

## 超短啾啾高斯脉冲叠加光束的空间异常特性分析

曹劭文, 张蓉竹\*, 孙年春

(四川大学 电子信息学院, 四川 成都 610064)

**摘要:** 以 ICF 系统应用为背景, 建立了四束超短啾啾高斯脉冲远场能量叠加分析模型, 分别对单束及多束超短啾啾高斯脉冲的空间异常特性进行了数值模拟和分析。结果表明: 脉宽是影响超短啾啾高斯脉冲叠加光束产生空间异常现象的主要因素。在利用指数函数复振幅包络的解析式进行分析时, 使用脉宽小于 1 个光振荡周期的超短啾啾高斯脉冲进行叠加应控制参数在合理的范围内,  $r < 1w_0$  时可有效避免空间异常现象。

**关键词:** 靶面能量叠加; 啾啾; 脉宽

**中图分类号:** O436.1   **文献标志码:** A   **DOI:** 10.3788/IRLA201847.1006002

## Analysis of spatial singularity of the ultrashort chirped Gaussian multi-pulse superposition

Cao Shaowen, Zhang Rongzhu\*, Sun Nianchun

(College of Electronics and Information Engineering, Sichuan University, Chengdu 610064, China)

**Abstract:** According to the application requirement of ICF system, an analysis model of energy superposing on the target plane of four-ultrashort chirped Gaussian pulses was established. By using the analytical expression of the envelope of complex exponential function, the spatial singularity of one pulse and superposition of multi-pulses were analyzed by numerical simulation. The results show that the pulse width is the main factor to influence the spatial singularity phenomenon of the ultrashort chirped Gaussian pulse. While the pulse width was less than one oscillation period, the parameters should be controlled carefully within reasonable horizontal distance, which was less than  $1w_0$  in order to prevent the spatial singularity.

**Key words:** target surface energy superposition; chirp; pulse width

收稿日期: 2018-05-05; 修订日期: 2018-06-03

基金项目: 国家高技术研究发展计划(2012AA8042038); 四川省教育厅创新团队资助项目(13TD0048)

作者简介: 曹劭文(1993-), 女, 硕士生, 主要从事激光传输方面的研究。Email: CSW\_Monica@163.com

通讯作者: 张蓉竹(1975-), 女, 教授, 博士生导师, 主要从事激光与光电子技术、精密光学制造与测试技术等方面的研究。

Email: zhang\_rz@scu.edu.cn

## 0 引言

超短脉冲技术的快速发展带动了物理学、化学、生物医学以及材料等多个领域对微观超快技术的应用,如量子控制化学、半导体相干光谱等。其典型应用包括 ICF 系统的快点火方案,通过超短超强激光在聚变靶丸上穿孔并利用超热电子向内传输能量来实现激光点火<sup>[1]</sup>。近年来,利用啁啾脉冲放大<sup>[2]</sup>等技术已可获得能量更强、脉宽更短的激光脉冲。但超短脉冲在传输过程中由于时空耦合效应产生的波形失真,空间分布异常等现象也成为限制高能短脉冲系统输出光束质量和聚焦峰值功率密度提升的重要因素<sup>[3-4]</sup>。

目前,针对超短脉冲光束的时空特性的研究主要集中在利用超短脉冲的时空耦合效应进行脉冲压缩<sup>[5]</sup>、脉冲整形<sup>[6]</sup>,以及避免超短脉冲的时空耦合效应在脉冲聚焦时产生的负效应<sup>[7]</sup>等方面。此外,超短超强激光推动了快点火技术的发展,但由于增益介质的放大能力有限、光学材料损伤阈值等客观条件的限制,单束啁啾光束的输出仍然很难满足快点火实验的要求,故此采用多束超短脉冲激光叠加来产生足够的能量和钻孔效应<sup>[8]</sup>。同时,快点火方案还对焦斑的时域波形及空间分布有着特定的需求。因此,还需深入探究超短脉冲存在的空间异常现象对叠加光束的脉冲特性的影响。建立了 4 束超短啁啾高斯脉冲远场能量叠加分析的数学模型,并在此基础上对超短啁啾高斯脉冲及其叠加光束的空间异常现象进行了分析与讨论,为掌握或消除时空耦合效应的影响提供一定的理论基础。

