кругов радиуса a, сдвинутых относительно друг друга на расстояние b; $S(b) = 0$ при $b \geqslant 2a$.

Покажем, что и при $f \neq 0$ (присутствует турбулентная среда) $D(b) = 0$ при $b > b_F$, где $b_F \ll \sqrt{L/k}$. Область изменения функции $\exp f(\boldsymbol{\rho})$ имеет порядок внешнего масштаба турбулентности L_0, следовательно, фурье-образ этой функции $G(\boldsymbol{q}) \neq 0$ при $|\boldsymbol{q}| \leqslant L_0^{-1}$ или $|\boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_2 + \boldsymbol{b}| \leqslant L/kL_0$. Пусть $L_0 \gg \sqrt{L/k}$, что выполняется, например, в случае атмосферной турбулентности. Тогда, так как $|\boldsymbol{r}_i| \leqslant a \ll \sqrt{L/k}$, $i = 1, 2$, то $G(\boldsymbol{q})$ и $D(b)$ отличны от нуля при $b \leqslant b_F \ll \sqrt{L/k}$. Следовательно, входящие в T'_S величины P, g, f имеют оценки: $|g| \leqslant kab/(L-x) \ll (ka^2/L)^{1/2}$, $P \sim D_S(b) \ll D_S(\sqrt{L/k}) \sim \langle \chi_P^2 \rangle$; аналогично $|f| \ll \langle \chi_P^2 \rangle$. Подставляя в (9) $\exp(P+f) = 1 + P + f$, получаем, что вклад величин P, f не превышает величины порядка $D_S(b)\tau \ll \langle \chi_P^2 \rangle \tau$. Таким образом, $T'_S = cLS(b)$ и $T_S = T'_S|_{b=0} = \tau$.

Малость слагаемых, опущенных в (7), покажем на примере члена $T_{2S} = \overline{U_{01}^* U_{02}^* U_{S1} U_{S2}}$; остальные члены оцениваются аналогично. Пусть, как и выше, $\boldsymbol{R}_1 - \boldsymbol{R}_2 = (0, 0, b)$. Согласно (5), (6), имеем

$$T_{2S} = c \int_V \exp(F + v') A(\theta_1) A(\theta_2) \exp[ik(2\rho^2 - 4zb + b^2)/2(L-x)]/(L-x)^2 \, d\boldsymbol{r}, \tag{10}$$

где $F = -\frac{1}{2}\left[\langle (S_{P1}+S_{P2}-S_{f1}-S_{f2}-2S_{Pr})^2\rangle\right] - D_{\chi P} - D_{\chi f}$, $|v'| \leqslant \leqslant \langle \chi_P^2 \rangle$, $v'(\rho) \neq 0$ в области $0 \leqslant \rho \leqslant R_F' \ll \sqrt{L/k}$. Как и при вычислении T'_S, величиной v' в (10) можно пренебречь. Область существенного изменения $A(\theta_1)A(\theta_2)\exp F$ как функции ρ много больше $\sqrt{L/k}$, т. е. в (10) интеграл по y, z можно вычислить методом стационарной фазы. В результате получаем

$$T_{2S} = (-i\pi cka^4/4)\int_0^{L-L_1} \exp[ikb^2/2(L-x)]\,(\exp F\Big|_{\substack{z=b/2\\ y=0}})/(L-x)\,dx.$$

Нетрудно видеть, что $|T_{2S}| \leqslant \tau(ka^2/L)$, т. е. член T_{2S} пренебрежимо мал.

Итак, второй момент интенсивности равен

$$\overline{J(\boldsymbol{R}_1)J(\boldsymbol{R}_2)} = (1-4\tau)T_0 + 2\tau + 2\tau_{12},$$

где $\tau_{12} = cLS(b_{12})$, $b_{12} = |\boldsymbol{R}_1 - \boldsymbol{R}_2|$. Вычисление высших моментов не содержит новых элементов, при этом получается выражение

$$M_n = \overline{J(\boldsymbol{R}_1)J(\boldsymbol{R}_2)\ldots J(\boldsymbol{R}_n)} =$$
$$= (1-2n\tau)M_T(\boldsymbol{R}_1, \boldsymbol{R}_2, \ldots, \boldsymbol{R}_n) + n\tau + 2\sum_{i\neq j}\tau_{ij},$$

где $\tau_{ij} = cLS(b_{ij})$, $b_{ij} = |\boldsymbol{R}_i - \boldsymbol{R}_j|$; $i, j = 1, 2, \ldots, n$; $M_T(\boldsymbol{R}_1, \boldsymbol{R}_2, \ldots, \boldsymbol{R}_n)$ — n-й момент интенсивности в случае отсутствия частиц.

Наконец, корреляционная функция $K(\boldsymbol{R}_1, \boldsymbol{R}_2) = \overline{J(\boldsymbol{R}_1)J(\boldsymbol{R}_2)} - \overline{J}^2$ имеет вид

$$K(\boldsymbol{R}_1, \boldsymbol{R}_2) = (1-4\tau)K_T + K_a, \tag{11}$$

где $K_a = 2\tau_{12}$ и $K_T = 4\langle \chi_{P1}\chi_{P2}\rangle$ — корреляционные функции в случае отсутствия турбулентной среды или частиц соответственно. Напомним, что радиус корреляции уровня χ_P порядка $\sqrt{L/k}$, а функция $\tau_{12} = 0$ при $|\boldsymbol{R}_1 - \boldsymbol{R}_2| \geqslant 2a$.

