

УДК 621.371+535.36

Обратное атмосферное рассеяние короткого светового импульса

В.А. Банах, И.В. Залозная*

*Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634021, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1*

Поступила в редакцию 18.11.2013 г.

Представлены результаты расчета функции взаимной когерентности поля и средней интенсивности частично когерентного импульсного оптического излучения, рассеянного на атмосферном слое. Показано, что с уменьшением длительности импульса пространственная когерентность обратного рассеянного излучения улучшается по сравнению с когерентностью рассеянного непрерывного излучения. В отличие от непрерывного излучения, равномерно рассеивающегося в обратном направлении, рассеяние импульсного излучения с уменьшением длительности импульса становится неизотропным и при достаточно коротких длительностях импульса обратное рассеянное излучение локализуется вблизи направления строго назад в области с поперечными размерами, соизмеримыми с начальным размером зондирующего пучка.

Ключевые слова: короткоимпульсные световые пучки, обратное атмосферное рассеяние, пространственная когерентность, неизотропность рассеяния; *short pulsed light beams, atmospheric backscatter, spatial coherence, non-isotropic scatter.*

Введение

В работах [1–5] выполнены исследования зависимости дифракционного уширения широкополосных импульсных световых пучков от длительности импульса и показано, что с уменьшением длительности импульса дифракционное уширение пучка становится меньше, чем у пучков непрерывного излучения. В пределе нулевой длительности импульса (δ -импульс) дифракционного уширения пучков вообще не происходит. В настоящей статье представлены результаты расчета функции взаимной когерентности поля короткого светового импульса частично-когерентного излучения, рассеянного на атмосферном слое.

1. Формулировка задачи и основные соотношения

Рассмотрим следующую оптическую схему (рис. 1). Световой пучок импульсного излучения с начальным распределением $U(0, \mathbf{r}', t)$, прошедший расстояние L в направлении оси Z в атмосфере, рассеивается на атмосферном слое. Рассеянное в обратном направлении излучение регистрируется фотоприемником в плоскости $Z = 0$.

Комплексная амплитуда падающего на рассеивающую частицу поля записывается в виде

$$U_1(z_1, \mathbf{r}_1, t) = \int d^2 \mathbf{r}' U \left(0, \mathbf{r}', t - \frac{z_1}{c} \right) G(0, \mathbf{r}'; z_1, \mathbf{r}_1), \quad (1)$$

где

$$G(0, \mathbf{r}'; z_1, \mathbf{r}_1) = \frac{ke^{ikz_1}}{2\pi iz_1} \exp \left\{ i \frac{k}{2z_1} (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}')^2 \right\}$$

– функция Грина параболического уравнения для комплексной амплитуды поля, распространяющегося в свободном пространстве из точки $(0, \mathbf{r}')$ в точку (z_1, \mathbf{r}_1) ; z_1 – продольная координата рассеивающей частицы; $\mathbf{r}_1 = \{x, y\}$ – радиус-вектор, определяющий ее положение в поперечной плоскости; $k = 2\pi/\lambda = \omega/c$, λ – длина волны, ω – частота, c – скорость света; t – время; i – мнимая единица. Начальное поле зондирующего импульсного пучка удовлетворяет условию

$$U(0, \mathbf{r}', t) = \int d\omega U_0(\mathbf{r}', \omega) P(\omega) e^{-i\omega t}, \quad (2)$$

где $P(\omega)$ – временный спектр импульса; $U_0(\mathbf{r}', \omega)$ – распределение поля на частоте ω в начальной плоскости.

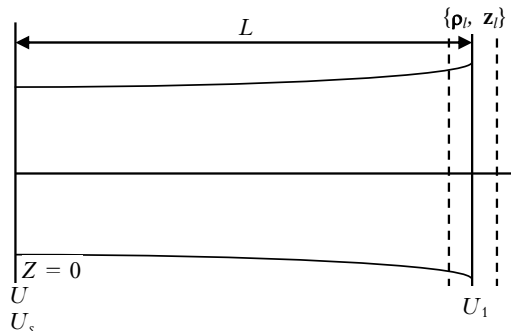


Рис. 1. Схема распространения и рассеяния оптического излучения

* Виктор Арсентьевич Банах (banakh@iao.ru); Ия Викторовна Залозная (iya@iao.ru).

Комплексная амплитуда поля, рассеянного частицей, в плоскости $Z = 0$ записывается:

$$U_{sl}(0, \mathbf{p}, t) = \alpha_l U_1 \left(z_l, \mathbf{p}_l, t - \frac{2z_l}{c} \right) G(z_l, \mathbf{p}_l; 0, \mathbf{p}), \quad (3)$$

где $G(z_l, \mathbf{p}_l; 0, \mathbf{p})$ — функция Грина комплексной амплитуды поля, распространяющегося в обратном направлении от рассеивающей частицы из точки (z_l, \mathbf{p}_l) в точку $(0, \mathbf{p})$ в приемной плоскости; α_l — амплитуда обратного рассеяния частицы, которую будем считать не зависящей от частоты излучения.

