

Пространственная и временная когерентность коротких импульсов

Л.О. Герасимова, И.В. Залозная*

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

Поступила в редакцию 1.07.2010 г.

Представлены результаты расчета степени пространственно-временной когерентности частично когерентных в пространстве и во времени импульсов оптического излучения. Показано, что с уменьшением длительности импульса пространственные и временные масштабы когерентности импульсного излучения возрастают по сравнению с масштабами когерентности непрерывного излучения.

Ключевые слова: пространственная и временная когерентность, короткие оптические импульсы; spatial and temporal coherence, short optical pulses.

В [1] представлены результаты расчета средней интенсивности частично когерентных световых импульсов, распространяющихся в свободном пространстве, при произвольных условиях дифракции на передающей апертуре. Показано, что уменьшение длительности импульса приводит к уменьшению дифракционного размера пучка по сравнению с пучками непрерывного излучения. В данном сообщении в развитие [1] проведен анализ пространственной и временной когерентности импульсного оптического излучения.

Решение волнового уравнения

$$\Delta E - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0 \quad (1)$$

для напряженности электрического поля $E(\mathbf{r}, t)$ в однородной среде, где $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$; $\mathbf{r} = \{x, y, z\}$ – трехмерный вектор; t – время; c – скорость света, в приближении квазиоптики имеет вид [1]:

$$E(x, \mathbf{p}, t) = \int d\omega U(\mathbf{p}, \omega) \exp\{-i\omega(t - x/c)\}. \quad (2)$$

В (2) считается, что ось x совпадает с направлением распространения волны, напряженность электрического поля в плоскости $x = 0$ равна $E(x = 0, y, z, t) = E_0(y, z, t) = F(y, z)G(t)$; $\mathbf{p} = \{y, z\}$ – вектор в поперечной к направлению распространения плоскости;

$$U(\mathbf{p}, \omega) = \frac{k}{2\pi i x} \int d\mathbf{p}' U_0(\mathbf{p}', \omega) \exp\left\{i \frac{k(\mathbf{p} - \mathbf{p}')^2}{2x}\right\},$$

$U_0(\mathbf{p}', \omega) = F(\mathbf{p}')G(\omega)$ – спектральная амплитуда начального поля на частоте ω ;

$$G(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int G(t) e^{i\omega t} dt, \quad k = \omega/c.$$

В частном случае начального коллимированного гауссова пучка (2) сводится к выражению для комплексной амплитуды поля, на основе которого в [2] рассмотрены особенности пространственно-временной эволюции сверхкоротких когерентных импульсов в однородной среде. В режиме «дальней зоны» дифракции когерентных импульсов (2) позволяет получить результаты [3]. Однако нелазерные источники, а в ряде случаев и многомодовые лазеры, например в режиме несинхронизованных мод, генерируют, по существу, всплески оптического шума [4]. В этой связи представляет интерес анализ дифракции и когерентных свойств частично когерентных световых импульсов.

Неоднородность распределения амплитуды импульса в пространстве и во времени может служить затравочным механизмом филаментации пучков фемтосекундной длительности [5]. В частном случае дальней зоны дифракции задача о распространении пространственно-временной функции когерентности фемтосекундного импульса в однородной среде рассмотрена в [6]. Анализ пространственно-временной когерентности импульсного излучения без ограничений на режим дифракции может быть выполнен на основе [1], где получена формула для пространственно-временной функции взаимной когерентности поля импульсного оптического излучения $\Gamma_2(x, \mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2; t_1, t_2) = \langle E(x, \mathbf{p}_1, t_1) E^*(x, \mathbf{p}_2, t_2) \rangle$ в виде двукратного интеграла. Угловые скобки означают усреднение по ансамблю.

