

文章编号: 0253-2239(2004)11-1571-6

超短脉冲复宗量厄米高斯光束*

杨振军 胡 巍 郑一周 陆大全 郭 旗

(华南师范大学传输光学实验室, 广州 510631)

摘要: 从超短高斯脉冲光束出发, 根据复宗量厄米函数的性质, 用理论解析推导的方法, 给出了一组新的超短脉冲光束的解析解, 称为超短复宗量厄米高斯脉冲光束。此脉冲光束解的每个频率分量都是复宗量厄米高斯光束, 时间脉冲的形状是任意的, 具有相同的衍射距离参量, 并且可以描述短于一个光学周期的超短脉冲。对这种超短脉冲光束及其在自由空间中的传输过程进行了较为细致的研究, 分析了超短复宗量厄米高斯脉冲光束的轴上光强、光强的横向分布、等衍射性质、脉冲极性反转、脉冲延迟等基本性质。讨论了引入缓变包络近似后出现的时空奇异性。

关键词: 物理光学; 超短脉冲光束; 缓变包络近似; 脉冲传输

中图分类号: O436 文献标识码: A

The Ultrashort Pulsed Elegant Hermite-Gaussian Beams

Yang Zhenjun Hu Wei Zheng Yizhou Lu Daquan Guo Qi

(Laboratory of Light Transmission Optics, South China Normal University, Guangzhou 510631)

(Received 3 November 2003; revised 8 March 2004)

Abstract: Starting from the ultrashort pulsed Gaussian beams, a family of solutions are found theory in by using the properties of Hermite function, which represents a new family of ultrashort pulsed beams called ultrashort pulsed elegant Hermite-Gaussian beams. These pulsed beams with a certain frequency have a nearly elegant Hermite-Gaussian profile, an arbitrary temporal shape, and a common diffractive distance. These solutions can be even used to describe the ultrashort pulsed beam whose pulse duration is shorter than one optical oscillation period. The ultrashort pulsed elegant Hermite-Gaussian beams and their propagation properties in free space have been studied in detailedly, such as intensity on the axis, polarity reversal, pulse time delay etc. The spatial singularity of the pulsed beams is also discussed when the slowly varying envelope approximation is introduced.

Key words: physical optics; ultrashort pulsed beams; slowly varying envelope approximation; optical transmission

1 引 言

目前, 人们已经可以产生各种激光光束和激光脉冲, 其中就激光脉冲而言, 已经可以产生接近单周期的激光脉冲。由于脉冲时间非常短, 所以与原来的长脉冲有很多不同的性质。首先是通常的缓变包

络近似开始失效, 载波和包络的概念不再存在; 其次, 由于时间空间的耦合而引起许多新的现象, 如时间微分效应, 还有脉冲延时效应, 脉冲极性反转、空间奇异性等等^[1~12]。

超短脉冲及其传输性质的研究得到广泛关注^[9~17]。Porras^[9,10]给出了一组新的超短脉冲光束解析解, 称为脉冲高斯光束(Pulsed Gaussian beams)。这种脉冲光束是在傍轴条件下得到的, 其空间部分的光强呈高斯形分布, 而时间部分可以是任意的。而且这种脉冲光束的时间和空间部分始终是耦合在一起的, 从而产生了脉冲时间延迟、形变、频移等性质。对

* 国家自然科学基金(60278013)、广东省自然科学基金团队项目(20003061)、教育部霍英东教育基金会(81058)、国家高技术研究发展计划专项经费部分资助课题。

E-mail: zjyang@vip.163.com

收稿日期: 2003-11-03; 收到修改稿日期: 2004-03-08

于这种超短脉冲光束,在脉冲宽度极短的情况下(一般为不足一个光学振荡周期),应该用复解析信号理论(Complex analytical signal)^[18]代替我们经常使用的复数表达式(即 $e^{-i\omega t}$,加复振幅包络的表示方式),否则将会出现空间奇异性^[10~18],复解析信号理论能够很好的消除奇异性的出现。