## 1 超短啁啾高斯脉冲的时空异常特性

由于脉冲峰值功率的大小由脉冲宽度和脉冲能量两方面决定,因此为获得超强超短脉冲激光,研究中常采用啁啾脉冲放大技术和光参量啁啾放大技术来获得具有极高峰值功率的脉冲。由波动方程  $\Delta E - (1/c^2)\partial^2 E/\partial t^2 = 0$  并拟设  $E = \psi(x, y, z, t)\exp[i\omega_0(t-z/c)]$  可以得到真空中脉冲光束的传输方程<sup>[9]</sup>:

$$\Delta\psi - 2i\frac{\omega_0}{c}\frac{\partial\psi}{\partial z} - 2i\frac{\omega_0}{c^2}\frac{\partial\psi}{\partial t} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\psi}{\partial t^2} = 0 \quad (1)$$

式中:  $\omega_0 = 2\pi/T_0$  为角频率,  $T_0$  为光振荡周期。

为化简方便,引入新变量  $\tau = t - z/c, z = z$ , 在傍轴近似条件下,公式(1)的解为:

$$\psi(r, z, \tau) = \psi_p\left(\tau - \frac{r^2}{2cq(z)}\right) \frac{iz_R}{q(z)} \exp\left[\frac{-ik_0 r^2}{2q(z)}\right] \quad (2)$$

式中:  $z \rightarrow q(z) = z + iz_R, z_R = k_0 w_0^2/2$  为瑞利距离,束腰宽度  $w_0 = 0.4 \text{ mm}, z_R > 0$ ,波数  $k_0 = \omega_0/c$ ,横向距离  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ 。

此时,解析解  $E(r, z, \tau) = \psi(r, z, \tau)\exp(i\omega_0\tau)$  可表示为:

$$E(r, z, \tau) = -\frac{iz_R}{q(z)} \psi_p(\tau_c) \exp(i\omega_0\tau) \quad (3)$$

其中,  $\tau_c = \tau - \frac{r^2}{2cq(z)}$ 。

啁啾高斯脉冲的表达式为:

$$\psi_p(\tau) = \exp\left[-(1+iC)\frac{\tau^2}{T_p}\right] e^{-i\omega_0\tau} \quad (4)$$

将公式(4)代入公式(3)可得到超短啁啾高斯脉冲光束的解析表达式为:

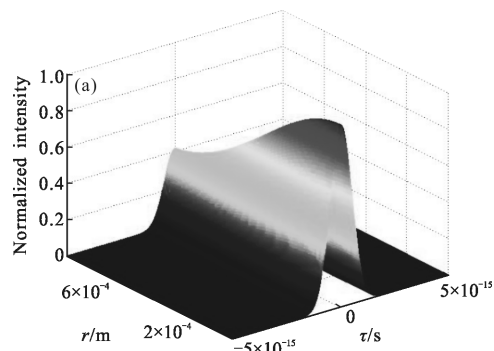
$$E(r, z, \tau) = -\frac{iz_R}{q(z)} \exp\left[-\frac{1+iC}{T_p^2}\left(\tau - \frac{r^2}{2cq(z)}\right)^2\right] \exp\left(ik_0\frac{r^2}{2q}\right) e^{-i\omega_0\tau} \quad (5)$$

对应的光强表达式为:

$$I = E \cdot E^* = \frac{z_r^2}{q^2(z)} \exp\left[-\frac{2}{T_p^2}\left(\tau - \frac{r^2}{2cq(z)}\right)^2\right] \quad (6)$$

对公式(6)进行取模运算后忽略虚部的影响,  $r^4$  项为  $E$  的主要影响因子。对于脉宽小于一个光振荡周期的超短啁啾高斯脉冲光束,将有空间奇异的情况出现,当  $r$  趋近于无穷时光强  $E$  不再趋近于 0,即脉冲光束发生不符合物理意义的光束行为。根据公式(6),先对啁啾系数  $C=2$ ,光波振荡周期  $T_0=1 \text{ fs}$ ,不同脉宽时的超短啁啾高斯脉冲的光场分布情况进行了探究。