В соответствии с [1] для гауссова частично когерентного в пространстве и во времени начального импульса функция $\Gamma_2(x, \mathbf{R}, \mathbf{p}, t, \tau)$ представляется в виде

* Лилия Олеговна Герасимова (lilyan@ibmail.com); Ия Викторовна Залозная (iya@iao.ru).

$$\begin{aligned}
\Gamma_2(x, \mathbf{R}, \boldsymbol{\rho}, t, \tau) = & \frac{1}{2\pi} (\omega_0 T)^2 \Omega_0^2 \left(\frac{T_0}{T}\right)^2 \times \\
& \times \exp \left\{ -\frac{1}{4} \left(\frac{T_0}{T}\right)^2 (\omega_0 T)^2 \right\} \int d\Omega_{1,2} \frac{(\Omega_1^2 - \Omega_2^2)}{\Omega_{ds}^2} \times \\
& \times \exp \left\{ -i2\Omega_2 \frac{t-x/c}{T} (\omega_0 T) - i\Omega_1 \frac{\tau}{T} (\omega_0 T) - \Omega_2^2 (\omega_0 T)^2 - \right. \\
& \left. - \frac{1}{4} \Omega_1^2 \left(\frac{T_0}{T}\right)^2 (\omega_0 T)^2 - \frac{1}{2} \Omega_1 \left(\frac{T_0}{T}\right)^2 (\omega_0 T)^2 \right\} \times \\
& \times \exp \left\{ i \frac{\Omega_2}{\Omega_0} \left(\frac{R^2}{a_g^2} + \frac{\rho^2}{4a_g^2} \right) + i \frac{\Omega_1}{\Omega_0} \frac{\mathbf{R} \cdot \boldsymbol{\rho}}{a_g a_g} - \right. \\
& \left. - \frac{1}{\Omega_d} \left[\frac{\mathbf{R}}{a_g} \Omega_2 + \frac{1}{2} \frac{\boldsymbol{\rho}}{a_g} \Omega_1 \right]^2 + \right. \\
& \left. + \frac{\left[(\Omega_s \Omega_2 - i\Omega_d \Omega_1) \frac{\mathbf{R}}{a_g} + \frac{1}{2} (\Omega_s \Omega_1 - i\Omega_d \Omega_2) \frac{\boldsymbol{\rho}}{a_g} \right]^2}{2\Omega_d \Omega_{ds}^2} \right\}, \quad (3)
\end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}
\mathbf{R} &= (\boldsymbol{\rho}_1 + \boldsymbol{\rho}_2)/2; \quad \boldsymbol{\rho} = \boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2; \quad t = \frac{t_1 + t_2}{2}; \quad \tau = t_1 - t_2; \\
\Omega_{ds}^2 &= 4(a/\rho_0)^2 \Omega_d^2 + \Omega_d^2 + \Omega_s^2; \quad \Omega_d = 1 - i \left(1 - \frac{x}{F}\right) \Omega_0 \Omega_2, \\
\Omega_s &= \left(1 - \frac{x}{F}\right) \Omega_0 \Omega_1, \quad \Omega_0 = \frac{k_0 a^2}{x}; \quad a_g = \frac{x}{k_0 a}; \\
k_0 &= \omega_0/c; \quad \frac{1}{T_0^2} = \frac{1}{2T^2} + \frac{1}{T_k^2};
\end{aligned}$$

a и F – эффективный радиус передающей апертуры и радиус кривизны фазового фронта в ее центре; ρ_0 – радиус пространственной когерентности начального поля; ω_0 – центральная частота спектра излучения; T – длительность импульса; T_k – время когерентности поля источника. В отличие от [6] и других работ (см. [1]), формула (3) не имеет ограничений на условия дифракции на передающей апертуре и позволяет проводить анализ когерентных свойств импульсного излучения при произвольных дифракционных параметрах. При $T \rightarrow \infty$ (3) переходит в соответствующие формулы для некогерентного непрерывного излучения в одномерной среде [7, 8].

Зависимость задачи дифракции от спектрального состава излучения, как показано в [7, 8], может приводить к изменению величины дифракционного расплывания пространственно-ограниченных пучков по сравнению с монохроматическим излучением. В случае импульсного излучения конечность ширины спектра излучения также влияет на дифракционное уширение пучков, и тем больше, чем меньше длительность импульса [1]. Широкополосность излучения сказывается и на пространственно-временной когерентности оптических импульсов. Ниже приведены результаты расчетов функции Γ_2

по формуле (3) в сравнении с результатами для непрерывного излучения.

