

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛН

УДК 535.32/58

Распространение широкополосных световых пучков

В.А. Банах, Л.О. Герасимова*

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

Поступила в редакцию 20.06.2012 г.

Рассмотрено распространение широкополосных импульсных световых гауссовых пучков в однородной среде при различных условиях дифракции на передающей апертуре. Показано, что при любых радиусах кривизны начального волнового фронта дифракционное уширение импульсного пучка уменьшается с уменьшением длительности импульса и в предельном случае «нулевой» длительности импульса дифракционное распыление пучка отсутствует.

Ключевые слова: дифракция, гауссов световой пучок, δ -импульс; diffraction, Gaussian optical beam, delta-pulse.

Введение

Исследованию оптики коротких импульсов в последние годы уделяется все большее внимание [1–3]. В частности, проводится анализ распространения широкополосных световых импульсов [3–8]. В [4, 5] расчеты дифракции импульсов фемтосекундной длительности проведены для режима дальней зоны. В [7, 8] рассмотрены средняя интенсивность и степень пространственно-временной когерентности частично когерентных световых импульсных пучков без ограничения на режим дифракции и показано, что с уменьшением длительности импульса уменьшается дифракционное уширение светового пучка и улучшается его пространственная когерентность.

В [9] дан анализ амплитуды импульсных сфокусированных световых пучков в плоскости фокуса и сделан вывод, что в предельном случае «нулевой» длительности импульса (δ -импульса) амплитуда поля пучка в фокусе неограниченно возрастает, т.е. сфокусированный δ -импульсный пучок не испытывает дифракции. Однако вопрос о том, что происходит с дифракцией сфокусированных δ -импульсных пучков на расстояниях, не совпадающих с фокальной плоскостью, а также коллимированных и расходящихся δ -импульсных световых пучков с широким временным спектром, остался за пределами результатов [9].

В настоящей статье представлены данные расчета дифракции широкополосных импульсных световых пучков при различных соотношениях между радиусом кривизны волнового фронта пучка и длиной трассы распространения.

1. Основные соотношения

Решение волнового уравнения, описывающего распространение электромагнитного поля $E(\mathbf{r}, t)$ в однородной среде

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

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 в пространстве; t – время; c – скорость света, можно представить в виде разложения по плоским волнам [10]:

$$E(x, \mathbf{p}, t) = \int d\omega e^{-i\omega t} \int d\mathbf{k} e^{-i\mathbf{k}\mathbf{p}} Q_0(\mathbf{k}, \omega) \times \exp\left\{ix\left[\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - \mathbf{k}^2\right]^{1/2}\right\}. \quad (2)$$

В (2) считается, что поле E распространяется вдоль оси x ; $\mathbf{p} = \{y, z\}$ – вектор в поперечной к направлению распространения плоскости; $\mathbf{k} = \{k_y, k_z\}$ – двумерная пространственная частота; ω – временная частота;

$$Q_0(\mathbf{k}, \omega) = Q(x = 0, \mathbf{k}, \omega) = F(\mathbf{k})P(\omega) \quad (3)$$

– пространственно-временной спектр напряженности электрического поля $Q(x, \mathbf{k}, \omega)$ в начальной плоскости $x = 0$, где поле задается в факторизованном виде $E(x = 0, y, z, t) = E_0(\mathbf{p}, t) = U_0(\mathbf{p})G(t)$. Пары $U_0(\mathbf{p})$, $F(\mathbf{k})$ и $G(t)$, $P(\omega)$ связаны прямым и обратным преобразованиями Фурье:

$$F(\mathbf{k}) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int d\mathbf{p} U_0(\mathbf{p}) e^{i\mathbf{k}\mathbf{p}}; \quad (4)$$

* Виктор Арсентьевич Банах (banakh@iao.ru); Лилия Олеговна Герасимова (lilian@sibmail.com).

$$P(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int dt e^{i\omega t} G(t). \quad (5)$$

Зададим начальное распределение когерентного импульсного пучка гауссовым в пространстве и во времени:

$$U_0(\mathbf{p}) = U_0 \exp\left(-\frac{\rho^2}{2a^2} - ik\frac{\rho^2}{2F}\right); \quad (6)$$

$$G(t) = G_0 \exp\left(-\frac{t^2}{2T^2} - i\omega_0 t\right), \quad (7)$$

где a и F соответственно эффективный радиус и радиус кривизны фазового фронта пучка; $k = \omega/c$; T – длительность импульса; ω_0 – несущая частота.

