

色散介质中啁啾高斯脉冲的时间和光谱特性*

邹其徽^{1,2}, 吕百达¹

(1 四川大学 激光物理与化学研究所, 成都 610064)

(2 西南石油大学 理学院, 成都 610500)

摘 要:对啁啾高斯脉冲光束在色散介质中的时间和光谱特性作了研究. 给出了远场光谱蓝移和脉冲展宽的解析式. 结果表明:通过选择适当的啁啾参量,啁啾高斯脉冲光束沿轴上传输色散长度时,脉冲可恢复到初始值. 随啁啾参量增加,谱线宽度展宽,轴上光谱蓝移增加,在远场蓝移趋于一渐近值. 随啁啾参量增加,离轴光谱红移增加.

关键词:高斯脉冲;啁啾;时间和光谱特性;色散介质

中图分类号:O435

文献标识码:A

文章编号:1004-4213(2007)08-1409-5

0 引言

随着超短超强激光脉冲技术的发展,特别是啁啾脉冲放大(Chirped-Pulse Amplification, CPA)技术的应用,啁啾脉冲在色散介质中传输的时间特性和光谱特性一直是人们所关心和重视的问题,这涉及到预啁啾技术和光脉冲在色散介质的传输. 另外,在光纤通讯中也常常采用预啁啾技术,可使光脉冲信号长距离无畸变传输^[1]. 因此,研究啁啾脉冲在色散介质的时间和光谱特性在啁啾脉冲放大系统和光通信等方面具实际意义^[2-6]. 本文基于角谱方法,推导出超短啁啾脉冲高斯光束在色散介质中的传输方程和傅里叶谱,给出了近场和远场的解析传输方程和谱线展宽的近似表达式,计算分析了啁啾参量对超短啁啾脉冲高斯光束传输的时空特性和光谱特性的影响.

1 啁啾高斯脉冲在色散介质中的传输方程

在频域中,脉冲光束在色散介质中的传播,可由波动方程描述

$$(\Delta + k^2)E(x, y, z, \omega) = 0 \quad (1)$$

式中 Δ 是拉普拉斯算符; k 为波数,且 $k = n(\omega)\omega/c$, ω 为角频率, c 为真空中的光速, $n(\omega)$ 为介质的折射率,依赖于光波长; $E(x, y, z, \omega)$ 为频域中的光场.

由角谱理论,式(1)的解可表示为^[7]

$$E(x, y, z, \omega) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} E(k_x, k_y, 0, \omega) \cdot \exp[-i(k_x x + k_y y + k_z z)] dk_x dk_y \quad (2)$$

式中 $E(k_x, k_y, 0, \omega)$ 与入射面的光场 $E(x, y, z=0,$

$t)$ 有以下关系

$$E(k_x, k_y, 0, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} E(x, y, 0, t) \cdot \exp(ik_x x + ik_y y) \exp(-i\omega t) dx dy dt \quad (3)$$

式(2)中的 k_z 为

$$k_z = \begin{cases} (k^2 - k_x^2 - k_y^2)^{1/2} & k_x^2 + k_y^2 \leq k^2 \\ i(k_x^2 + k_y^2 - k^2)^{1/2} & k_x^2 + k_y^2 > k^2 \end{cases} \quad (4)$$

式(4)中 $k_x^2 + k_y^2 > k^2$ 意味着倏逝波的影响. 但是,当 $z \gg \lambda$, ($\lambda = 2\pi c/\omega$ 为波长)倏逝波的影响可忽略^[8].