Суммарное поле в плоскости $(0, \mathbf{p})$ находится в результате суммирования правой части уравнения (3) по всем рассеивающим частицам N_s в слое

$$U_s = \sum_{l=1}^{N_s} U_{sl}. \quad (4)$$

В соответствии с [3–5] напряженность электрического поля $E_1(z_l, \mathbf{p}_l, t) = e^{i\omega_0 t} U_1(z_l, \mathbf{p}_l, t)$, падающего на частицу, может быть представлена в виде

$$E_1(z_l, \mathbf{p}_l, t) = \int d\omega U(z_l, \mathbf{p}_l, \omega) \exp\{-i(\omega - \omega_0)t\}. \quad (5)$$

Здесь

$$U(z_l, \mathbf{p}_l, \omega) = \int d\mathbf{p}' U(0, \mathbf{p}', \omega) G(0, \mathbf{p}'; z_l, \mathbf{p}_l), \quad (6)$$

$$U(0, \mathbf{p}', \omega) = \frac{1}{2\pi} \int dt U(0, \mathbf{p}', t) e^{i\omega t}, \quad (7)$$

ω_0 — частота в точке максимума спектра $P(\omega)$. В соответствии с (2) для спектральной амплитуды $U(0, \mathbf{p}', \omega)$ начального поля справедливо соотношение

$$U(0, \mathbf{p}', \omega) = P(\omega) U_0(\mathbf{p}', \omega), \quad (8)$$

где

$$P(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int dt A(t) e^{i\omega t}, \quad (9)$$

$A(t)$ — амплитуда импульса. Воспользовавшись в (4) формулами (3), (5)–(8), для напряженности рассеянного на атмосферном слое электрического поля $E_s(0, \mathbf{p}, t) = e^{i\omega_0 t} U_s(0, \mathbf{p}, t)$ в плоскости $Z = 0$ получаем выражение

$$E_s(0, \mathbf{p}, t) = \sum_{l=1}^{N_s} \alpha_l \int d\omega P(\omega) \exp\{-i(\omega - \omega_0)t\} \times \\ \times \int d\mathbf{p}' U_0(\mathbf{p}', \omega) G(0, \mathbf{p}'; z_l, \mathbf{p}_l) G(z_l, \mathbf{p}_l; 0, \mathbf{p}). \quad (10)$$

Для тонкого рассеивающего слоя (короткого импульса) $|z_l - L| \ll L$ мы можем принять в (3) $z_l \approx L$, оставив зависимость от z_l лишь в быстро осциллирующем множителе e^{ikz_l} [6]. Тогда функции Грина в (10) принимают вид

$$G(0, \mathbf{p}; z_l, \mathbf{p}_l) = \frac{ke^{ikz_l}}{2\pi i L} \exp\left\{i \frac{k}{2L} (\mathbf{p} - \mathbf{p}_l)^2\right\}. \quad (11)$$

Формула (10) позволяет для функции взаимной когерентности напряженности электрического поля частично когерентного импульсного излучения $\Gamma_2(0, \mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, t_1, t_2) = \langle E_s(0, \mathbf{p}_1, t_1) E_s^*(0, \mathbf{p}_2, t_2) \rangle$, рассеянного на атмосферном слое, записать

$$\Gamma_2(0, \mathbf{p}_{1,2}; t_{1,2}) = \sum_{l=1}^{N_s} \sum_{l'=1}^{N_s} \alpha_l \alpha_{l'} \times \\ \times \int d\omega_{1,2} \langle P(\omega_1) P^*(\omega_2) \rangle \exp\{-i(\omega_1 - \omega_0)t_1 + i(\omega_2 - \omega_0)t_2\} \times \\ \times \int d\mathbf{p}'_{1,2} \langle U_0(\mathbf{p}'_1, \omega_1) U_0^*(\mathbf{p}'_2, \omega_2) \rangle G(0, \mathbf{p}'_1; z_l, \mathbf{p}_l) \times \\ \times G(z_l, \mathbf{p}_l; 0, \mathbf{p}_1) G^*(0, \mathbf{p}'_2; z_{l'}, \mathbf{p}_{l'}) G^*(z_{l'}, \mathbf{p}_{l'}; 0, \mathbf{p}_2), \quad (12)$$

где в соответствии с (9)

$$\langle P(\omega_1) P^*(\omega_2) \rangle = \\ = \frac{1}{(2\pi)^2} \int dt'_{1,2} \langle A(t'_1) A^*(t'_2) \rangle \exp\{i[(\omega_1 t'_1) - (\omega_2 t'_2)]\}; \quad (13)$$

угловые скобки $\langle \dots \rangle$ означают усреднение по ансамблю случайных реализаций. При $\mathbf{p}_1 = \mathbf{p}_2 = \mathbf{R}$ формула (12) дает распределение интенсивности рассеянного излучения в плоскости источника $Z = 0$. Так как размеры и координаты рассеивающих частиц случайны, то в правой части (12) нужно провести усреднение по микрофизическим факторам рассеивающей среды $\langle \dots \rangle_a$.

Согласно [7] для произвольного распределения вероятностей начального положения рассеивающих частиц в пространстве слагаемыми с $l \neq l'$ в (12) можно пренебречь из-за быстро осциллирующих сомножителей e^{ikz_l} в функциях Грина (11), если масштаб изменения функции распределения вероятностей значительно превышает длину волны рассеянного поля. Масштабы турбулентных неоднородностей поля скоростей в атмосфере значительно превышают длину оптических волн, так что можно воспользоваться этим приближением и при суммировании в (12) ограничиться слагаемыми с $l = l'$,

т.е. правая часть (12) $\sum_{l=1}^{N_s} \sum_{l'=1}^{N_s} \alpha_l \alpha_{l'} \Phi(z_l, z_{l'}; \mathbf{p}_l, \mathbf{p}_{l'})$ принимает вид $\sum_{l=1}^{N_s} |\alpha_l|^2 \Phi(z_l, \mathbf{p}_l)$.