由于超短脉冲传输的复杂性,已找到的脉冲光束的解析解很少。本文从超短高斯脉冲光束解出发,给出了一组新的超短脉冲光束的解析解,其空间分布是复宗量厄米高斯光束(elegant Hermite-Gaussian beams),时间脉冲的形状是任意的,称为超短脉冲复宗量厄米高斯光束(Pulsed elegant Hermite-Gaussian beams)。此解的每个频率分量都是复宗量厄米高斯光束,并且具有相同的衍射距离参量,因此脉冲光束是等衍射的。我们对这种超短脉冲光束的等衍射性质、脉冲极性反转、空间奇异性等基本性质进行了分析。

2 脉冲光束的基本方程

由麦克斯韦方程和波动方程出发,引入移动坐标 $\xi = z, \tau = t - z/c$,做傅里叶变换后利用人们熟知傍轴近似条件,可以得到脉冲光束在频率域中的傍轴传输方程:

$$\left[\nabla_{\perp}^2 - 2ik(\omega) \frac{\partial}{\partial \xi} \right] \tilde{E}(r, z, \omega) = 0, \quad (1)$$

其中 ∇_{\perp}^2 是横向拉普拉斯算子, $k(\omega) = \omega/c$ 。由熟知的傍轴方程的高斯光束解,可以得到光场在频率域中的一个高斯脉冲光束解:

$$\tilde{E}_{mn}(r, z, \omega) = \frac{iz_R}{q} \left(\frac{2q}{k} \right)^{-(m+n)/2} H_m \left(\frac{x}{\sqrt{2q/k}} \right) H_n \left(\frac{y}{\sqrt{2q/k}} \right) \exp \left(ik \frac{r^2}{2q} \right) S(\omega), \quad (4)$$

其中 $H_n(x)$ 代表 n 阶的厄米函数。所以 m, n 阶超短脉冲复宗量厄米高斯光束可以表示为

$$E_{mn}(r, z, \tau) = \frac{iz_R}{q} \left(\frac{2q}{k} \right)^{-(m+n)/2} \int_{-\infty}^{\infty} H_m \left(\frac{x}{\sqrt{2q/k}} \right) H_n \left(\frac{y}{\sqrt{2q/k}} \right) \exp \left(ik \frac{r^2}{2q} \right) S(\omega) \exp(-i\omega\tau) d\omega. \quad (5)$$

可以看出,这是不同频率的超短脉冲复宗量厄米高斯光束的叠加,如果初始时的光谱分布 $S(\omega)$ 已知,那么理论上就可以通过(5)式得到时间域的光强分布。但很可惜的是,这样的积分很复杂,难于得到解析解。

注意到厄米函数的性质

$$H_n(\xi) = (-1)^n \exp(\xi^2) \frac{\partial^n}{\partial \xi^n} \exp(-\xi^2),$$

$$E(r, z, \tau) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{iz_R}{q(\omega)} \times \exp \left\{ -i\omega \left[\tau - \frac{r^2}{2cq(\omega)} \right] \right\} d\omega, \quad (2)$$

其中 $q(\omega) = z + iz_R(\omega)$, $z_R(\omega) = k(\omega)\omega_0^2/2$ 为高斯光束瑞利距离, ω_0 是光束束宽,

$$F(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(\tau) \exp(i\omega\tau) d\tau,$$

是初始时($z=0$)的轴上光强 $F(\tau)$ 的傅里叶变换,也是脉冲光束的光谱分布。由上式可以看出这个积分无一般解。实验中得到的锁模激光光束满足 z_R 与频率无关,从而得到解析解:

$$E(r, z, \tau) = -\frac{iz_R}{q} F(\tau'), \quad (3)$$

其中

$$\begin{cases} F(\tau') = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) \exp(-i\omega\tau') d\omega, \\ \tau' = \tau - \frac{r^2}{2cq} = t - \frac{z}{c} - \frac{r^2}{2cq}. \end{cases}$$

此即 Porras 给出的高斯脉冲光束解^[9]。可以看到,这种脉冲的时间和空间部分是始终耦合在一起的,也因此产生了诸如脉冲时间延迟,形变,频移等一些新的效应^[10]。