Масштаб пространственной когерентности ρ_p определяется по спаданию степени пространственной когерентности

$$\begin{aligned}
\gamma(x, \mathbf{R}, \boldsymbol{\rho}) = & \frac{|\Gamma_2(x, \mathbf{R}, \boldsymbol{\rho}, t = x/c, \tau = 0)|}{\Gamma_2^{1/2}(x, \mathbf{R} + \boldsymbol{\rho}/2, 0, t = x/c, \tau = 0)} \times \\
& \times \frac{1}{\Gamma_2^{1/2}(x, \mathbf{R} - \boldsymbol{\rho}/2, 0, t = x/c, \tau = 0)} \quad (4)
\end{aligned}$$

по разностной пространственной координате $\boldsymbol{\rho}$ до уровня $\gamma(x, \mathbf{R}, \boldsymbol{\rho}_p) = e^{-1}$.

Результаты расчета радиуса пространственной когерентности импульсного излучения ρ_p , нормированного на радиус пространственной когерентности непрерывного излучения [9]:

$$\rho_c = a \left[\left(1 - \frac{x}{F}\right)^2 + \Omega_0^2 \left(1 + \frac{a^2}{\rho_0^2}\right) \right]^{1/2} / \left(1 + \frac{a^2}{\rho_0^2}\right),$$

рассчитанный для таких же начальных параметров пучка, в зависимости от безразмерного параметра $\omega_0 T$, характеризующего длительность импульса, представлены на рис. 1 и 2.

Из рис. 1 следует, что для сфокусированного пучка с уменьшением длительности импульса (параметра $\omega_0 T$) радиус пространственной когерентности возрастает по сравнению с радиусом когерентности непрерывного излучения. С ухудшением начальной пространственной когерентности импульсного излучения этот эффект проявляется сильнее. Если при $a/\rho_0 = 1$ радиус пространственной когерентности импульса длительностью $\omega_0 T = 1$ превышает радиус пространственной когерентности непрерывного излучения в 1,3 раза (рис. 1, *a*), то при $a/\rho_0 = 100$ ρ_p может превышать ρ_c в 10 раз и более (рис. 1, *б*). С уменьшением временной когерентности импульса, когда отношение T_0/T принимает значения менее 1,41, этот эффект проявляется в меньшей степени.

Качественно подобные выводы справедливы и для коллимированного пучка, как это видно из представленных на рис. 2, *a, б* результатов для пучка с числом Френеля передающей апертуры $\Omega_0 = 1$. Разница лишь в том, что при одной и той же начальной пространственной и временной когерентности отношение ρ_p/ρ_c в этом случае принимает значения большие, чем для сфокусированного пучка с числом Френеля $\Omega_0 = 20$.

В режиме дальней волновой зоны $\Omega_0 = 0,1$ имеем такие же результаты, что и для фокусированного излучения [1] (рис. 2, *в*). При увеличении числа Френеля передающей апертуры коллимированного пучка ($\Omega_0 = 20$), как это следует из рис. 2, *в*, отношение ρ_p/ρ_c становится меньше, чем в режимах дальней зоны и фокусировки излучения.

Масштаб временной когерентности τ_p определяется по спаданию степени временной когерентности

$$\begin{aligned}
\gamma(x, \mathbf{R}, t, \tau) = & \frac{|\Gamma_2(x, \mathbf{R}, \boldsymbol{\rho} = 0, t = x/c, \tau)|}{\Gamma_2(x, \mathbf{R}, 0, t = x/c, 0)} \quad (5)
\end{aligned}$$

до уровня $\gamma(x, \mathbf{R}, t, \tau_p) = e^{-1}$. В случае сфокусированного пучка формула (5) с учетом (3) допускает