如图 1 所示,在啁啾系数一定时随着脉宽变窄,超短啁啾高斯脉冲的空间奇异性表现得越剧烈,脉冲



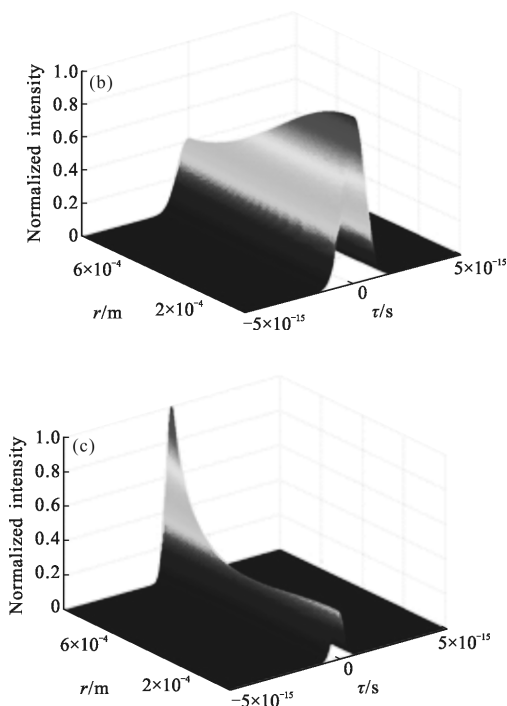


图 1 啾啾系数  $C=2$ , 脉宽分别为 (a)  $T_p=1T_0$ , (b)  $T_p=0.8T_0$ , (c)  $T_p=0.5T_0$  时超短啾啾高斯脉冲的强度分布三维图  
Fig.1 Intensity distributions of ultrashort chirped Gaussian pulse for pulse width (a)  $T_p=1T_0$ , (b)  $T_p=0.8T_0$  and (c)  $T_p=0.5T_0$  respectively when chirp coefficient  $C=2$

波形逐渐失真。如图 2 所示, 当啾啾系数一定, 随脉宽增大, 超短啾啾高斯脉冲的奇点逐渐远离光束中心。当  $T_p > 1T_0$  时在  $r < 3w_0$  的范围内可忽略空间异常特性。

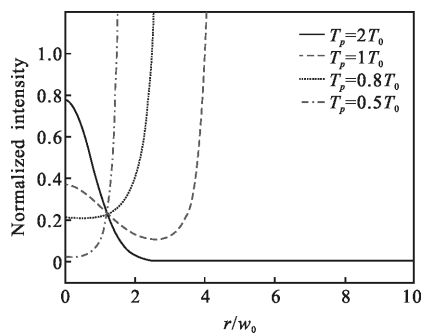


图 2 啾啾系数  $C=2$ , 脉宽变化时超短啾啾高斯脉冲光束横向分布示意图  
Fig.2 Variations of transverse distribution of ultrashort chirped Gaussian pulse with pulse width when chirp coefficient  $C=2$