Тогда для усреднения по микрофизическим факторам можно воспользоваться соотношением [8]:

$$\left\langle \sum_{l=1}^{N_s} |\alpha_l|^2 \Phi(z_l, \mathbf{p}_l) \right\rangle_a = \int_0^\infty dz_l \int d\mathbf{p}_l \rho_c(z_l) \sigma_\pi(z_l) \Phi(z_l, \mathbf{p}_l),$$

где $\rho_c(z_l)$ — концентрация рассеивающих частиц; $\sigma_\pi(z_l) = \langle |\alpha_l|^2 \rangle$ — дифференциальное сечение обратного рассеяния. В результате (12) перепишется в виде

$$\begin{aligned} \Gamma_2(0, \mathbf{p}_{1,2}; t_{1,2}) &= \int_0^\infty dz_l \rho_c(z_l) \sigma_\pi(z_l) \int d\mathbf{p}_l \times \\ &\times \int d\omega_{1,2} \langle P(\omega_1) P^*(\omega_2) \rangle \exp\{-i(\omega_1 - \omega_0)t_1 + i(\omega_2 - \omega_0)t_2\} \times \\ &\times \int d\mathbf{p}'_{1,2} \langle U_0(\mathbf{p}'_1, \omega_1) U_0^*(\mathbf{p}'_2, \omega_2) \rangle G(0, \mathbf{p}'_l; z_l, \mathbf{p}_l) \times \\ &\times G(z_l, \mathbf{p}_l; 0, \mathbf{p}_l) G^*(0, \mathbf{p}'_2; z_l, \mathbf{p}_l) G^*(z_l, \mathbf{p}_l; 0, \mathbf{p}_2). \end{aligned} \quad (14)$$

Воспользуемся в (14) гауссовыми моделями для функций пространственной и временной корреляции начального поля [9, 10]:

$$\langle A(t_1) A(t_2) \rangle = A_0^2 \exp\left\{-\frac{(t_1 + t_2)^2}{2T^2} - \frac{(t_1 - t_2)^2}{T_0^2}\right\}; \quad (15)$$

$$\begin{aligned} &\langle U_0(\mathbf{p}'_1, \omega_1) U_0^*(\mathbf{p}'_2, \omega_2) \rangle = \\ &= U_0^2 \exp\left\{-\frac{\mathbf{p}'_1{}^2 + \mathbf{p}'_2{}^2}{2a^2} - \frac{(\mathbf{p}'_1 - \mathbf{p}'_2)^2}{\rho_0^2} - i\frac{k_1}{2F} \mathbf{p}'_1{}^2 + i\frac{k_2}{2F} \mathbf{p}'_2{}^2\right\}, \end{aligned} \quad (16)$$

где $\frac{1}{T_0^2} = \frac{1}{4T^2} + \frac{1}{T_c^2}$, T – длительность импульса, T_c – время когерентности поля источника; a – радиус; F – радиус кривизны волнового фронта; ρ_0 – радиус пространственной когерентности поля пучка в начальной плоскости; $k_i = \omega_i/c$, и, выполнив интегрирование по толщине рассеивающего слоя [6], координатам начальной плоскости \mathbf{p}'_1 и \mathbf{p}'_2 и плоскости рассеивающего слоя \mathbf{p}_l , для Γ_2 получим

$$\begin{aligned} \Gamma_2(\mathbf{R}, \mathbf{p}, t, \tau) &= C \frac{T_0}{T} (\omega_0 T)^2 \int d\Omega_{1,2} \frac{(\Omega_1^2 - \Omega_2^2)}{Q_\Omega} \times \\ &\times \exp\left\{i2\Omega_2 \frac{t - 2L/c}{T} (\omega_0 T) + i\Omega_1 \frac{\tau}{T} (\omega_0 T) - \right. \\ &\left. - \Omega_2^2 (\omega_0 T)^2 - \frac{1}{4} (\Omega_1 + 1)^2 \left(\frac{T_0}{T}\right)^2 (\omega_0 T)^2\right\} \times \\ &\times \exp\left\{-\frac{\left[\frac{\Omega_2 \mathbf{R}}{a_g} + \frac{1}{2} \frac{\Omega_1 \mathbf{p}}{a_g}\right]^2}{\Omega_0^2 Q_\Omega} + i\frac{\Omega_2}{\Omega_0} \left[\frac{R^2}{a_g^2} + \frac{\rho^2}{4a_g^2}\right] + i\frac{\Omega_1}{\Omega_0} \frac{\mathbf{R} \cdot \mathbf{p}}{a_g}\right\}. \end{aligned} \quad (17)$$

Здесь $C = \frac{1}{2} \beta_\pi (a/L)^4 U_0^2 A_0^2$, через $\beta_\pi = \rho_c \sigma_\pi$ обозначен коэффициент обратного рассеяния в рассеивающем слое: $\mathbf{R} = \frac{\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2}{2}$, $\mathbf{p} = \mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2$; $t = \frac{t_1 + t_2}{2}$; $\tau = t_1 - t_2$; $P_\Omega = [4(a/\rho_0)^2 \Omega_{dF} + \Omega_{dF}^2 + \Omega_{sF}^2]$; $Q_\Omega = \Omega_{dF}(\Omega_1^2 + \Omega_2^2) + 4\Omega_2^2(a/\rho_0)^2 - i2\Omega_2[P_\Omega \Omega_0^{-1} - \Omega_1 \Omega_{sF}]$, $\Omega_{dF} = 1 - i[1 - (L/F)] \times \times \Omega_2 \Omega_0$, $\Omega_{sF} = [1 - (L/F)] \Omega_1 \Omega_0$, $\Omega_0 = (k_0 a^2)/L$; $k_0 = \omega_0/c$;

$a_g = L/(k_0 a)$ – дифракционный радиус пространственно когерентного сфокусированного пучка непрерывного излучения.