аналитическое представление. В частном случае, когда точка наблюдения находится на оси пучка (при $\mathbf{R} = 0$), степень временной когерентности $\gamma(\tau)$ имеет вид:

$$\begin{aligned} \gamma(\tau) &= \exp\left\{-\left(\tau/T_k\right)^2\left[\left(T_k/T_0\right)^2 - \left(T_k/T\right)^2\right]\right\} = \\ &= \exp\left\{-\left(\tau/T_k\right)^2\left[\left(T_k/2T\right)^2 + 1\right]\right\}. \end{aligned} \quad (6)$$

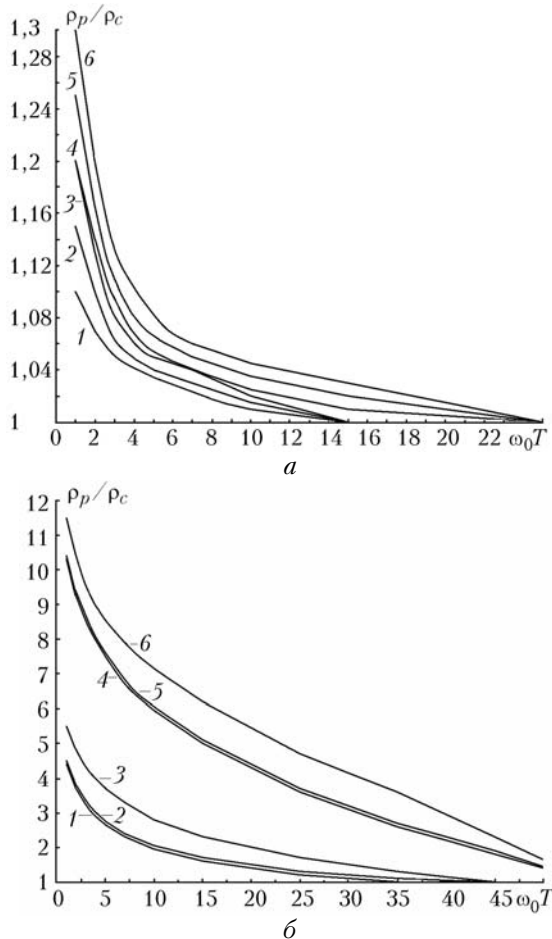


Рис. 1. Нормированный радиус пространственной когерентности сфокусированного пучка $\Omega_0 = 20$ как функция параметра $\omega_0 T$: $a - 1, 2, 3$ для $a/\rho_0 = 0$; $4, 5, 6 - a/\rho_0 = 1$; $1, 4 - T_0/T = 0,1$; $2, 5 - T_0/T = 0,5$; $3, 6 - T_0/T = 1,41$; $b - 1, 2, 3$ для $a/\rho_0 = 10$; $4, 5, 6 - a/\rho_0 = 100$; $1, 4 - T_0/T = 0,1$; $2, 5 - T_0/T = 0,5$; $3, 6 - T_0/T = 1,41$

Из (6) следует, что в случае непрерывного излучения ($T \rightarrow \infty$) масштаб временной когерентности определяется единственным образом через временную когерентность начального поля T_k :

$$\gamma(\tau) = \exp\left\{-\left(\tau/T_k\right)^2\right\}.$$

Для импульсного когерентного излучения ($T_k > T$) масштаб временной когерентности определяется длительностью импульса T . При $T_k < T$ масштаб временной когерентности импульса зависит, как это видно из (6), от соотношения параметров T_k и T и принимает значения в промежутке между $T_k < \tau_p < T$, т.е. масштаб когерентности при

конечной длительности импульса всегда превышает время когерентности непрерывного излучения.