Выполним интегрирование в (4), (5) с использованием (6), (7) и подставим полученные таким образом выражения для $F(\mathbf{k})$ и $P(\omega)$ в (3), а (3) в (2). В результате получим

$$E(x, \mathbf{p}, t) = \frac{TU_0G_0a^2}{(2\pi)^{3/2}} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega e^{-i\omega t} \exp\left[-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{2} T^2\right] \times \\ \times \frac{1}{\left(1 + i\Omega\frac{x}{F}\right)^{-\infty}} \int d\mathbf{k} e^{-i\mathbf{k}\mathbf{p}} \exp\left[-\kappa^2 \frac{a^2}{2(1 + i\Omega(x/F))}\right] \times \\ \times \exp\left[ix(k^2 - \kappa^2)^{1/2}\right], \quad (8)$$

где $\Omega = ka^2/x$.

Путем прямой подстановки (8) в (1) и выполнения соответствующих дифференцирований можно убедиться, что (8) является решением уравнения (1).

При $T \rightarrow \infty$ часть подынтегрального выражения в (8) можно аппроксимировать δ -функцией

$$\frac{T}{\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{2} T^2\right] \rightarrow \delta(\omega - \omega_0)$$

и получить выражение для напряженности электрического поля непрерывного излучения на частоте ω_0 :

$$E(x, \mathbf{p}) = \frac{U_0G_0a^2e^{-i\omega_0 t}}{2\pi} \left(1 + i\Omega_0\frac{x}{F}\right)^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} d\mathbf{k} e^{-i\mathbf{k}\mathbf{p}} \times \\ \times \exp\left\{-\kappa^2 \frac{a^2}{2[1 + i\Omega_0(x/F)]}\right\} \exp\left[ix(k_0^2 - \kappa^2)^{1/2}\right], \quad (9)$$

где $\Omega_0 = k_0a^2/x$; $k_0 = \omega_0/c$.

Если квадратная скобка в последней экспоненте в (8) положительна, т.е.

$$k^2 > \kappa^2, \quad (10)$$

то мы имеем бегущие волны, переносящие энергию в положительном направлении оси x . При равенстве этой скобки нулю переноса энергии вдоль оси x не происходит, а при ее отрицательных значениях мы получим неоднородные волны, экспоненциально затухающие по мере удаления от плоскости $x = 0$ [10].

Таким образом, с физической точки зрения представляют интерес лишь результаты, которые получаются при выполнении условия (10), означающего, что вклад низких временных частот в интеграл (8) невелик. Это позволяет разложить квадратную скобку в последней экспоненте в (8) в ряд Тейлора и, считая условие (10) выполненным, ограничиться двумя первыми слагаемыми этого ряда. В результате приходим к формуле

$$E(x, \mathbf{p}, t) = \frac{T}{i\sqrt{2\pi}} G_0U_0 \int_{-\infty}^{\infty} d\omega e^{-i\omega t} \Omega \exp\left[-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{2} T^2\right] \times \\ \times \frac{e^{ikx}}{\Omega_F} \exp\left\{-\frac{1}{2}\left(\frac{\rho}{a_g}\right)^2 \left[\frac{\Omega(x/F) - i}{\Omega\Omega_F}\right]\right\}, \quad (11)$$

где $a_g = x/(ka)$; $\Omega_F = 1 - i\Omega(1 - x/F)$, соответствующей параболическому приближению волнового уравнения [1, 10–12]:

$$2ik \frac{\partial E(x, \mathbf{p}, t)}{\partial x} + \Delta_{\perp} E(x, \mathbf{p}, t) + \\ + k^2 E(x, \mathbf{p}, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} E(x, \mathbf{p}, t) = 0; \quad (11.a)$$

$\Delta_{\perp} = \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ – двумерный оператор Лапласа. Как

и в случае полного волнового уравнения (1), можно убедиться путем подстановки, что выражение (11) удовлетворяет уравнению (11.a).