设初始位置 $z=0$ 处的光场为线性啁啾高斯脉冲

$$E(x, y, 0, t) = A \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{\omega_0^2}\right) \cdot \exp\left(-\frac{t^2}{T_0^2}\right) \exp\left(i\omega_0 t + iC \frac{t^2}{2T_0}\right) \quad (5)$$

式中 A 为振幅常量, ω_0 为载波频率, ω_0 为束腰宽度(与频率无关)^[8], T_0 为初始脉冲宽度(均方根宽度), C 为啁啾参量. 把式(5)代入式(3)得

$$E(k_x, k_y, 0, \omega) = \frac{A\pi^{3/2}\omega_0^2 T_0}{\sqrt{1-iCT_0/2}} \cdot \exp\left[-\frac{\omega_0^2(k_x^2 + k_y^2)}{4} - \frac{T_0^2(\omega - \omega_0)^2}{4-2CT_0}\right] \quad (6)$$

k_z 可近似为

$$k_z = \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} \approx k - (k_x^2 + k_y^2)/(2k) \quad (7)$$

将式(6)和式(7)代入式(2),经过复杂的数学运算得

$$E(x, y, z, \omega) = \frac{A\sqrt{\pi}\omega_0^2 T_0 k}{\left(\frac{1}{2}k\omega_0^2 - iz\right)\sqrt{4-2CT_0}} \cdot \exp\left[-\frac{T_0^2(\omega - \omega_0)^2}{4+C^2 T_0^2} - \frac{k(x^2 + y^2)/2}{k\omega_0^2/2 - iz}\right] \cdot \exp\left[-ikz - i\frac{T_0^3 C(\omega - \omega_0)^2}{2(4+C^2 T_0^2)}\right] \quad (8)$$

当 $\lambda \ll z \ll k\omega_0^2/2$ (近场)时,式(8)可化为

$$E_n(x, y, z, \omega) = \frac{2\sqrt{\pi}AT_0}{\sqrt{4-2CT_0}} \exp\left[-\frac{T_0^2(\omega - \omega_0)^2}{(4+C^2 T_0^2)} - \right]$$

* 国家自然科学基金(10574097)资助

Tel: 028-85412819 Email: qihui-zou@163.com

收稿日期: 2005-12-09

$$\left[\frac{(x^2+y^2)}{\omega_0^2} - ikz - i \frac{T_0^3 C(\omega - \omega_0)^2}{2(4+C^2 T_0^2)} \right] \quad (9)$$

在远场($z \gg k\omega_0^2/2$),式(8)可化为

$$E_f(x, y, z, \omega) = \frac{iA\sqrt{\pi}\omega_0^2 T_0 k}{z\sqrt{4-i2CT_0}} \exp \left[-\frac{T_0^3(\omega - \omega_0)^2}{4+C^2 T_0^2} - ikz - i \frac{T_0^3 C(\omega - \omega_0)^2}{2(4+C^2 T_0^2)} - ik \frac{(x^2+y^2)}{2z} \right] \quad (10)$$

当载波频率远离介质的谐振频率且较为平滑时,可将波数 k 在载波频率 ω_0 处展开成泰勒级数,并取到二阶项

$$k = k_0 + k_1(\omega - \omega_0) + k_2(\omega - \omega_0)^2/2 \quad (11)$$

式中 $k_n = (d^n k / d\omega^n)|_{\omega=\omega_0}$, $n=0,1,2$, $k_1 = 1/v_g$, v_g 为群速度, k_2 描述群速度色散(GVD).

由式(10)和式(11)可得啁啾高斯脉冲在远场的轴上功率谱

$$|E_f(0, z, \omega)|^2 = \frac{\pi A^2 \omega_0^4 T_0^2}{2z^2 \sqrt{4+C^2 T_0^2}} \cdot \exp \left[-\frac{2T_0^3(\omega - \omega_0)^2}{4+C^2 T_0^2} \right] [k_0 + k_1(\omega - \omega_0) + k_2(\omega - \omega_0)^2/2]^2 \quad (12)$$

令 $\frac{\partial |E_f(0, z, \omega)|^2}{\partial \omega} = 0$, 得远场轴上光谱移动

$$\Delta\omega_f = \omega - \omega_0 = \{k_2(4+C^2 T_0^2) - 2T_0^3 k_0 + \{[2T_0^3 k_0 - k_2(4+C^2 T_0^2)]^2 + 8T_0^3 k_1^2(4+C^2 T_0^2)\}^{1/2}\} / 4T_0^3 k_1 \quad (13)$$

由式(13)看出,等式右边大于零,即 $\omega > \omega_0$. 因此,啁啾高斯脉冲光束在远场的轴上光谱蓝移,蓝移与介质参量、啁啾参量和脉冲宽度有关而与传输距离无关.