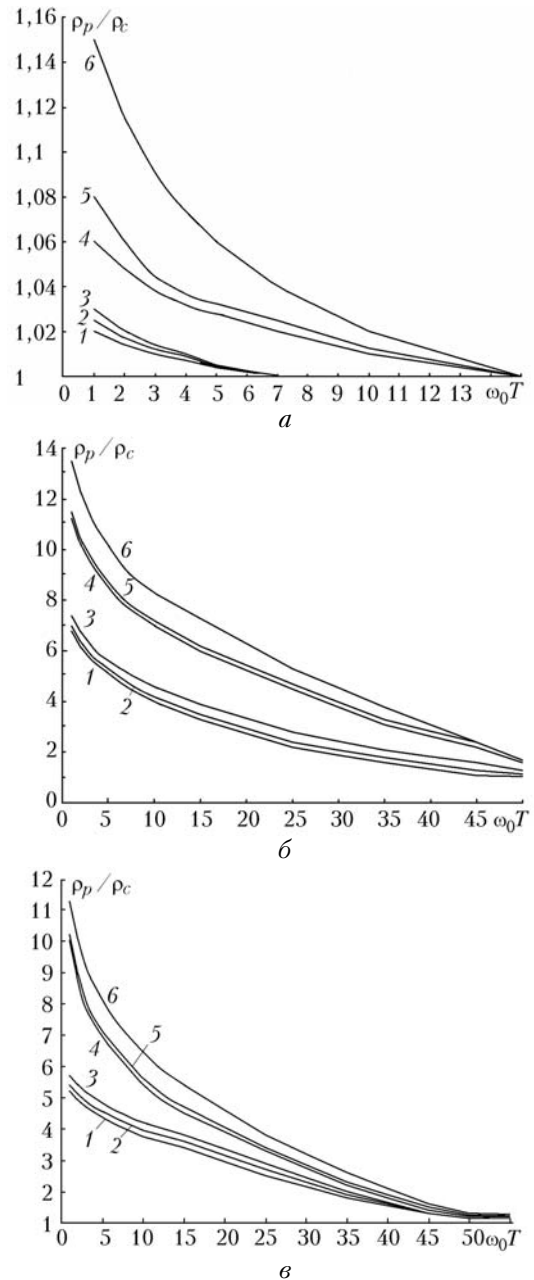


Рис. 2. Нормированный радиус пространственной когерентности коллимированного пучка как функция параметра $\omega_0 T$: $a - \Omega_0 = 1$; $1, 2, 3 - a/\rho_0 = 0$; $4, 5, 6 - a/\rho_0 = 1$; $1, 4 - T_0/T = 0,1$; $2, 5 - T_0/T = 0,5$; $3, 6 - T_0/T = 1,41$; $b - \Omega_0 = 1$; $1, 2, 3 - a/\rho_0 = 10$; $4, 5, 6 - a/\rho_0 = 100$; $1, 4 - T_0/T = 0,1$; $2, 5 - T_0/T = 0,5$; $3, 6 - T_0/T = 1,41$; $v - a/\rho_0 = 100$; $1, 2, 3 - \Omega_0 = 20$; $4, 5, 6 - \Omega_0 = 0,1$; $1, 4 - T_0/T = 0,1$; $2, 5 - T_0/T = 0,5$; $3, 6 - T_0/T = 1,41$

На рис. 3 показаны результаты расчета функции $\gamma(x, \mathbf{R}, t, \tau)$ для сфокусированного пучка в зависимости от параметра τ/T_k для различных длительностей импульса $\omega_0 T$ и положений точки наблюдения \mathbf{R}/a_g относительно оптической оси.