Для случая коллимированного пучка ($x/F = 0$) формула (11) приведена в [4] и может быть получена, как частный случай, из формул в работах [7, 8]. При $T \rightarrow \infty$ (11) переходит в хорошо известное выражение для напряженности поля непрерывного излучения на частоте ω_0 в параболическом приближении:

$$E(x, \mathbf{p}, t) = \frac{\Omega_0}{i} G_0U_0 \frac{e^{-i\omega_0 t + ik_0 x}}{\Omega_{F_0}} \times \\ \times \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{\rho}{a_{g_0}}\right)^2 \frac{\Omega_0(x/F) - i}{\Omega_0\Omega_{F_0}}\right], \quad (12)$$

где

$$a_{g_0} = \frac{x}{k_0 a}; \quad \Omega_{F_0} = 1 - i\Omega_0 \left(1 - \frac{x}{F}\right).$$

Из (12) для интенсивности электрического поля $I(x, \mathbf{p}) = |E(x, \mathbf{p}, t)|^2$ получим

$$I(x, \mathbf{p}) = G_0^2 U_0^2 \left(\frac{a}{\rho_d}\right)^2 \exp\left[-\left(\frac{\rho}{\rho_d}\right)^2\right], \quad (13)$$

где $\rho_d = a \left[(1 - x/F)^2 + \Omega_0^{-2}\right]^{1/2}$ – радиус гауссова пучка непрерывного излучения на частоте ω_0 в однородной среде, определяемый по спаданию интенсивности пучка в поперечной плоскости до уровня

e^{-1} , или, иными словами, дифракционный радиус пучка [11, 12].

Чтобы получить выражение для поля импульсного пучка «нулевой» длительности, зададим $G(t)$ в виде δ -импульса:

$$G(t) = \frac{G_0 \sqrt{2\pi} T}{\sqrt{2\pi} T} \exp\left\{-\frac{t^2}{2T^2}\right\} e^{-i\omega_0 t} = \sqrt{2\pi} G_0 T \delta(t) e^{-i\omega_0 t},$$

и отнормируем его на $\sqrt{2\pi} T$, чтобы спектр $P(\omega)$ представлял собой ненулевое равномерное распределение во всей полосе частот $P(\omega) = \frac{1}{2\pi} G_0$. С учетом этой нормировки для напряженности поля $\tilde{E}(x, \rho, t) = E(x, \rho, t) / (\sqrt{2\pi} T)$ из (11) имеем

$$\begin{aligned} \tilde{E}(x, \rho, t) &= \frac{G_0 U_0}{2\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \exp\left[-i\omega\left(t - \frac{x}{c}\right)\right] \frac{\Omega}{\Omega_F} \times \\ &\times \exp\left\{-\frac{1}{2}\left(\frac{\rho}{a_g}\right)^2 \left[\frac{\Omega(x/F) - i}{\Omega\Omega_F}\right]^2\right\}. \end{aligned} \quad (14)$$

В случае сфокусированного в плоскость наблюдения пучка ($x/F = 1$) интегралы в (11) и (14) вычисляются аналитически, и в [9] показано, что при длительности импульса $T \rightarrow 0$ сфокусированный в плоскость наблюдения пучок не испытывает дифракции, его амплитуда в фокусе неограниченно растет. В общем же случае произвольных соотношений между радиусом кривизны фазового фронта пучка F и длиной трассы x интегралы в (11) и (14) аналитически вычислить невозможно. Более того, с уменьшением длительности импульса интеграл в (11) начинает плохо сходиться, а для δ -импульса интеграл в (14) вообще расходится.

2. Асимптотический анализ

Рассмотрим интеграл в (14) более подробно. Разобьем пределы интегрирования на три участка: $[-\infty, -C]$, $[-C, +C]$ и $[C, \infty]$. Константа C выбирается такой, чтобы параметр $\Omega = ka^2/x = \omega a^2/cx$ принимал значения $\Omega \gg 1$ при $\omega < -C$ и $\omega > C$. Тогда при условии $x/F \neq 1$, $\Omega \gg 1$ (14) в области интегрирования $[C, \infty]$ можно представить в виде

$$\begin{aligned} \tilde{E}(x, \rho, t) &= \frac{G_0 U_0}{2\pi \left(1 - \frac{x}{F}\right)} \exp\left\{-\frac{1}{2}\left[\frac{\rho}{a(1-x/F)}\right]^2\right\} \times \\ &\times \int_C^{\infty} d\omega \exp\left[-i\omega\left(t - \frac{x}{c}\right) - i\frac{1}{2}\left(\frac{\rho}{a}\right)^2 \Omega \frac{x}{F} \left(1 - \frac{x}{F}\right)^{-1}\right]. \end{aligned} \quad (15)$$