3 超短脉冲复宗量厄米高斯光束

我们可以在频率域构造超短复宗量厄米高斯脉冲光束,即

则有

$$\tilde{E}_{mn}(r, z, \omega) = (-1)^{m+n} \frac{\partial^m}{\partial x^m} \frac{\partial^n}{\partial y^n} \tilde{E}(r, z, \omega),$$

其中

$$\tilde{E}_0(r, z, \omega) = \frac{iz_R}{q} S(\omega) \exp \left(i \frac{\omega r^2}{2cq} \right)$$

是高斯脉冲光束在频率域的解。对其做逆傅里叶变换,则可以得到时间域的光强分布:

$$E_{nm}(r, z, \tau) = (-1)^{m+n} \frac{\partial^m}{\partial x^m} \frac{\partial^n}{\partial y^n} E_0(r, z, \tau), \quad (6)$$

其中 $E_0(r, z, \tau)$ 即(3)式给出的高斯脉冲光束的解。下面我们将利用此关系,从时域中电场的表达式出发,直接推导复宗量厄米高斯脉冲光束的解。

采用归一化单位:横向距离用光束宽度 w_0 归一,纵向尺度用瑞利距离 z_R 归一,时间用光波的振荡周期 T_0 归一,即

$$(r', x', y', z', q', \tau') = \left(\frac{r}{w_0}, \frac{x}{w_0}, \frac{y}{w_0}, \frac{z}{z_R}, \frac{q}{z_R}, \frac{\tau}{T_0} \right),$$

做代换 $g(\zeta) = \tau' + \zeta^2/2, \zeta = r' / \sqrt{-\pi q'}$, 则(3)式变为

$$E(r', z', \tau') = \frac{i}{q'} F \left[T_0 \left(\tau' - \frac{r'^2}{2\pi q'} \right) \right] = \frac{i}{q'} F(T_0 g), \quad (7)$$

注意到 $g'(\zeta) = \zeta, g''(\zeta) = 1, g'''(\zeta) = 0$, 即 $g(\zeta)$ 对 ζ 的三阶及以上的导数均为零,这将极大地简化计算结果。

先计算 $n = 0$ 的情况,可以得到 $E_{m0}(r', z', \tau')$ 的结果:

$$E_{m0}(r', z', \tau') = \frac{i}{q'} \frac{\partial^m}{\partial x^m} F(g) = \frac{i}{q'} \sum_{a=0}^{m/2} A_{m,a} x'^{m-2a} F^{(m-a)}(T_0 g), \quad (8)$$

其中 $F^{(m-a)}$ 代表对 g 的 $(m-a)$ 阶导数。系数 $A_{m,a}$ 满足递推关系式

$$A_{m,a} = (m - 2a + 1)A_{m-1,a-1} + A_{m-1,a},$$

这里 $0 \leq a \leq m/2$, 并且在使用递推关系时定义 $a > m/2$ 时 $A_{m,a} = 0$, 这里给出递推时需要的前几项: $a_{1,0} = 1; A_{2,0} = 1, A_{2,1} = 1; A_{3,0} = 1, A_{3,1} = 3; A_{4,0} = 1, A_{4,1} = 6, A_{4,2} = 3$ 。这样就得到了一维情况下的复宗量厄米高斯脉冲光束表达式。

$$E_{m0}(r', z', \tau') = \frac{i}{q'} \sum_{a=0}^{m/2} A_{m,a} \frac{(-1)^{m-a} (\alpha + m - a - 1)!}{(\alpha - 1)!} \left(\frac{x'}{\sqrt{-\pi q'}} \right)^{m-2a} \left(\frac{iM}{g + iM} \right)^a \left(\frac{1}{g + iM} \right)^{m-a}, \quad (10)$$