作为特例,当 $C=0$ 时,由式(13)可得高斯脉冲光束在色散介质中传输的远场轴上光谱蓝移为

$$\Delta\omega_f \approx 2k_1 / (T_0^3 k_0) \quad (14)$$

自由空间中无啁啾时,由于 $k = \omega/c$, $k_0 = \omega_0/c$, $k_1 = 1/c$, $k_2 = 0$,由式(13)可得

$$\Delta\omega_f = 2 / (\omega_0 T_0^2) \quad (15)$$

由式(14)和式(15)看出,无论在自由空间还是色散介质中,其远场光谱蓝移均趋于一渐近值.在自由空间中,高斯脉冲光束轴上远场光谱蓝移趋于一渐近值,轴上光谱蓝移并在远场趋于一渐近值,与文献[9]的结论一致.如 $T_0 = 7.07$ fs(等价于 $1/e$ 脉宽 10 fs), $\omega_0 = 3.04$ fs⁻¹,由式(15)得远场光谱蓝移为 0.013 fs⁻¹,相应文献[9]的蓝移为 0.013 fs⁻¹.

对式(8)进行逆傅里叶变换得啁啾高斯脉冲在时间-空间域的光场

$$E(x, y, z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} E(x, y, z, \omega) \cdot \exp(i\omega t) d\omega = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{A\sqrt{\pi}\omega_0^2 T_0 k}{(\frac{1}{2}k\omega_0^2 - iz)\sqrt{4-i2CT_0}} \cdot$$

$$\exp \left[-\frac{T_0^3(\omega - \omega_0)^2}{4+C^2 T_0^2} - \frac{k(x^2+y^2)/2}{k\omega_0^2/2 - iz} \right] \cdot$$

$$\exp \left[i\omega t - ikz - i \frac{T_0^3 C(\omega - \omega_0)^2}{2(4+C^2 T_0^2)} \right] d\omega \quad (16)$$

式(16)为啁啾高斯脉冲光束在色散介质中傍轴传输的一般公式.

当 $\lambda \ll z \ll k\omega_0^2/2$ (近场)时,由式(9)进行逆傅里叶变换得

$$E_n(x, y, z, t) = \frac{A\sqrt{a}}{\sqrt{2}(a^2+b^2)^{1/4}} \exp \left(-\frac{x^2+y^2}{\omega_0^2} \right) \cdot \exp \left[-\frac{at'^2}{4(a^2+b^2)} \right] \exp \left\{ i \left[\tan^{-1} \left(\frac{CT_0}{2} \right) - \frac{1}{2} \tan^{-1} \left(\frac{b}{a} \right) - k_0 z + \omega_0 k_1 z + \omega_0 t' + \frac{bt'^2}{4(a^2+b^2)} \right] \right\} \quad (17)$$

式中

$$t' = t - k_1 z, a = T_0^2 / (4 + C^2 T_0^2), b = T_0^3 C / (8 + 2C^2 T_0^2) + k_2 z / 2 \quad (18)$$

由式(17)得啁啾高斯脉冲在色散介质中传输的瞬时载波频率 ω 、啁啾参量 C' .

$$\omega = \omega_0 + \frac{bt'}{2(a^2+b^2)} \quad (19)$$

$$C' = \frac{b}{2(a^2+b^2)} \quad (20)$$

式中的 a, b 由式(18)给出.