Откуда для коллимированного пучка ($x/F = 0$) получаем

$$\tilde{E}(x, \rho, t) = \frac{G_0 F_0}{2\pi} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{\rho}{a}\right)^2\right] \int_C^{\infty} d\omega \exp\left[-i\omega\left(t - \frac{x}{c}\right)\right]. \quad (16)$$

То есть интегрирование по области высоких положительных частот показывает, что дифракционного расплывания δ -импульса коллимированного пучка не происходит, он сохраняет свой начальный размер. Это легко видеть, если отнормировать в (16) амплитуду $\tilde{E}(x, \rho, t)$ на ее значение на оси пучка при $\rho = 0$. Точно такой же результат получается при интегрировании по области $[-\infty, -C]$.

Из (15) следует, что и при произвольных соотношениях между радиусом кривизны волнового фронта пучка F и длиной трассы x интегрирование по областям $[-\infty, -C]$ и $[C, \infty]$ приводит к таким же результатам, что и для коллимированного пучка: дифракционного расплывания пучка не происходит, его размеры на расстоянии x полностью определяются геометрией распространения (отношением x/F) и начальным радиусом a . Нормированная амплитуда в этом случае определяется выражением

$$\begin{aligned} E_N(x, \rho, t) &= \frac{\tilde{E}(x, \rho, t)}{\tilde{E}(x, 0, t)} = \\ &= \text{const} \exp\left\{-\frac{1}{2}\left[\frac{\rho}{a(1-x/F)}\right]^2\right\}, \end{aligned} \quad (17)$$

поскольку интегральные множители в выражениях для $\tilde{E}(x, \rho, t)$ и $\tilde{E}(x, 0, t)$ имеют один и тот же порядок стремления к бесконечности и их отношение дает константу. Остается вычислить интеграл (14) в пределах $[-C, C]$, чтобы сделать заключение о дифракции широкополосных δ -импульсных пучков.

На рис. 1 представлены результаты расчета нормированной амплитуды поля $E_N(x, \rho, t)$ на основе формулы (14) с интегрированием от $-C$ до C при $t = x/c$ и $x/F = -1$, $x/F = 2$.

Значение C задавалось равным 10. Для наглядности изображены распределения нормированных амплитуд и их огибающие (рис. 1). Из результатов расчета следует, что огибающие нормированных амплитуд поля E_N убывают в поперечной плоскости до уровня e^{-1} (до 0,3679 по оси ординат) на расстояниях от оси пучка, равных $\rho/a = 2\sqrt{2}$ (2,8320 по оси абсцисс) при $x/F = -1$ и $\rho/a = \sqrt{2}$ (1,4142 по оси абсцисс) при $x/F = 2$ соответственно.

Точно такие же результаты следуют из формулы (17), определяющей нормированную амплитуду поля $E_N(x, \rho, t)$ в отсутствие дифракции. То есть и численное оценивание интеграла (14) в пределах $[-C, C]$ показывает, что дифракционное расплывание δ -импульсного пучка отсутствует.

Таким образом, как при фокусировке излучения в плоскость наблюдения $x/F = 1$ [9], так и при произвольных соотношениях между радиусом кривизны волнового фронта и длиной трассы ($x/F \neq 1$) дифракции широкополосных δ -импульсных пучков не происходит.