(10) 式即为复宗量厄米高斯脉冲光束的具体表达式。

下面对(10)式的一些基本性质进行一些定性的分析。首先考察轴上光强。由于在轴上 ($x = 0$ 时), $(x' / \sqrt{-\pi q'})$ 项为零, 所以对于为偶数时, 求和号中除了 $(x' / \sqrt{-\pi q'})^0$ 外, 其他所有项均为零, 即对于 m 为偶数时, (10) 式仅有一项:

$$E_{m0}(0, z', \tau') = \frac{iA_{m,a} (-1)^{m/2} (\alpha - 1 + m/2)!}{(\alpha - 1)!} \left(\frac{iM}{g + iM} \right)^a \left(\frac{1}{g + iM} \right)^{m/2}, \quad (11)$$

而对于 m 为奇数, $E_{m0}(0, z', \tau') \equiv 0$ 。这些对 m 分别为奇偶数的分析和已知的厄米高斯函数是相符合

的。我们注意到的复宗量厄米高斯脉冲光束的表达式(5)中有系数 $(iz_R/q)(2q/k)^{-(m+n)/2}$, 所以存在相

对于二维情况,其推导过程与一维基本相同,这里不再作推导,而直接给出结果,即

$$\frac{\partial^{m+n}}{\partial \zeta^m \partial \epsilon^n} E(x', y', z', \tau') = \frac{i}{q} \sum_{a=0}^{m/2} \sum_{b=0}^{n/2} A_{m,a} B_{n,b} \times \zeta^{m-2a} \epsilon^{n-2b} F^{(m-a+n-b)}(T_0 g), \quad (9)$$

这里

$$\zeta = \frac{x'}{\sqrt{-\pi q'}}, \quad \epsilon = \frac{y'}{\sqrt{-\pi q'}},$$

$$g(\zeta, \epsilon) = \tau' + \frac{\zeta^2}{2} + \frac{\epsilon^2}{2},$$

$A_{m,a}, B_{n,b}$ 是系数,递推关系式为

$$A_{m,a} = (m - 2a + 1)A_{m-1,a-1} + A_{m-1,a},$$

$$B_{n,b} = (n - 2b + 1)B_{n-1,b-1} + B_{n-1,b}.$$

注意到此表达式中并未出现厄米函数项,正如高斯脉冲光束的表达式中也没有出现高斯函数项一样。这是因为(9)式和(3)式都是可以适用于亚周期脉冲或无振荡脉冲^[9]的形式,只是要求 F 是复解析信号解。在后面我们会看到,对于脉冲宽度长于一个光学周期,我们可以使用复振幅包络加 $\exp(-i\omega t)$ 的形式,表达式中就会出现厄米项。

4 应用举例

本节将 $F(\tau)$ 取为泊松谱脉冲 (Poisson spectrum pulse) 的形式 $F(\tau) = [it_0 / (\tau + it_0)]^\alpha$, 对已经得到的复宗量厄米高斯脉冲光束表达式进行研究。这里泊松谱脉冲本身是复解析信号解。为方便计算,这里仅计算 $E_{m0}(r', z', \tau')$ 一维情况,对于二维情况可以类似得到。

按照前面的归一化过程,泊松谱脉冲可以表示为 $F(T_0 g) = [iM / (g + iM)]^\alpha$, 这里取 $M = t_0 / T_0, g = \tau' - r'^2 / (2\pi q')$ 。所以(9)式可以化简为

的。我们注意到的复宗量厄米高斯脉冲光束的表达式(5)中有系数 $(iz_R/q)(2q/k)^{-(m+n)/2}$, 所以存在相

移 $\psi(z) = [(m+n)/2 + 1]\arctan(z/z_R)$, 其相移比高斯光束的戈维相移 (Gouy phase shift) $\phi(z) = \arctan(z/z_R)$ 大, 但比厄米高斯光束的相移 $\psi(z) = (m+n+1)\arctan(z/z_R)$ 小。相移导致了光束传输时轴上脉冲形状的变化。对于高斯脉冲光束, 脉冲光束传输时会出现脉冲极性反转的现象^[5,9]。图 1 给出