3. В экспериментальных работах [6, 7] структурная характеристика поля диэлектрической проницаемости среды C_ε (параметр турбулентной среды) [1] не измерялась, а определение размеров частиц носило оценочный характер. Ограничимся поэтому кратким анализом полученных выше результатов.

Формулы для M_n и $K(\boldsymbol{R}_1, \boldsymbol{R}_2)$ могут быть интерпретированы следующим образом. В рассмотренной случайной среде возникают флуктуации интенсивности с характерными масштабами порядка $\sqrt{L/k}$ и порядка $a \ll \sqrt{L/k}$. Первые порождаются полем $U_0 = \exp(ikx + \Psi_P)$, прошедшим турбулентную среду. При этом наличие частиц, эквивалентных поглощающим экранам, приводит только к ослаблению интенсивности $J_0 = |U_0|^2$ и ее флуктуаций.

Флуктуации с характерным масштабом порядка a являются флуктуациями интерференционной картины, образовавшейся при суперпозиции поля U_0 и рассеянного поля U_S. Интерференционная картина флуктуирует, так как положения частиц являются случайными. Наличие турбулентной среды приводит к флуктуациям фаз полей U_0 и U_S. Как показано выше, при $L_0 \gg \sqrt{L/k}$ эти флуктуации фаз настолько плавны, что не влияют на интерференционную картину и ее флуктуации.

Ослабление интенсивности $J_0 = |U_0|^2$ происходит и в случае частиц в однородной среде. Согласно [12], $\overline{J} = \overline{J}_0 + \overline{J}_S$, где $\overline{J}_S$ — компонента средней интенсивности, образовавшаяся вследствие рассеяния на частицах и экспоненциального ослабления интенсивности, $\overline{J}_0 = \exp(-2\tau)\,|U_0|^2$ — компонента $\overline{J}$, распространяющаяся в направлении $\boldsymbol{k}/k$ и испытавшая ослабление. В приближении однократного рассеяния $\overline{J}_0 = (1-2\tau)|U_0|^2$, что подтверждает интерпретацию множителя $1-2n\tau$ в M_n.

Оценивая влияние ослабления интенсивности $J_0 = |U_0|^2$ на величину флуктуаций, необходимо учитывать следующее. Формальные условия справедливости формулы (11) имеют вид: $\tau \ll 1$, $\langle \chi_P^2 \rangle \ll 1$. Однако известно, что приближение однократного рассеяния хорошо согласуется с экспериментальными данными при $\tau \lesssim 1$ [4, 5], а приближение МПВ — при $4\langle \chi_P^2 \rangle \leqslant 0{,}7$ [1, 2]. Следует ожидать, что и в рассмотренном общем случае формальные условия применимости являются слишком строгими. Следовательно, дисперсия интенсивности $D = (1-4\tau)\,D_T + D_a$, где $D_T = 4\langle \chi_P^2 \rangle$, $D_a = 2\tau$, может оказаться существенно меньше суммы дисперсий $D_T + D_a$.

В заключение отметим следующую возможность применения формулы (11). Дисперсия сигнала на выходе детектора излучения D' определяется корреляционной функцией (11). При линейных размерах диафрагмы детектора $R_D \sim \sqrt{L/k} \gg a$ в формуле (11) можно пренебречь функцией K_a. Тогда D' будет зависеть только от τ и структурной характеристики C_ε. Следовательно, определяя τ по ослаблению средней интенсивности ($\tau = 1 - \overline{J}$), можно находить параметр турбулентной среды C_ε по измерениям D'.

Автор выражает благодарность В. А. Крутикову и А. Ф. Жукову за плодотворное обсуждение работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. — М.: Наука, 1967.
2. Гурвич А. С, Кон А. И, Миронов В. Л., Хмелевцов С. С. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. — М.: Наука, 1976.
3. Рытов С. М., Кравцов Ю. А, Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. II. — М.: Наука, 1978.
4. Wang Ting-i, Clifford S. F.— J. Opt. Soc. Am., 1975, **65**, № 8, p. 927.
5. Wang Ting-i, Lerfald G., Lawrence R. S., Clifford S. F.— Appl. Opt, 1977, **16**, № 8, p. 2236.
6. Гурвич А. С., Покасов В. В. — Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана, 1972, **8**, № 8, с. 878.
7. Галахов Н. В., Ефремов А. В, Жуков А. Ф., Рейно В. В., Цвык Р. Ш. — Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана, 1976, **12**, № 12, с. 1251.
8. Крутиков В. А — Изв. вузов — Радиофизика, 1979, **22**, № 1, с. 84.
9. Г. Ван де Хюлст. Рассеяние света малыми частицами. — М.: ИЛ, 1961.
10. Кравцов Ю. А., Фейзулин З. Н. — Изв. вузов — Радиофизика, 1969, **12**, № 6, с. 896.
11. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. — М.: Наука, 1973.
12. Borovoy A. G., Kabanov M. V., Saveliev B. A.— Appl. Opt., 1975, **14**, № 11, p. 2731.

Институт оптики атмосферы
СО АН СССР

Поступила в редакцию
27 ноября 1979 г.

INTENSITY FLUCTUATIONS OF A RADIATION PROPAGATING IN A RANDOMLY INHOMOGENEOUS MEDIUM

A. G. Rogachevskij

Intensity fluctuations of a radiation propagating in a random smoothly inhomogeneous medium containing large spheric particles are considered. In the frames of smooth inhomogeneity method space intensity moments have been found.