除脉宽之外, 啾啾系数也会对超短啾啾高斯脉冲的时空特性产生重要影响。

图 3 中, 当振荡周期  $T_0=1$  fs, 脉宽  $T_p=1$  fs 时, 不同啾啾系数的单束超短啾啾高斯脉冲的光强分布。

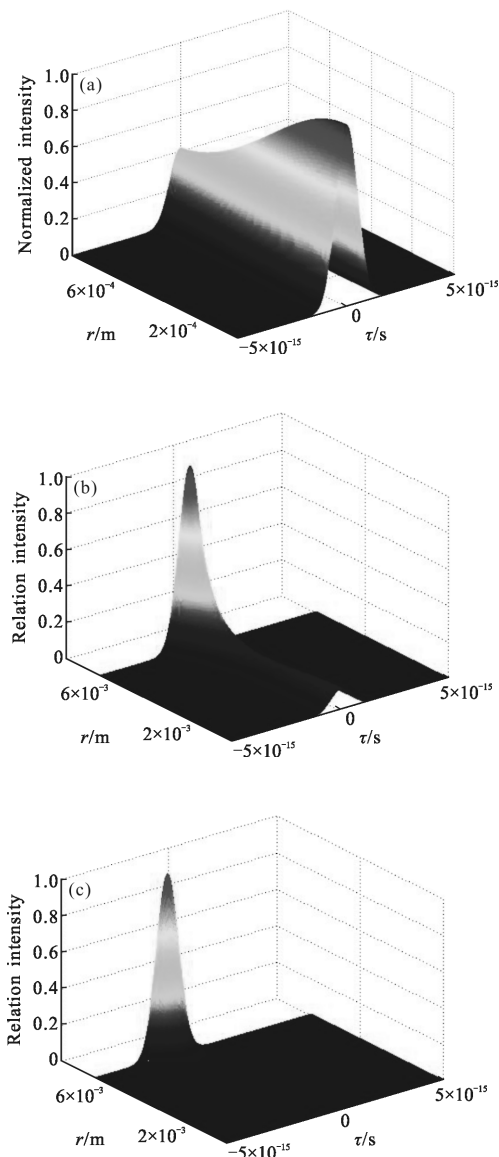


图 3 脉宽  $T_p=1T_0$ , 啾啾系数分别为 (a)  $C=2$ , (b)  $C=5$ , (c)  $C=8$  时超短啾啾高斯脉冲的强度分布三维图  
Fig.3 Intensity distributions of ultrashort chirped Gaussian pulse for chirp coefficient (a)  $C=2$ , (b)  $C=5$ , (c)  $C=8$  and respectively when pulse width  $T_p=1T_0$

从图 3 可以看出, 当脉宽一致时, 啾啾系数越大, 波形失真越明显, 奇异点的空间分布发生改变。如图 4 所示, 当脉宽一定时, 随着啾啾系数的增大, 奇异点的位置距离光束中心越近, 在  $r < 7w_0$  的范围内超短啾啾高斯脉冲可忽略空间奇异特性的影响。

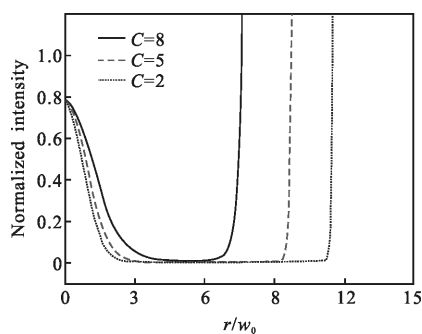


图 4 脉宽  $T_p=1T_0$ , 啾啾系数变化时超短啾啾高斯脉冲光束横向分布示意图

Fig.4 Variations of transverse distribution of ultrashort chirped Gaussian pulse with chirp coefficient when pulse width  $T_p=1T_0$

## 2 空间异常特性对光束叠加的影响

理想情况下, 多束超短脉冲叠加后应与单束脉冲激光性质保持一致, 但在实际情况中脉冲激光两两之间总会存在一些相对误差。为描述方便, 将  $n$  个非相干的超短啾啾高斯脉冲在靶面上进行叠加, 可得到光强表达式为:

$$I(r, z, \tau) = \sum^n (E \cdot E^*) = \sum^n \left( -\frac{iZ_R}{q(z)} \cdot \exp \left[ -\frac{1+iC}{T_p^2} \left( \tau - \frac{r^2}{2cq(z)} \right)^2 \right] \exp \left( ik_0 \frac{r^2}{2q} \right) e^{-i\omega_0 \tau} \right) (7)$$

由此可以看出, 叠加光束在传输过程中啾啾系数及脉宽是影响光强空间分布的重要因素。通过改变叠加光束中某 1 束或某 2 束脉冲的啾啾系数及脉宽来进一步探究超短啾啾高斯叠加光束的空间异常特性。

首先, 选取 4 束波长  $\lambda=1064 \text{ nm}$ , 啾啾系数  $C=2$ , 脉宽  $T_p=1 \text{ fs}$  的超短啾啾高斯脉冲进行能量叠加, 其时空图如图 5 所示。

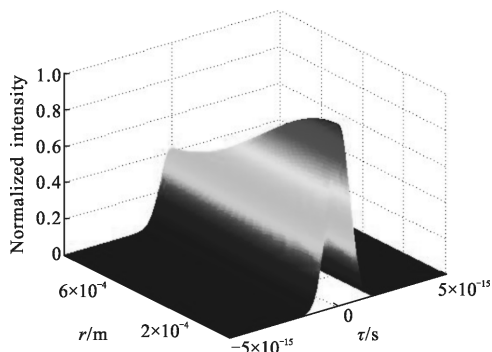


图 5 啾啾系数  $C=2$ , 脉宽  $T_p=1T_0$  叠加光束的强度分布三维图  
Fig.5 Intensity distributions of ultrashort chirped Gaussian pulse for chirp coefficient  $C=2$  when pulse width  $T_p=1T_0$

图 6(a)给出了在图 4 所示情况下, 仅将单束脉冲 I4 的啾啾系数调整为 5 时叠加光束的时空图, 图 6(b)则给出当 I3、I4 这两束脉冲的啾啾系数为 5, 其他参量仍与图 5 保持一致时的叠加光束时空图。由此可看出, 2 束脉冲啾啾系数的变化对叠加光束波形的影响比单束脉冲啾啾系数变化对叠加光束的影响更加突出。