2. Пространственная когерентность рассеянного излучения

Формула (17) позволяет рассчитать функцию взаимной когерентности поля отраженного пучка при любой длительности импульса. При $T \rightarrow \infty$ она переходит в формулу, соответствующую непрерывному излучению:

$$\begin{aligned} \Gamma_2(\mathbf{p}) &= \frac{1}{2} \beta_\pi (a^4/L^4) \exp\left\{-\frac{\rho}{2a/(a_e a_g^{-1})}\right\} = \\ &= \frac{1}{2} \beta_\pi (a^4/L^4) \exp\left\{-\frac{\rho}{\rho_c}\right\}, \end{aligned} \quad (18)$$

где

$$\rho_c = 2L/(ka_e); \quad (19)$$

$$a_e = a \left[\left(1 - \frac{L}{F}\right)^2 + \Omega_0^2 (1 + 4(a/\rho_0)^2) \right]^{1/2} \quad (20)$$

– эффективный радиус пространственно частично когерентного гауссова пучка на расстоянии L . Из (18) следует, что радиус пространственной когерентности рассеянного непрерывного излучения ρ_c определяется, в соответствии с теоремой Ван Циттерта–Цернике, дифракционным размером светового источника радиуса a_e , создаваемого зондирующим пучком на рассеивающем слое, находящемся на расстоянии L , т.е. $\rho_c = 2L/(ka_e)$, что согласуется с известными результатами [11, 12]. В частности, для сфокусированного на рассеивающий слой когерентного зондирующего пучка непрерывного излучения, когда $L/F = 1$, радиус пространственной когерентности рассеянного излучения равен начальному диаметру зондирующего пучка: $\rho_c = 2a$. В формуле (18) нет зависимости от суммарного вектора координат \mathbf{R} , т.е. интенсивность рассеянного непрерывного излучения $I = \Gamma_2(0) = \frac{1}{2} \beta_\pi (a^4/L^4)$ равномерно распределена во всей поперечной плоскости.

На рис. 2–4 показаны результаты расчета степени пространственной когерентности

$$\gamma(\mathbf{p}, t = 2L/c) =$$

$$= \frac{|\Gamma_2(0, \mathbf{p}, t = 2L/c, 0)|}{\Gamma_2^{1/2}(\mathbf{p}/2, 0, t = 2L/c, 0) \Gamma_2^{1/2}(-\mathbf{p}/2, 0, t = 2L/c, 0)} \quad (21)$$

импульсного сфокусированного пучка, рассеянного в обратном направлении из плоскости фокусировки $L = F$ при различных значениях параметра $\omega_0 T$ и числа Френеля передающей апертуры Ω_0 . Нормировка разности точек наблюдения \mathbf{p} в плоскости наблюдения осуществлялась на радиус пространственной когерентности поля отраженного непрерыв-

ного излучения ρ_c (19). Расчеты проводились как для пространственно когерентного $a/\rho_0 = 0$, так и для частично когерентного в пространстве начального излучения $a/\rho_0 = 2$. Из рис. 2 и 3 следует, что с уменьшением длительности импульса при $\Omega_0 = 0,5$ и 2 пространственная когерентность обратного рассеянного излучения незначительно улучшается по сравнению с непрерывным излучением. Ухудшение начальной пространственной когерентности падающего на слой пучка приводит к более заметному улучшению пространственной когерентности рассеянного импульсного пучка по сравнению с непрерывным.

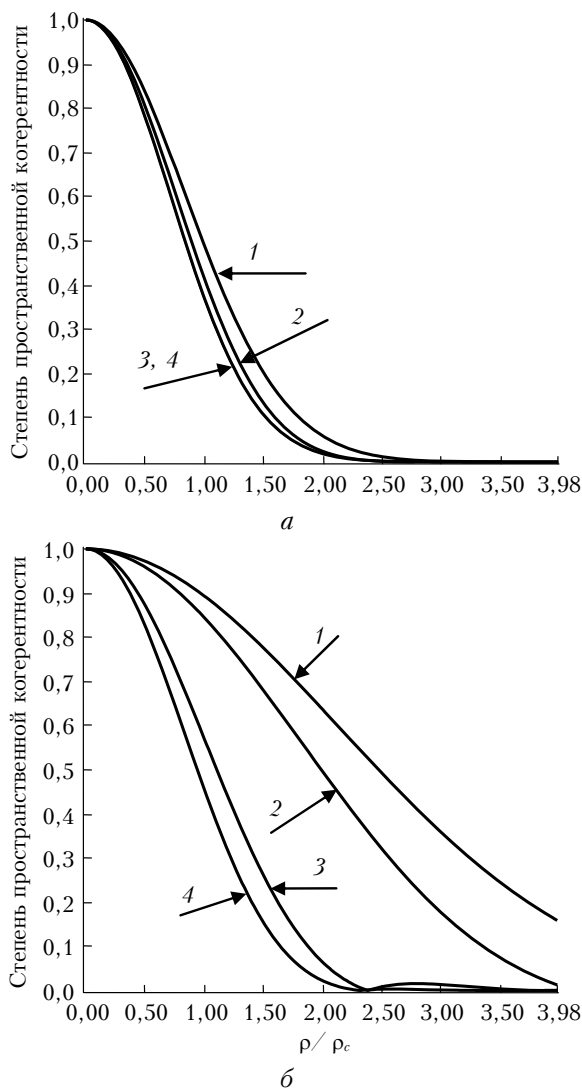


Рис. 2. Степень пространственной когерентности сфокусированного импульсного пучка, рассеянного на атмосферном слое при различных длительностях импульса; $\Omega_0 = 0,5$; $\omega_0 T = 5$ (1); 10 (2); 50 (3); 100 (4); $a/\rho_0 = 0$ (a), 2 (б)

Эффект улучшения пространственной когерентности рассеянного импульсного излучения объясняется уменьшением дифракционного расплывания зондирующего пучка с уменьшением длительности импульса, т.е. уменьшением размеров

светового пятна на рассеивающем слое a_e . Действительно, как показано в [1], дифракционный размер импульсного пучка при длительностях импульса, определяемых условием $\omega_0 T < 10$, может становиться в 2 раза и более меньше дифракционного размера пучка непрерывного излучения. Для частично-когерентного в пространстве начального поля импульсного излучения уменьшение дифракционного расплывания пучка проявляется в большей степени [1]. Соответственно более заметным становится и улучшение пространственной когерентности рассеянного излучения (см. рис. 2, б и рис. 3, б).