Ниже представлены результаты численных расчетов по формулам (8) и (11) нормированной интенсивности поля гауссовых пучков импульсного

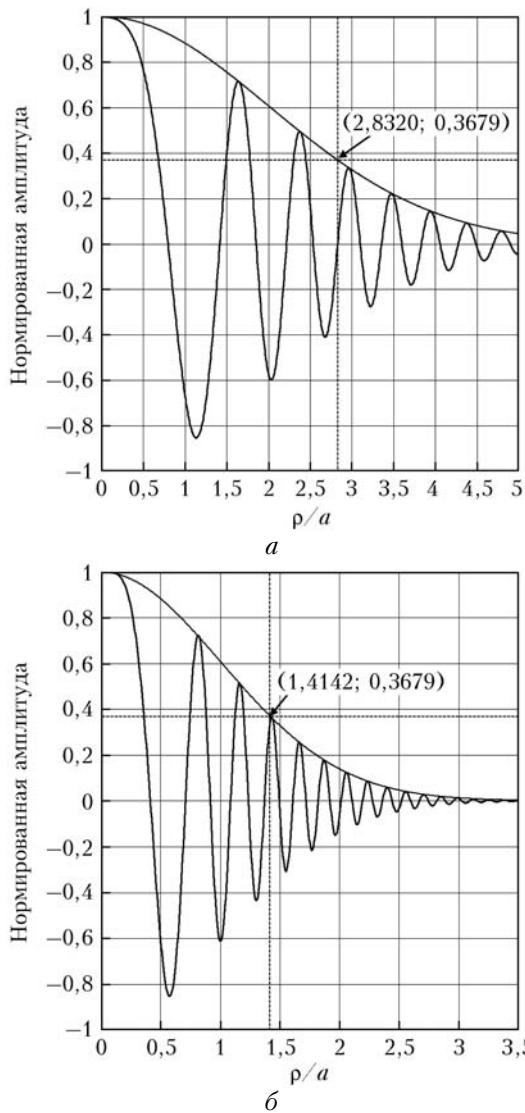


Рис. 1. Распределение нормированной амплитуды поля расходящегося ($x/F = -1$) (а) и сфокусированного в середине трассы ($x/F = 2$) (б) δ -импульсных световых пучков в поперечной к направлению распространения плоскости

излучения $I(x, \rho, t) = |E(x, \rho, t)|^2 / |E(x, 0, t)|^2$ при различной длительности импульса T .

3. Численный анализ

Численный анализ распределения интенсивности $I(x, \rho, t)$ проводился при $t = x/c$, а также различных значениях безразмерных параметров Ω_0 , x/F и $\omega_0 T$. Параметр $\omega_0 T$ характеризует длительность импульса. Значения параметра $\omega_0 T \sim 1$ соответствуют оптическим импульсам фемтосекундной длительности, $\omega_0 T \sim 10^{-3}$ — аттосекундным импульсам и т.д. Для сравнения расстояние от оси пучка ρ на рис. 2—5 дано в двух масштабах: ρ/ρ_d и ρ/a , что позволяет наглядно показать, при каких значениях параметра $\omega_0 T$ масштаб спада нормированной интенсивности $I(x, \rho, t)$ до уровня e^{-1} начинает определяться начальным радиусом пучка a .

На рис. 2 представлены результаты расчета распределения интенсивности коллимированного пучка ($x/F = 0$) при $\Omega_0 = 1$ по формулам (8) (рис. 2, а) и (11) (рис. 2, б).