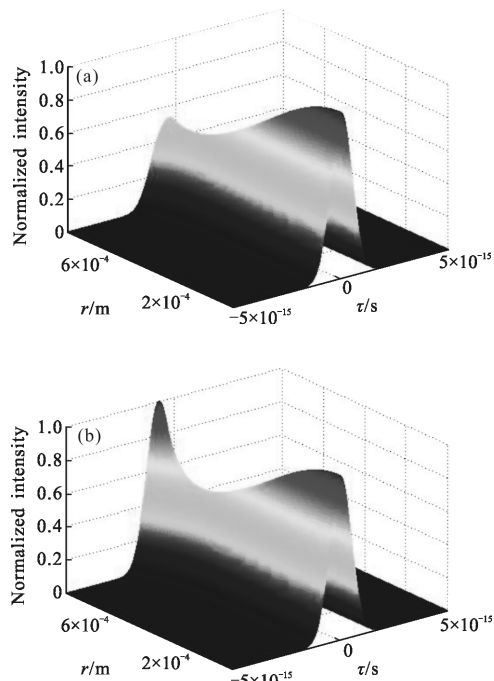


图 6 啾啾系数  $C=5$ , 脉宽  $T_p=1T_0$ , (a)单束脉冲和(b)两束脉冲对叠加光束的影响

Fig.6 Effect of the single beam (a) and two beams (b) on superposition beams when chirp coefficient  $C=5$  and pulse width  $T_p=1T_0$

图 7 给出了在图 5 的基础上保持脉宽不变, 调整某 1 束或某 2 束脉冲的啾啾系数为 8 时叠加光束的时空图。对比图 5~7 可以看出, 随着啾啾系数的增大, 叠加光束的空间异常现象更为剧烈。图 8 中, 曲线 a 表示 4 束  $C=0$ ; 曲线 b 表示 4 束  $C=2$ ; 曲线 c 表示 1 束  $C=5$ , 其余 3 束  $C=2$ ; 曲线 d 表示 2 束  $C=5$ , 其余 2 束  $C=2$ 。

在脉宽相同的情况下, 4 束光束的啾啾系数  $C=2$  时, 在  $r=3w_0$  处出现空间奇点; 当改变其中 1 束的啾啾系数  $C=5$  时, 空间奇点在  $r=0.8w_0$  附近处出现; 当其中 1 束脉冲的啾啾系数  $C=8$  时, 空间奇点在  $r=0.2w_0$  附近出现。反映出啾啾系数的改变使奇点出现

的位置发生偏移,啁啾系数越大,空间奇异点越靠近光束中心。

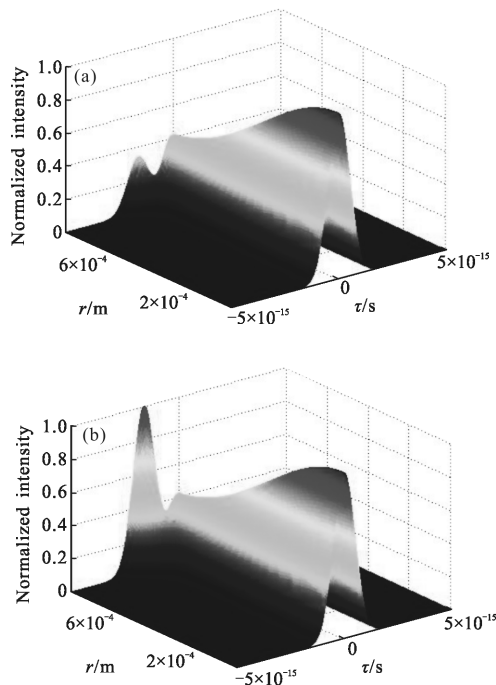


图 7 啁啾系数  $C=8$ , 脉宽  $T_p=1T_0$ , (a)单束脉冲和(b)两束脉冲对叠加光束的影响

Fig.7 Effect of the single beam (a) and two beams (b) on superposition beams when chirp coefficient  $C=8$  and pulse width  $T_p=1T_0$