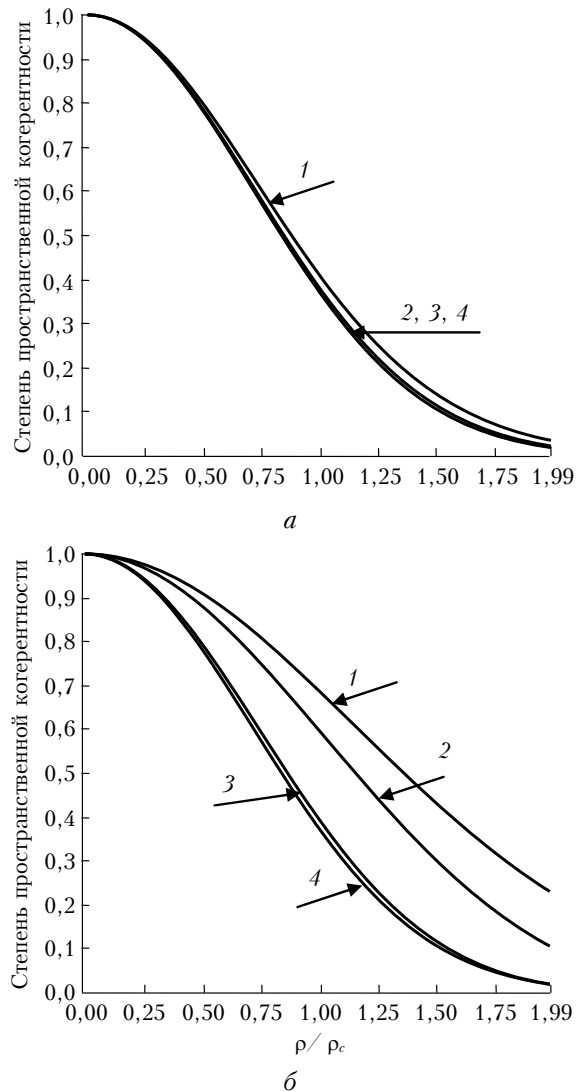


Рис. 3. Степень пространственной когерентности сфокусированного импульсного пучка, рассеянного на атмосферном слое при различных длительностях импульса: $\Omega_0 = 2$; $\omega_0 T = 5$ (1); 10 (2); 50 (3); 100 (4); $a/\rho_0 = 0$ (a), 2 (б)

С увеличением числа Френеля передающей апертуры Ω_0 эффекты дифракции непрерывного излучения подавляются. Соответственно уменьшение дифракционного уширения импульсных световых пучков по сравнению с непрерывными проявляется в меньшей степени [1–5]. Это видно и из

рис. 2–4, соответствующих различным значениям параметра Ω_0 . Улучшение пространственной когерентности рассеянного импульсного излучения по сравнению с непрерывным при $\Omega_0 = 2$ выражено меньше, чем при $\Omega_0 = 0,5$. Дальнейшее увеличение числа Френеля Ω_0 приводит к еще большему подавлению эффекта улучшения пространственной когерентности. При $\Omega_0 = 10$ и $a/\rho_0 = 0$ (рис. 4, а) степень пространственной когерентности уже не зависит от длительности импульса и эффект уменьшения дифракционного расплывания при $\Omega_0 = 10$ проявляется лишь при частичной пространственной когерентности начального поля импульсного гауссова пучка.

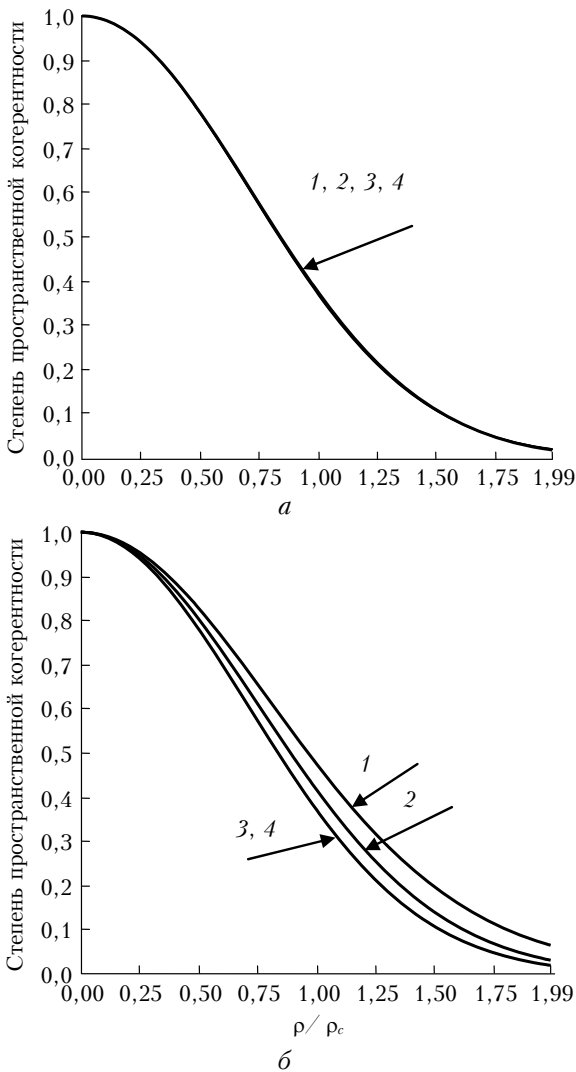


Рис. 4. Степень пространственной когерентности сфокусированного импульсного пучка, рассеянного на атмосферном слое при различных длительностях импульса: $\Omega_0 = 10$; $\omega_0 T = 5$ (1); 10 (2); 50 (3); 100 (4); $a/\rho_0 = 0$ (а), 2 (б)