了复宗量厄米高斯脉冲光束在传输时轴上 $r = 0$ 脉冲形状变化图。从图中可以看到复宗量厄米高斯脉冲光束的相移导致脉冲的形状发生了显著的变化, 脉冲极性多次反转。而且厄米函数的阶数越高, 相移越大, 极性反转的次数也越多。冯等人已经在实验中观察到了超短太赫兹脉冲的戈维相移^[5]。

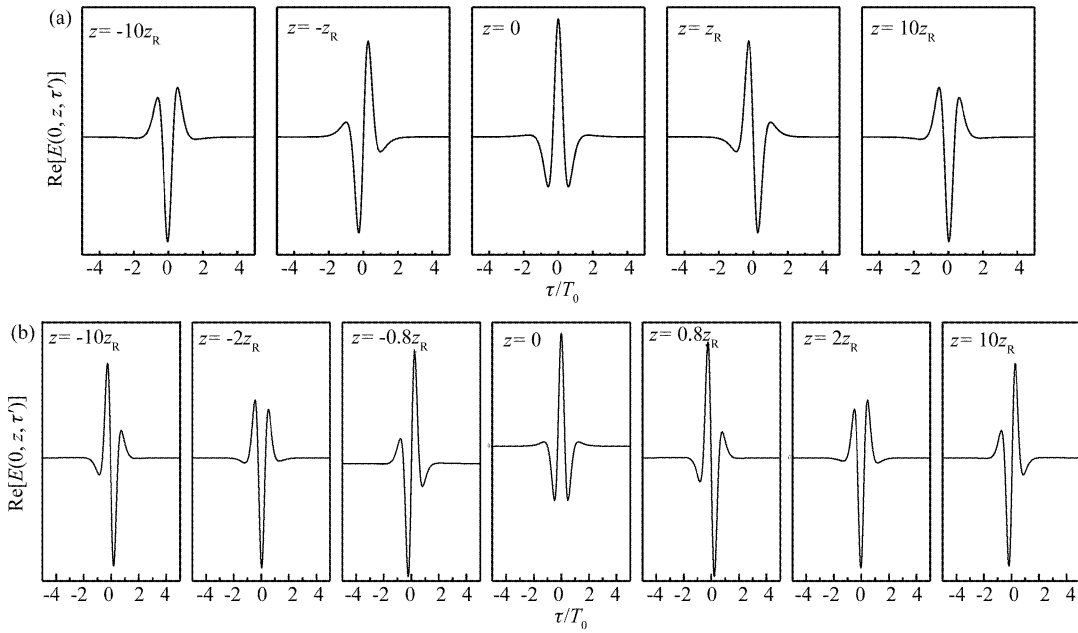


Fig. 1 The pulse shape of the real part of the ultrashort pulsed elegant Hermite-Gaussian beam at different distance. $m=2$ in (a), $m=4$ in (b). The other parameters: $r=0, z=0, \alpha=4$

虽然表达式(10)中没有出现厄米函数项, 但复宗量厄米高斯脉冲光束的横向空间分布非常接近复宗量厄米高斯函数的分布形式。图 2 中给出复宗量厄米高斯脉冲光束和复宗量厄米高斯函数的对比。图 2(a)和图 2(b)分别是 $m=2, 4$ 时复宗量厄米高斯脉冲光束和复宗量厄米高斯函数的横向空间分布。从图 2 中可以清楚地看到我们得到的空间分布的确

是复宗量厄米高斯形的。选择恰当的参量, 复宗量厄米高斯脉冲光束和复宗量厄米高斯函数基本重合。实际上, 由于超短脉冲的时空耦合影响, 高斯脉冲光束[(3)式]和复宗量厄米高斯脉冲光束[(9)式]的空间横向分布并不是严格的高斯或复宗量厄米高斯分布。只有在脉冲宽度变大时, 时空耦合减弱, 横向空间分布才趋近严格的高斯或复宗量厄米高斯分布。