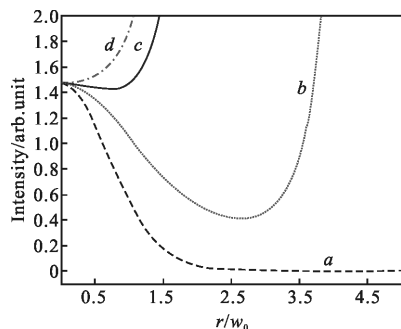


图 8 脉宽  $T_p=1T_0$ , 单束及两束啁啾系数变化对叠加光束横向分布的影响

Fig.8 Variations of transverse distribution of single beam and two beams with chirp coefficient when pulse width  $T_p=1T_0$

除啁啾系数之外,脉宽也是影响超短啁啾高斯脉冲叠加光束时空特性的重要因子。仍选取 4 束波长  $\lambda=1\ 064\ \text{nm}$ , 啁啾系数  $C=2$ , 脉宽  $T_p=1T_0$  的超短啁啾高斯脉冲进行能量叠加,保持啁啾系数不变,改变某 1 束或某 2 束脉冲的脉宽参数来分析叠加光束

的时空特性。

由图 9、10 可知,随着脉宽变窄,超短啁啾高斯脉冲叠加光束空间畸变量逐渐增大,但光束中心不发生偏移。

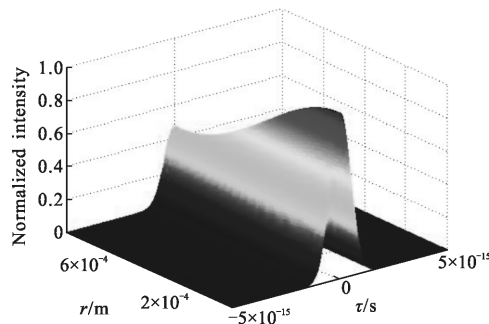


图 9 啁啾系数  $C=2$ , 脉宽  $T_p=0.8T_0$  超短啁啾高斯脉冲叠加光束的强度分布三维图

Fig.9 Intensity distributions of ultrashort chirped Gaussian pulse for chirp coefficient  $C=2$  when pulse width  $T_p=0.8T_0$

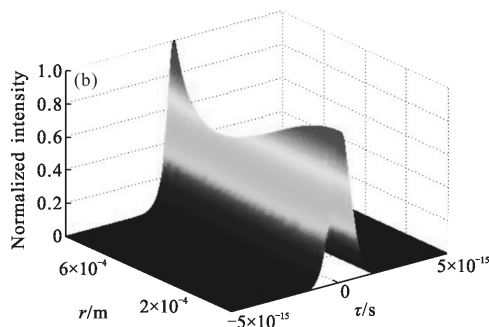
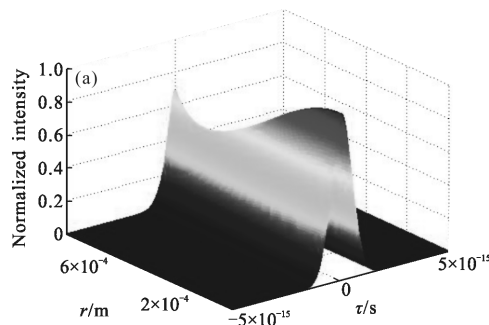


图 10 啁啾系数  $C=2$ , 脉宽  $T_p=0.5T_0$ , (a)单束脉冲和(b)两束脉冲对叠加光束的影响

Fig.10 Effect of the single beam (a) and two beams (b) on superposition beams when chirp coefficient  $C=2$  and pulse width  $T_p=0.5T_0$

图 11 则表明在啁啾系数一定时,随着脉宽变窄,奇点出现的位置逐渐靠近光束中心,  $r < 1w_0$  的范围内可忽略空间异常特性,图 11 中,曲线 a 表示 4 束

$T_p=2T_0$ ; 曲线  $b$  表示 4 束  $T_p=1T_0$ ; 曲线  $c$  表示 1 束  $T_p=0.8T_0$ , 其余 3 束  $T_p=1T_0$ ; 曲线  $d$  表示 2 束  $T_p=0.8T_0$ , 其余 2 束  $T_p=1T_0$ 。对图 11 和图 12 进行对比发现, 在啾啾系数为 0 的情况下脉宽小于一个光振荡周期的超短啾啾高斯脉冲叠加光束仍存在空间奇异特性, 因此啾啾系数并非是超短高斯脉冲叠加光束产生空间奇异现象的根本原因。