3. Средняя интенсивность рассеянного излучения

При $\rho = 0$ из (17) получаем выражение для средней интенсивности

$$I\left(R, t = \frac{2L}{c}, 0\right) = \Gamma_2\left(R, 0, t = \frac{2L}{c}, 0\right).$$

Из него следует, что, в отличие от непрерывного излучения, в подынтегральном выражении при конечных значениях параметра $\omega_0 T$ сохраняется зависимость от пространственной координаты \mathbf{R} . То есть равномерное диффузное рассеяние непрерывного излучения становится неравномерным в случае импульсного зондирующего излучения. Для сфокусированного зондирующего пучка $F = L$ выражение для средней интенсивности имеет вид

$$\Gamma_2\left(R, 0, t = \frac{2L}{c}, 0\right) = C \frac{T_0}{T} (\omega_0 T) \int d\Omega_{1,2} \frac{\Omega_1^2 - \Omega_2^2}{Q_{\Omega F}} \times \exp\left\{-\Omega_2^2 (\omega_0 T)^2 - \frac{1}{4} (\Omega_1 + 1)^2 (\omega_0 T)^2 \left(\frac{T_0}{T}\right)^2\right\} \times \exp\left\{i \frac{\Omega_2 R^2}{\Omega_0 a_g^2} - \frac{\Omega_2^2 (R^2/a_g^2) a_p}{\Omega_0^2 Q_{\Omega F}}\right\}, \quad (22)$$

где $Q_{\Omega F} = \Omega_1^2 + \Omega_2^2 a_p - i 2 \Omega_2 a_p \Omega_0^{-1}$, $a_p = 4(a/\rho_0)^2 + 1$. Формула (22) допускает дальнейшее упрощение лишь в случае пространственно частично когерентного излучения, если выполняется соотношение

$$(a/\rho_0)^2 \gg \max\{1, \Omega_1^2/\Omega_2^2, \Omega_1^2 \Omega_0/\Omega_2\}. \quad (23)$$

Тогда из (22) получаем

$$\Gamma_2\left(R, 0, t = \frac{2L}{c}, 0\right) = C \frac{(\omega_0 T) \sqrt{\pi}}{4(a/\rho_0)^2} \times \int d\Omega_2 \left[1 + \frac{2}{(\omega_0 T)^2 (T_0/T)^2} - \Omega_2^2\right] [\Omega_2 (\Omega_2 - i 2 \Omega_0^{-1})]^{-1} \times \exp\left\{-\Omega_2^2 (\omega_0 T)^2 + i \frac{\Omega_2 R^2}{\Omega_0 a_g^2} - \frac{\Omega_2}{\Omega_0 (\Omega_2 \Omega_0 - 2i)} \frac{R^2}{a_g^2}\right\}. \quad (24)$$

Из формулы (24) следует, что в случае фокусировки зондирующего излучения при выполнении условия (23) изменение средней интенсивности $\Gamma_2\left(R, 0, t = \frac{2L}{c}, 0\right)$ в поперечной плоскости не зависит от пространственной когерентности зондирующего пучка. Параметр $(a/\rho_0)^2$ входит в формулу (24) как множитель и оказывает влияние лишь на абсолютную величину интенсивности рассеянного излучения.

На рис. 5 показаны распределения интенсивности рассеянного на атмосферном слое сфокусированного пучка с числом Френеля передающей апертуры на частоте максимума спектра $\Omega_0 = 10$, рассчитанные по формуле (22) без учета константы C . Видно, что диффузное рассеяние оптического излучения становится изотропным с уменьшением длительности импульса.

Действительно, с уменьшением параметра $\omega_0 T$ рассеянное излучение концентрируется все в меньшей окрестности направления «строго назад» (ср. рис. 5, а и рис. 5, б) и при $\omega_0 T = 5$ рассеянное из-

лучение локализуется в поперечной плоскости вблизи оси зондирующего пучка в пределах его начальных размеров. Ухудшение начальной пространственной когерентности поля зондирующего импульсного излучения не сказывается на локализации рассеянного излучения вблизи направления распростране-

ния зондирующего пучка (рис. 5, в–е). В полном соответствии с формулой (24), с уменьшением радиуса пространственной когерентности начального поля ρ_0 происходит лишь уменьшение абсолютных значений средней интенсивности без изменения масштаба ее убывания в поперечной плоскости.