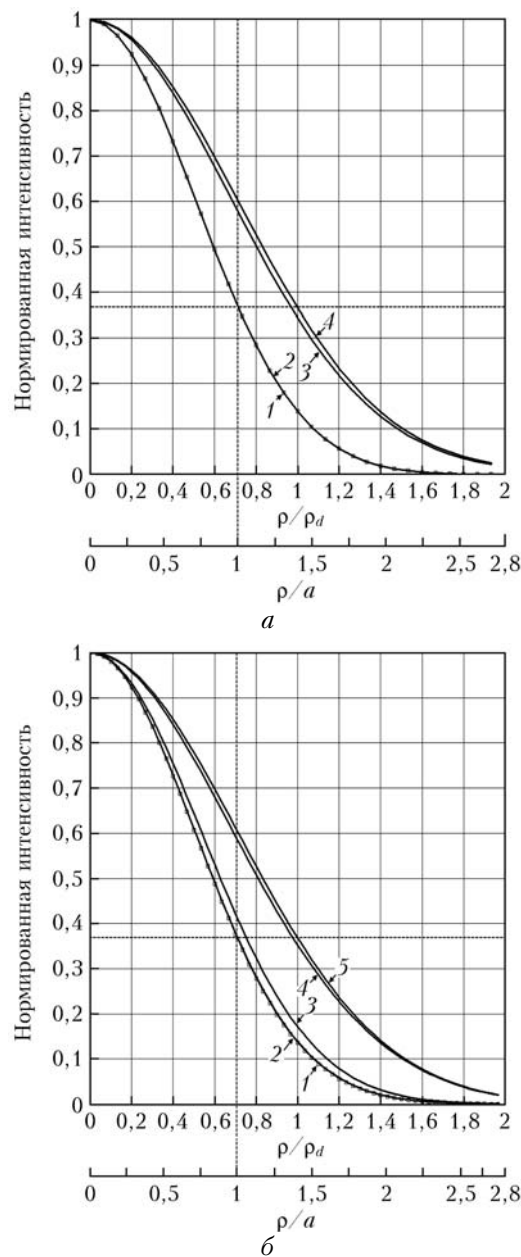


Рис. 2. Распределение интенсивности поля коллимированного импульсного пучка ($x/F = 0$, $\Omega_0 = 1$) в поперечной плоскости: а — расчет на основе волнового уравнения (1) по формуле (8), кривые 1–4 соответствуют значениям $\omega_0 T = 0; 10^{-2}; 1; 100$; б — расчет в параболическом приближении по формуле (11), 1–5 соответствуют значениям $\omega_0 T = 0; 10^{-2}; 10^{-1}; 1; 100$

Из сравнения расчетных данных следует, что результаты, полученные в параболическом приближении (рис. 2, б), совпадают с расчетами на основе формулы (8), являющейся решением полного волнового уравнения (1) (рис. 2, а). Из рис. 2 видно, что с уменьшением длительности импульса масштаб

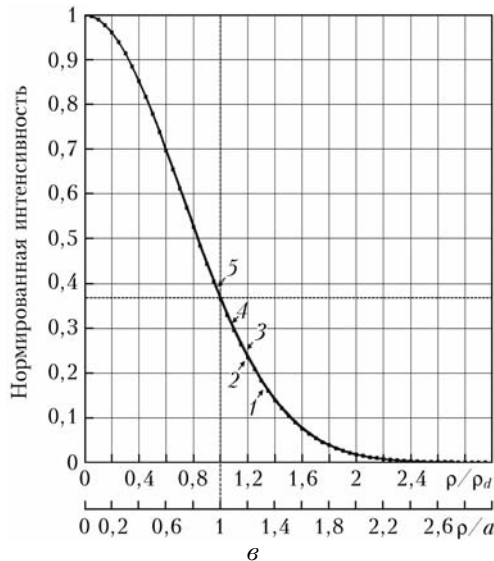
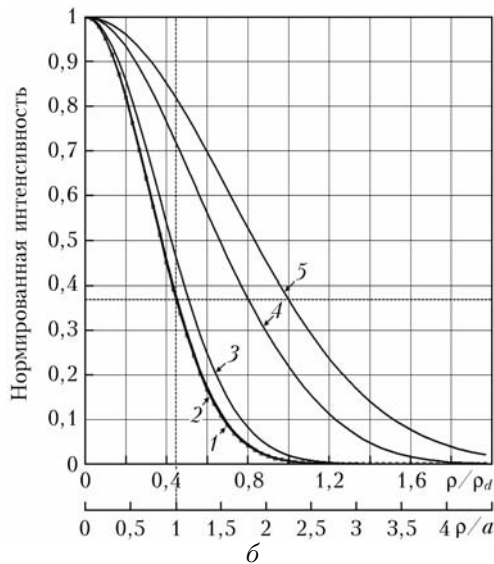
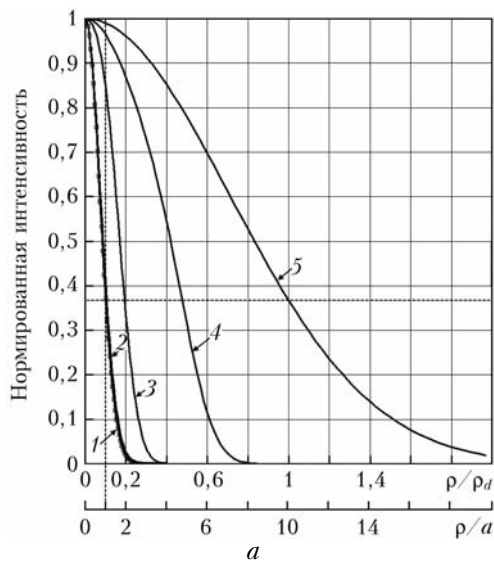