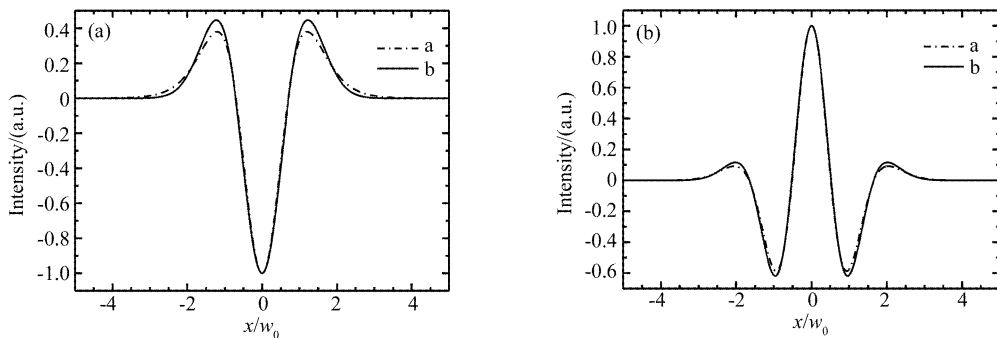


Fig. 2 Comparison of the spatial transversal intensity between the pulsed elegant Hermite-Gaussian beam and the elegant Hermite-Gaussian function. The dashed curves represent the elegant Hermite-Gaussian function; and the solid curves represent the pulsed elegant Hermite-Gaussian beam. The other parameters: in figure (a): $m=2, \tau=0, z=0, \alpha=6$; in figure (b): $m=4, \tau=0, z=0, \alpha=20$

当 $\alpha \rightarrow \infty$ 时, 泊松谱脉冲趋近于高斯脉冲^[9], 于是可以得到复宗量厄米高斯脉冲光束:

$$E_{m0}(x', z', \tau') = \frac{i}{q} \exp\left(\frac{ix'^2}{q}\right) \exp(2\pi i \tau') \sum_{a=0}^m a_m \left(-\sqrt{\frac{q}{i}}\right)^{m-a} H_{m-a}\left(\frac{x'}{\sqrt{q/i}}\right) A_x^{(a)}(T_0 \zeta'), \quad (12)$$

其中 a_m 的值由二项式系数确定; $A_x(T_0 \zeta')$ 的表达式为

$$A(T_0 \zeta') = \exp\left[-\left(t' - \frac{x'^2}{2\pi q}\right)^2 / T_p^2\right],$$

式中 $A_x^{(a)}(T_0 \zeta')$ 项中的上标 (a) 表示对 x' 求 a 阶导数。

从(12)式可以清晰地看到厄米项的出现。但在这里需要说明的是, 由于泊松谱脉冲是复解析信号的, 所以对于极短的脉冲光束(可以和载波的周期相比拟时), 利用泊松谱脉冲得到的(10)式是没有空间奇异性的, 而利用高斯脉冲形式得到的复宗量厄米高斯脉冲光束, 即(12)式, 是有空间奇异性的。图3是在初始时刻初始位置 $m=2$ 时, 且脉冲宽度为一个光学周期, 分别由(10)式和(12)式得到的复宗量厄米高斯脉冲光束光场横向强度分布。从图3中可以清楚地看到由(12)式得到的复宗量厄米高斯脉冲光束的空间奇异性非常强烈。解决空间奇异性的办法是使用复解析信号, 但计算一般都相当麻烦。对于空间奇异性已有较多文献进行过研究^[10~12, 18], 这里就不再讨论。

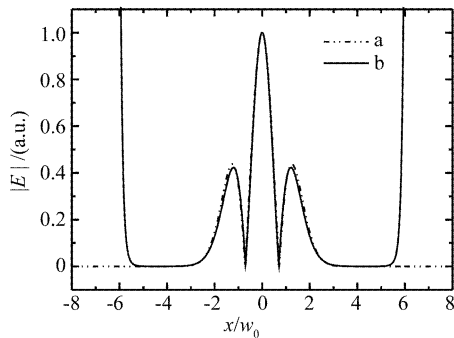


Fig. 3 The transversal intensity of the pulsed elegant Hermite-Gaussian beam with one optical oscillation period. The dashed curve is plotted according to Eq. (10); the solid curve is plotted according to Eq. (12). Parameters: $m=2, \tau=0, z=0, \alpha=60$