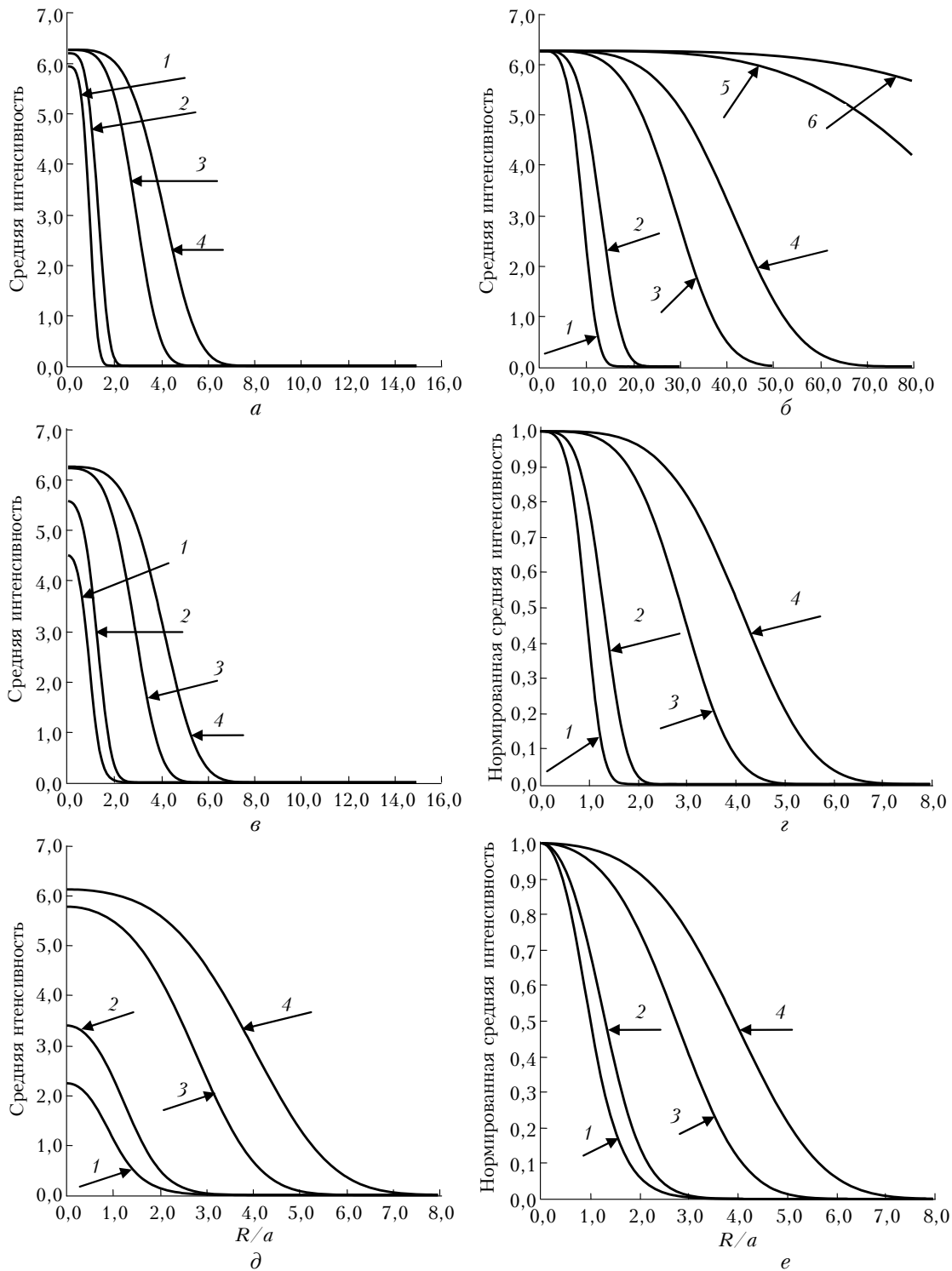


Рис. 5. Распределение интенсивности рассеянного на атмосферном слое сфокусированного пучка: $\Omega_0 = 10$; а – $a/\rho_0 = 0$; $\omega_0 T = 5$ (1), 10 (2), 50 (3), 100 (4); б – $a/\rho_0 = 0$, $\omega_0 T = 500$ (1); 1000 (2); 5000 (3); 10000 (4); 50000 (5); 100000 (6); в, г – $a/\rho_0 = 2$, $\omega_0 T = 5$ (1), 10 (2), 50 (3), 100 (4); д, е – $a/\rho_0 = 5$, $\omega_0 T = 5$ (1), 10 (2), 50 (3), 100 (4)

Уменьшение числа Френеля передающей апертуры ослабляет эффект неизотропности рассеяния импульсного излучения (рис. 6).