Рис. 3. Распределение интенсивности поля коллимированного импульсного пучка ($x/F = 0$). Кривые 1–5 соответствуют значениям параметра $\omega_0 T = 0; 10^{-3}; 10^{-1}; 1; 100$; $a - \Omega_0 = 10^{-1}$, $b - 0,5$, $v - 15$

спадания интенсивности до уровня e^{-1} изменяется. Если для непрерывного излучения ($\omega_0 T \geq 100$) он определяется дифракционным радиусом гауссова пучка ρ_d [11, 12], то для коротких импульсов уменьшается и уже при $\omega_0 T = 10^{-2}$ определяется начальным радиусом пучка a .

Рис. 3 иллюстрирует вариации диапазона масштабов спада интенсивности коллимированного импульсного пучка до уровня e^{-1} в зависимости от числа Френеля передающей апертуры Ω_0 .

Чем больше вклад дифракционного слагаемого Ω_0^{-2} в выражении для ρ_d , тем сильнее эффект подавления дифракционного расплывания импульсных пучков. И наоборот, при $\Omega_0 = 15$ величина Ω_0^{-2} очень мала, дифракционный радиус пучка ρ_d совпадает с его начальным радиусом и распределение интенсивности не зависит от длительности импульса.

Рис. 4 и 5 представляют данные о распределении интенсивности гауссовых расходящихся ($x/F = -1$)

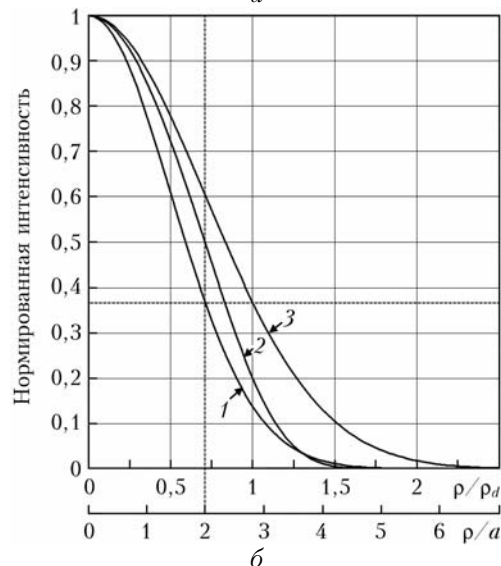
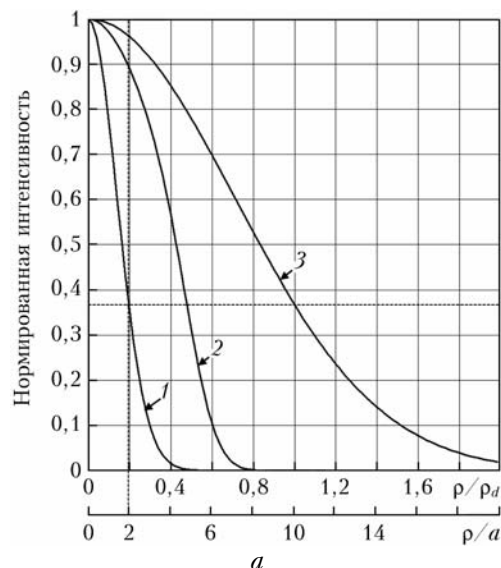


Рис. 4. Распределение интенсивности поля импульсного расходящегося пучка ($x/F = -1$), $\omega_0 T = 10^{-3}$ (1), 1 (2), 100 (3); $a - \Omega_0 = 0,1$, $b - 0,5$

и сфокусированных в середину трассы ($x/F = 2$) импульсных пучков.