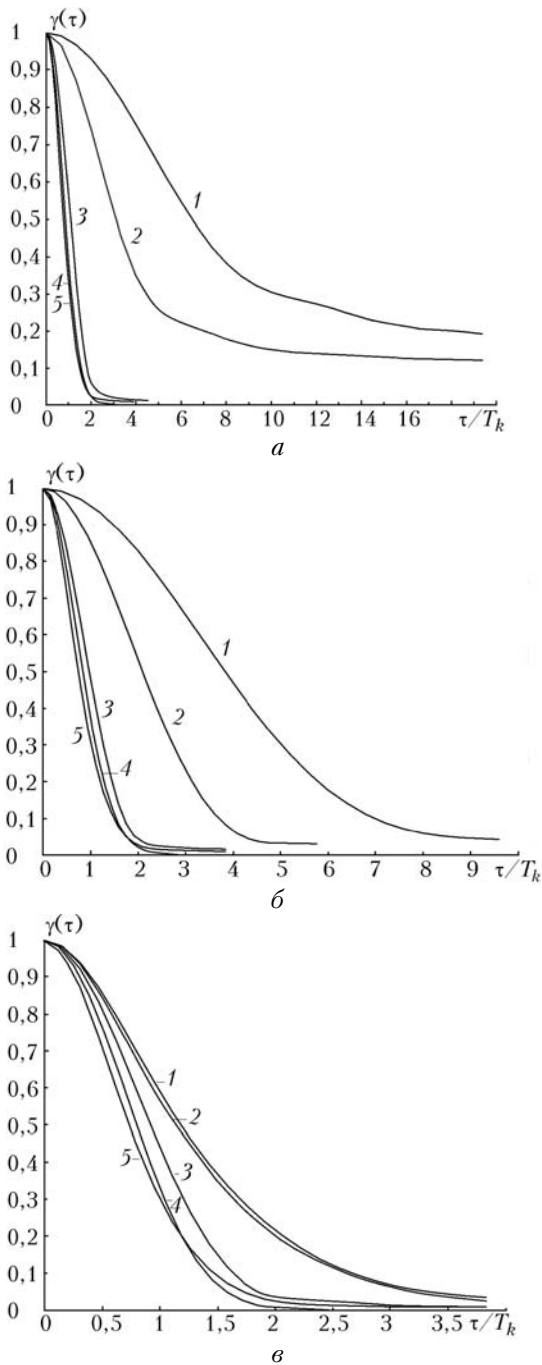


Рис. 3. Зависимость степени временной когерентности $\gamma(\tau)$ от τ/T_k для сфокусированного пучка с числом Френеля $\Omega_0 = 10$: а — $a/\rho_0 = 0$, $T_0/T = 0,1$, $R/a_g = 0$, $\omega_0 T = 1$ (кривая 1); 2 (2), 5 (3), 10 (4), 100 (5); б — $a/\rho_0 = 0$, $T_0/T = 0,1$, $R/a_g = 0,5$, $\omega_0 T = 1$ (кривая 1); 2 (2), 5 (3), 10 (4), 100 (5); в — $a/\rho_0 = 100$, $T_0/T = 0,1$, $R/a_g = 0,5$, $\omega_0 T = 1$ (кривая 1); 2 (2), 5 (3), 10 (4), 100 (5)

Видно, что время когерентности при увеличении временной когерентности начального поля возрастает по сравнению с временем когерентности непрерывного излучения T_k [8]. При этом для длительности импульса такой, что параметр $\omega_0 T = 1$, масштаб временной когерентности возрастает по сравнению с масштабом временной когерентности непрерывного излучения в несколько раз. Смещение точки наблюдения

с оси пучка приводит к уменьшению этого эффекта. Ухудшение начальной пространственной когерентности импульса приводит к еще меньшему влиянию длительности импульса на его временную когерентность (рис. 3, в). Такие же выводы справедливы и для коллимированного пучка. Изменение числа Френеля передающей апертуры коллимированного пучка, как это следует из рис. 4, слабо сказывается на временной когерентности распространяющегося импульса.