等衍射脉冲光束(如高斯脉冲光束)的传输中, 会出现轴外脉冲的时间延迟等效应。我们注意到的复宗量厄米高斯脉冲光束也同样具有这样的效应。图4给出了式中 $m=6$ 时, 脉冲传输一个瑞利距离后的时间延迟。实线 c 是 $x=0$ 处的时间波形, 虚线 b 是 $x=2w_0$ 时的时间波形, 点划线 a 是 $x=4w_0$ 时

的时间波形。可以看到离轴越远的脉冲的延时越大。通过计算可以证明, 延时量的大小决定于光束的波前曲率, 和高斯脉冲光束的情况一致。上述情况是在 $z>0$ 时, 时间延迟向后沿, 如果是 $z<0$ 那么, 时间延迟则向前沿。图中 $x=2w_0$ 处的强度比时要大是因为脉冲光束的横向分布有一定的振荡起伏。

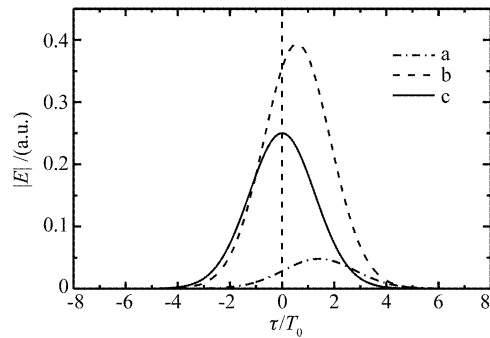


Fig. 4 The time delay of the pulsed elegant Hermite-Gaussian beam for at one Rayleigh distance. The other parameters is the same as these in Fig. 3

总结 本文从高斯脉冲光束出发, 给出了一组新的超短脉冲光束解, 其空间分布是复宗量厄米高斯光束, 时间脉冲的形状是任意的, 称为超复宗量厄米高斯脉冲光束解。此解的每个频率分量都是复宗量厄米高斯光束, 并且具有相同的衍射距离参量, 因此脉冲光束是等衍射的。文中对这种超短脉冲光束的一些基本性质进行了分析。并给出了复宗量厄米高斯脉冲光束的轴上光强、戈维相移、光强的横向分布、脉冲延迟、空间奇异性等。研究表明, 复宗量厄米高斯光束的传输性质和高斯脉冲光束的性质非常类似。

参 考 文 献

- 1 Kaplan A E. Diffraction-induced transformation of near-cycle and subcycle pulses. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1998, **15**(3): 951~955
- 2 Ranka J K, Ranka A L. Breakdown of the slowly varying envelope approximation in the self-focusing of ultrashort pulses. *Opt. Lett.*, 1998, **23**(7): 534~536
- 3 Brabec T, Krausz F. Nonlinear optics pulse propagation in the single-cycle regime. *Phys. Rev. Lett.*, 1997, **78**(17): 3282~3285
- 4 Caron C F R, Potvliege R M. Free-space propagation of ultrashort pulses: space-time couplings in Gaussian pulse beams. *J. Modern Optics*, 1999, **46**(13): 1881~1891