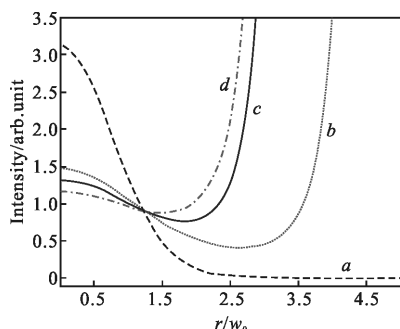


图 11 啾啾系数  $C=2$ , 单束及两束脉宽变化对叠加光束横向分布的影响

Fig.11 Variations of transverse distribution of single beam and two beams with pulse width when chirp coefficient  $C=2$

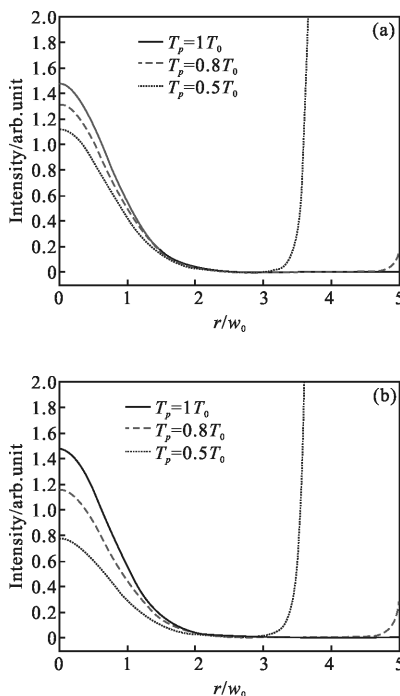


图 12 啾啾系数  $C=0$ , 单束及两束脉宽变化对叠加光束横向分布的影响

Fig.12 Variations of transverse distribution of single beam and two beams with pulse width when chirp coefficient  $C=0$

### 3 结论

为了更好地了解超短脉冲叠加光束在传输过程中的时空耦合现象, 从超短啾啾高斯脉冲叠加光束的推导公式出发, 讨论并分析了超短啾啾高斯脉冲在传输过程中脉宽及啾啾系数对光束空间异常特性的影响。在光束传输过程中, 当脉宽小于一个光振荡周期  $T_0$  时, 超短啾啾高斯光束会发生空间畸变。随着脉宽变窄, 超短啾啾高斯脉冲叠加光束空间异常特性逐步明显, 波形逐渐失真; 当啾啾系数发生变化时, 超短啾啾高斯光束空间异常特性也发生变化, 畸变程度随着啾啾系数的增加而增大, 同时光束中心发生偏移, 其中脉宽是主要影响因子。因此, 当脉宽小于 1 个光振荡周期的超短高斯脉冲叠加光束采用指数函数复振幅包络形式的解析式进行理论分析时, 应当采用合理的参数范围, 即  $r < 1w_0$  可避免空间奇异性对叠加光束的影响。

### 参考文献:

- [1] Chang Tieqiang. Fast ignition physics and its requirements to numerical simulation [J]. *China Nuclear Science and Technology Report*, 2004 (1): 30–39. (in Chinese)
- [2] Perry M D, Mourou G. Terawatt to petawatt subpicosecond lasers [J]. *Science*, 1994, 264(5161): 917–924.
- [3] Christov I P. Propagation of femtosecond light pulses [J]. *Opt Commun*, 1985, 53(6): 364–366.
- [4] Diels J C, Rudolph W. Ultrashort Laser Pulse Phenomena [M]. London: Academic Press, 2006.
- [5] Walmsley I, Waxer I, Dorrer C. The role of dispersion in ultrafast optics[J]. *Science*, 2001, 72(1): 1–29.
- [6] Frei F, Rudolph A, Feurer T. Space-time coupling in femtosecond pulse shaping and its effects on coherent control [J]. *J Chem Phys*, 2009, 130(3): 1929.
- [7] Zeng Shuguang, Liu Yan, He Huiling. Research progress of spatio-temporal couplings in ultrashort laser pulses[J]. *Optics and Optoelectronic Technology*, 2013, 11(5): 0017–0021. (in Chinese)
- [8] Zhang Jiatai, He Bin, He Xianshi, et al. Study on the mechanism of the fast ignition in laser fusion [J]. *Acta Physica Sinica*, 2001, 50(5): 921–925. (in Chinese)
- [9] Porras M A. Ultrashort pulsed Gaussian light beams[J]. *Phys Rev E*, 1998, 58: 1086–1093.