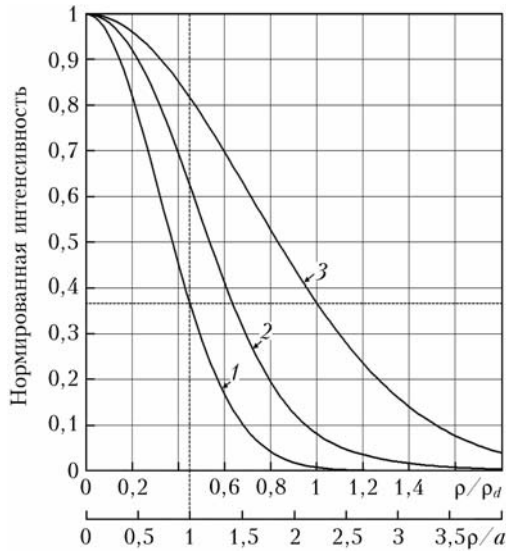


Рис. 5. Распределение интенсивности поля импульсного сфокусированного в середину трассы пучка ($x/F = 2$, $\Omega_0 = 0,5$), $\omega_0 T = 10^{-3}$ (1), 1 (2), 100 (3)

Видно, что, как и в случае коллимированного излучения, при длительностях импульса $\omega_0 T = 10^{-3}$ дифракция подавляется полностью.

Заключение

Проведенный анализ распространения широкополосных импульсных гауссовых световых пучков в однородной среде подтверждает, что выводы работы [7] об уменьшении дифракционного уширения гауссовых импульсных пучков по сравнению с пучками непрерывного излучения справедливы и для более коротких длительностей импульсов, чем те, что были рассмотрены в [7]. Рассмотрен предельный случай дифракции гауссовых импульсных пучков при

«нулевой» длительности импульса. Показано, что, как и в случае фокусировки излучения в плоскость наблюдения ($x/F = 1$) [9], дифракционного уширения δ -импульсных пучков не происходит и при произвольных соотношениях между радиусом кривизны волнового фронта и длиной трассы $x/F \neq 1$.

1. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М.: Наука, 1988, 312 с.
2. Алексимов Д.В., Багаев С.Н., Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Кабанов А.М., Кирпичников А.В., Кистенев Ю.В., Креков Г.М., Матвиенко Г.Г., Ошляков В.К., Панина Е.К., Петров В.В., Пестряков Е.В., Пономарев Ю.Н., Суханов А.Я., Тихомиров Б.А., Трунов В.И., Уогинтас С.Р., Фролов С.А., Худорожков Д.Г. Фемтосекундная атмосферная оптика / Под общ. ред. С.Н. Багаева, Г.Г. Матвиенко. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2010. 238 с.
3. Кандидов В.П., Шленов С.А. Тепловое самовоздействие лазерных пучков и филаментация импульсов в турбулентной атмосфере // Оптика атмосф. и океана. 2012. Т. 25, № 1. С. 11–17.
4. Christov I.P. Propagation of femtosecond light pulses // Opt. Commun. 1985. V. 53, N 6. P. 364–366.
5. Christov I.P. Propagation of partially coherent light pulses // Optica Acta. 1986. V. 33, N 1. P. 63–72.
6. Porras M.A. Ultrashort pulsed Gaussian light beams // Phys. Rev. E. 1998. V. 58, N 1. P. 1086–1093.
7. Залозная И.В., Фалиц А.В. Дифракционное сжатие коротких импульсов // Оптика атмосф. и океана. 2009. Т. 22, № 8. С. 734–738.
8. Герасимова Л.О., Залозная И.В. Пространственная и временная когерентность коротких импульсов // Оптика атмосф. и океана. 2011. Т. 24, № 3. С. 185–189.
9. Banakh V.A. Diffraction free propagation of a focused delta-pulsed beam // Opt. Lett. 2011. V. 36, N 23. P. 4554–4556.
10. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн. М.: Наука, 1979. 383 с.
11. Гурвич А.С., Кон А.И., Миронов В.Л., Хмелевцов С.С. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1976. 280 с.
12. Зуев В.Е., Банах В.А., Покасов В.В. Оптика турбулентной атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1988. 270 с.

V.A. Banakh, L.O. Gerasimova. **Propagation of broadband pulsed optical beams.**

This paper considers the propagation of pulsed optical Gaussian beams through a homogeneous medium under different diffraction conditions on a transmitting aperture. It is shown that for any curvature radius of the initial wave front the diffraction broadening of a pulsed beam decreases with a decrease in the pulse duration, and in the limiting case of zero pulse duration the diffraction spreading of a pulsed beam is absent.