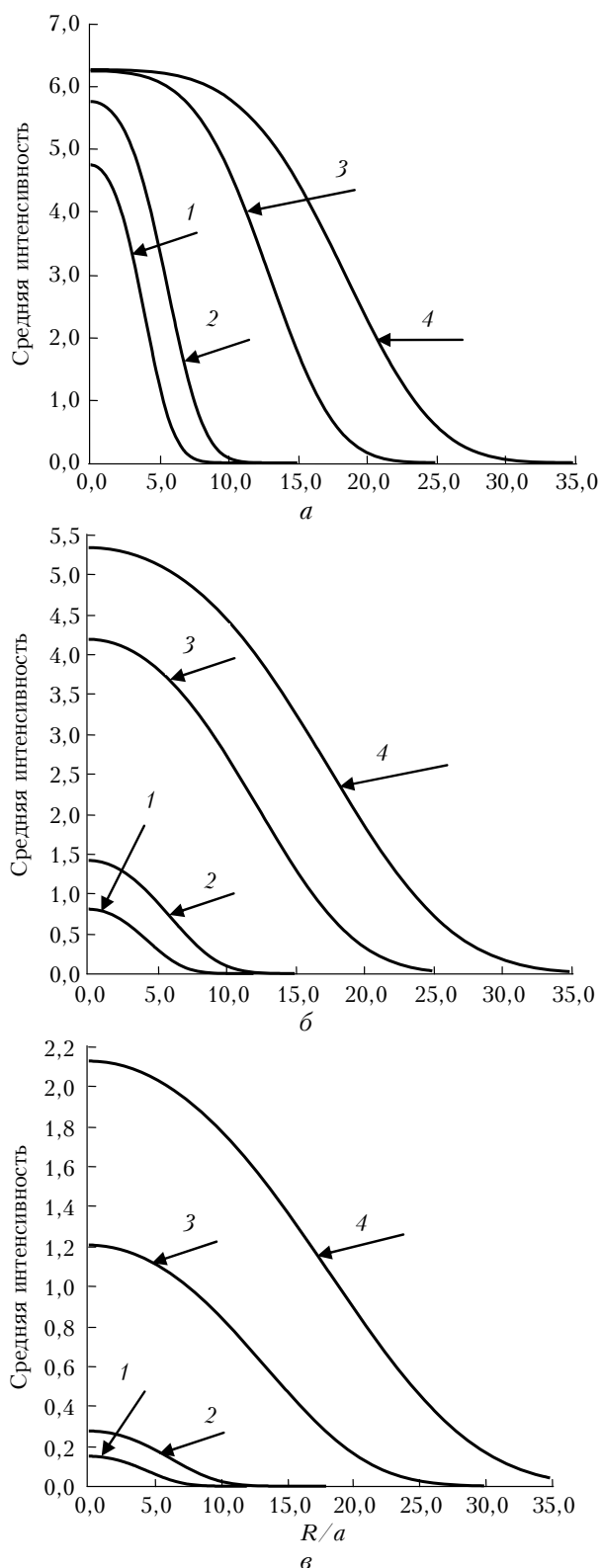


Рис. 6. Распределение интенсивности рассеянного на атмосферном слое сфокусированного пучка: $\Omega_0 = 0,5$; $\omega_0 T = 5$ (1), 10 (2), 50 (3), 100 (4); $a/\rho_0 = 0$ (а), 2 (б), 5 (в)

Из распределений нормированной на S средней интенсивности на рис. 6 видно, что при $\Omega_0 = 0,5$ и $\omega_0 T = 5$ рассеянное излучение концентрируется вблизи оси зондирующего пучка в области с поперечными размерами в несколько его начальных размеров. То есть при $\Omega_0 = 0,5$ область локализации рассеянного назад излучения в поперечной плоскости в несколько раз превышает область локализации рассеянного излучения при $\Omega_0 = 10$ (см. рис. 5). Ухудшение начальной пространственной когерентности поля импульсного зондирующего излучения не приводит к изменению поперечных размеров этой области (рис. 6, б, в), что подтверждает выводы, основанные на формуле (24). Происходит лишь значительное уменьшение интенсивности рассеянного излучения.

Заключение

В статье приведены формулы для функции взаимной когерентности поля и средней интенсивности широкополосного частично когерентного импульсного оптического излучения, рассеянного на атмосферном слое. Расчеты проведены для случая сфокусированного на рассеивающий слой импульсного пучка. Показано, что с уменьшением длительности импульса обратное рассеяние становится неизотропным и при достаточно коротких длительностях импульса рассеянное излучение локализуется вблизи направления строго назад в области с поперечными размерами, соизмеримыми с начальным размером зондирующего пучка. Пространственная когерентность обратного рассеянного излучения улучшается по сравнению с когерентностью рассеянного непрерывного излучения.

1. Залозная И.В., Фалиц А.В. Дифракционное сжатие коротких импульсов // Оптика атмосф. и океана. 2009. Т. 22, № 8. С. 734–738.
2. Герасимова Л.О., Залозная И.В. Пространственная и временная когерентность коротких импульсов // Оптика атмосф. и океана. 2011. Т. 24, № 3. С. 185–189.
3. Banakh V.A. Diffraction free propagation of a focused delta-pulsed beam // Opt. Lett. 2011. V. 36, N 23. P. 4554–4556.
4. Банях В.А., Герасимова Л.О., Залозная И.В., Тихомирова О.В. Дифракция широкополосных импульсных пучков света // Оптика атмосф. и океана. 2012. Т. 25, № 11. С. 941–947.
5. Банях В.А., Герасимова Л.О. Распространение широкополосных световых пучков // Оптика атмосф. и океана. 2013. Т. 26, № 1. С. 5–10.
6. Банях В.А. Моделирование изображения подсвечиваемого лазером рассеивающего слоя в турбулентной атмосфере // Оптика атмосф. и океана. 2007. Т. 20, № 4. С. 303–307.
7. Crosignani B., Di Porto P., Bertolotti M. Statistical Properties of Scattered Light. New York; San Francisco; London: Academic Press, 1975. 206 p.
8. Исцумару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. Ч. 1. М.: Мир, 1981. 280 с.
9. Christov I.P. Propagation of partially coherent light pulses // Optica Acta. 1986. V. 33, N 1. P. 63–72.

10. *Кон А.И., Татарский В.И.* К теории распространения частично-когерентных световых пучков в турбулентной атмосфере // Изв. вузов. Сер. Радиофиз. 1972. Т. 15, № 10. С. 1547–1574.
11. *Беленький М.С., Миронов В.Л.* Лазерный метод определения высотных профилей параметра турбулентности C_n^2 , основанный на рассеянии света атмосферным аэрозолем // V Всесоюз. симпоз. по лазерному и акустическому зондированию атмосферы: Тезисы докл. Томск, 1978. Ч. 3. С. 3–6.
12. *Миронов В.Л.* Распространение лазерного пучка в турбулентной атмосфере. Новосибирск: Наука, 1981. 246 с.

V.A. Banakh, I.V. Zaloznaya. Atmospheric backscatter of a short optical pulse.

The function of mutual coherence of the field and the mean intensity of partially coherent pulsed optical radiation scattered by an atmospheric layer have been calculated. It is shown that as the pulse duration decreases, the spatial coherence of backscattered radiation improves in comparison with the coherence of scattered continuous-wave (cw) radiation. In contrast to cw radiation, which is scattered uniformly in the backward direction, the backscattering of pulsed radiation becomes non-isotropic for shorter pulses, and for sufficiently short pulses, the backscattered radiation is localized near the strictly backward direction in the zone with transverse dimensions comparable with the initial size of the sensing beam.