- 5 Feng S, Winful H G. Guoy shift and temporal reshaping of focused single-cycle electromagnetic pulses. *Opt. Lett.*, 1998, **23**(5): 385~387
- 6 Feng S, Winful H G. Spatiotemporal structure of isodiffracting ultrashort electromagnetic pulses. *Phys. Rev. (E)*, 2000, **61**(1): 862~873
- 7 Wang Zhongyang, Zhang Zhengquan, Xu Zhizhan *et al.*. Space-time profiles of an ultrashort pulsed Gaussian beam. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1997, **33**(4): 566~573
- 8 Wang Zhongyang, Xu Zhizhan, Zhang Zhengquan. Diffraction integral formulas of the pulsed wave field in the temporal domain. *Opt. Lett.*, 1997, **22**(6): 354~356
- 9 Porras M A. Nonsinusoidal few-cycle pulsed light beams in free space. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1999, **16**(9): 1468~1474
- 10 Porras M A. Ultrashort pulsed Gaussian light beams. *Phys. Rev. (E)*, 1998, **58**(1): 1086~1093
- 11 Fu Xiquan, Guo Hong, Hu Wei *et al.*. Invalidation of the slowly-varying envelope approximation and producing and eliminating of the spatial singularity for ultrashort pulsed beam propagation in free space. *Acta Physica Sinica* (物理学报), 2001, **50**(9): 1693~1698 (in Chinese)
- 12 Yang Zhenjun, Hu Wei, Fu Xiquan *et al.*. The production and elimination of the spatial singularity for ultrashort chirped pulse beam propagation in free space. *Acta. Physica Sinica* (物理学报), 2003, **52**(8): 1920~1924 (in Chinese)
- 13 Zhong Fangchuan, Hu Xueyuan, Deng Jian *et al.*. Third Harmonic generation in air through interaction with ultrashort intense laser pulses. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 2002, **22**(1): 10~13 (in Chinese)
- 14 Chen Min, Chen Jianwen, Gao Hongyi *et al.*. Effect of chirped pulse on phase distortion in second harmonic generation. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 2002, **22**(7): 890~892 (in Chinese)
- 15 Yuan Xiao, Yu Wei, Chen Zhaoyang *et al.*. Relativistic self-guiding of ultrashort laser pulse radiation in low density plasmas. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 2002, **22**(2): 161~164 (in Chinese)
- 16 Lu Daquan, Hu Wei, Zheng Yizhou *et al.*. The influence of vectorial effects in the non-paraxial propagation of ultrashort pulsed beam in free space. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 2004, **24**(1): 52~56 (in Chinese)
- 17 Tian Huiping, Li Zhonghao, Wang Gang *et al.*. Numerical research of interaction between femtosecond optical pulses. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 2001, **21**(5): 513~517 (in Chinese)
- 18 Born M, Wolf E. *Principles of Optics*. 7th ed. Cambridge: Cambridge University Pres, 1999. 557~562



征 订 启 事

《光学手册》

顾问: 龚祖同 主编: 李景镇 陕西科学技术出版社 16开, 1541页, 定价: 100.00元

本手册是我国编写的第一本基础性大型光学手册。全书有 2700 多个公式, 1400 余幅插图和 400 多个数据表格, 230 万字。手册包括 25 个光学学科, 5 个附录, 2 个索引。由 20 多位光学专家编撰完成, 在编写过程中得到了龚祖同、王大珩、侯洵、薛鸣球等著名光学专家的指导和帮助, 保证了该手册的编写质量和权威性。资料丰富, 表达方式详细得当, 是“一本兼顾光学工作者和非光学科技工作者的参考书”(引自王大珩院士为本书的题词)。

《第十六届全国激光会议论文集》

第十六届全国激光学术会议于 2003 年 10 月 19~22 日在上海举行, 会议论文集由《中国激光》编辑部以增刊形式出版。增刊定价为每册 100 元, 光盘版为每张 50 元。

本期增刊共收录了 170 多篇论文, 约 600 多页。出版时间为 2004 年 3 月。论文集较全面地反映了近年来我国激光科学技术研究、应用和产业化的最新成果, 显示了激光科学技术对国家 863 计划、重大项目、国家基金和产业发展等方面的重要作用与贡献。

《第八届国际光电子和光通信学术会议(OECC'2003)论文集》

第八届国际光电子和光通信学术会议于 2003 年 10 月 13~16 日在上海举行, 会议论文集由《光学学报》编辑部以增刊形式出版。增刊定价为每套 100 元, 光盘版为每张 50 元。

论文集共收录论文 436 篇, 800 多页, 分上下两册。对该论文集 OECC 会议节目委员会的评价是: 质量之高, 可与国际上知名的优秀论文集媲美。

如需购买, 请与光学期刊联合编辑部葛晓红联系。

电话: 021-69918428, 021-69918011

请从邮局汇款 地址: 上海 800-211 信箱, 光学期刊联合编辑部 邮编: 201800

光学期刊联合编辑部
2004 年 4 月