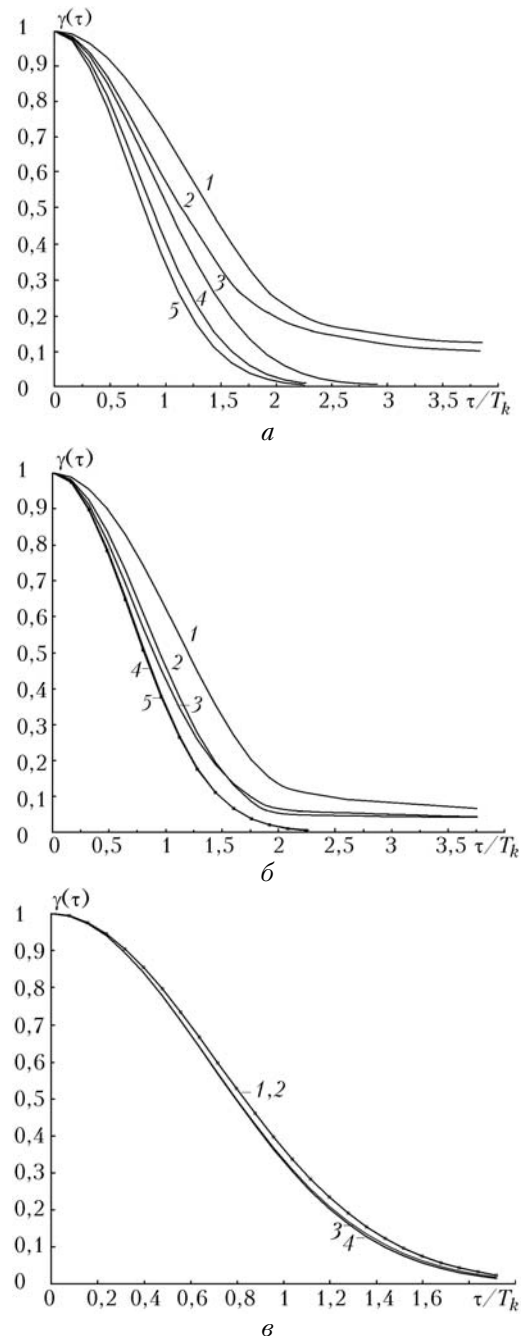


Рис. 4. Зависимость степени временной когерентности $\gamma(\tau)$ от τ/T_k для коллимированного пучка: а — $\Omega_0 = 1$, $a/\rho_0 = 0$, $T_0/T = 0,5$, $R/a_g = 0$, $\omega_0 T = 1$ (кривая 1); 2 (2), 5 (3), 10 (4), 100 (5); б — $\Omega_0 = 10$, $a/\rho_0 = 0$, $T_0/T = 0,5$, $R/a_g = 0$, $\omega_0 T = 1$ (кривая 1); 2 (2), 5 (3), 10 (4), 100 (5); в — $a/\rho_0 = 10$, $T_0/T = 0,5$, $R/a_g = 0,5$, для $\Omega_0 = 1$, $\omega_0 T = 1$ (кривая 1); 2 (2) и $\Omega_0 = 10$, $\omega_0 T = 1$ (3), 2 (4)

Авторы выражают признательность В.А. Банаху за внимание к работе.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект № 09-02-91224-СТ.

1. Залозная И.В., Фалиц А.В. Дифракционное сжатие коротких импульсов // Оптика атмосф. и океана. 2009. Т. 22, № 8. С. 734–738.
2. Миронов В.А. Пространственно-временная динамика сверхкоротких импульсов в вакууме // Ж. эксперим. и теор. физ. 1999. Т. 116, вып. 1(7). С. 35–46.
3. Christov I.P. Propagation of femtosecond light pulses // Opt. Commun. 1985. V. 53, N 6. P. 364–366.
4. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М.: Наука, 1988. 322 с.
5. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Кабанов А.М., Матвиенко Г.Г. Нелинейная фемтосекундная оптика атмосферы. Томск: Изд-во ИОА СО РАН, 2010. 212 с.
6. Christov I.P. Propagation of partially coherent light pulses // Opt. Acta. 1986. V. 33, N 1. P. 63–72.
7. Курашев В.Н., Кисиль А.В., Хорошков Ю.В. Влияние спектрального состава излучения на пространственную когерентность в дальней зоне атмосфере // Квант. электрон. 1976. Т. 3, № 1. С. 5–10.
8. Банах В.А. Пространственно-временная когерентность некогерентного лазерного излучения в турбулентной атмосфере // Квант. электрон. 2006. Т. 36, № 3. С. 253–256.
9. Зуев В.Е., Банах В.А., Покасов В.В. Оптика турбулентной атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1988. 270 с.

L.O. Gerasimova, I.V. Zaloznaya. Spatial and temporal coherence of short pulses.

The results of the analysis of the degree of spatial and temporal coherence of optical pulses partially coherent in space and time are presented. It is shown that the spatial and temporal scales of coherence of short pulses exceed those for the continuous wave radiation.