脉冲的展宽因子 η 定义为传输距离为 z 处的脉冲宽度 $T(z)$ 与初始脉冲宽度 T_0 之比,由式(17)可得

$$\eta = \frac{T(z)}{T_0} = 2 \left\{ 1 / (4 + C^2 T_0^2) + (4 + C^2 T_0^2) \cdot [T_0^3 C / (8 + 2C^2 T_0^2) + k_2 z / 2]^2 / T_0^4 \right\}^{1/2} \quad (21)$$

当 $z=0$ 时, $\eta=1$.

当 $z \gg k\omega_0^2/2$ (远场)时,对式(10)进行逆傅里叶变换得轴上光场

$$E_f(0, z, t) = \frac{AT_0\omega_0^2}{2z\sqrt{2(2-iCT_0)}\sqrt{a+ib}} \cdot \exp \left[-\frac{at'^2}{4(a^2+b^2)} \right] \left[k_0 + \frac{ik_1 t'}{2(a+ib)} + \frac{2(a+ib)-t'^2}{4(a+ib)^2} k_2 \right] \cdot \exp \left[i \left(-k_0 z + \omega_0 t' + \omega_0 k_1 z + \frac{bt'^2}{4(a^2+b^2)} \right) \right] \quad (22)$$

其瞬时载波频率 ω 、啁啾参量 C' 和脉冲的展宽因子 η 也可近似地由式(19)、(20)和(21)给出.

2 数值计算和分析

设 $z > 0$ 半空间中均匀充满熔融硅玻璃介质,啁啾脉冲高斯光束在介质中传输,其折射率 $n(\lambda)$ 由塞尔迈耶尔(Sellmeier)公式给出^[1]

$$n^2(\lambda) = 1 + \sum_{i=1}^3 \frac{B_i}{1 - \lambda_i^2 \omega^2 / 4\pi^2 c^2} \quad (23)$$

式中 $B_1 = 0.6961663, B_2 = 0.4079426, B_3 = 0.8974794, \lambda_1 = 0.0684043 \mu\text{m}, \lambda_2 = 0.1162414 \mu\text{m}, \lambda_3 = 9.8961663 \mu\text{m}, \lambda = 2\pi c/\omega$ 为真空中波长. 在计算中取载波频率 $\omega_0 = 2.36 \text{ fs}^{-1}, T_0 = 10 \text{ fs}$ (均方根宽度), $\omega_0 = 0.05 \text{ mm}$, 由式(23)及波数 k 与折射率的关系可求出: $k_0 = 11441 \text{ mm}^{-1}, k_1 = 4894 \text{ mm}^{-1} \text{ fs}, k_2 = 36.26 \text{ mm}^{-1} \text{ fs}^2$. 由 $z_0 = k_0 \omega_0^2 / 2$ 得熔融硅玻璃介质中载波频率处的瑞利长度 $z_0 = 14.30 \text{ mm}$, 色散长度 $z_D = 1.38 \text{ mm}$.

图1给出了不同啁啾参量的啁啾高斯脉冲展宽因子与归一化传输距离的关系. 计算参量: $\omega_0 = 2.36 \text{ fs}^{-1}, T_0 = 10 \text{ fs}, k_0 = 11441 \text{ mm}^{-1}, k_1 = 4894 \text{ mm}^{-1} \text{ fs}, k_2 = 36.26 \text{ mm}^{-1} \text{ fs}^2$. 啁啾参量 $C = -0.8, -0.2, 0, 0.2, 0.8$. 由图1看出, 当啁啾参量 C 与群速度色散 k_2 的乘积小于零, 在初始传输时, 脉冲有一压缩过程, 啁啾参量越大, 脉冲压缩越大. 脉冲压缩情形可解释为群速度色散诱导的啁啾抵消了初始啁啾, 使有效啁啾减小, 脉冲压缩. 当啁啾参量与群速度色散的乘积大于零, 脉冲沿轴上传输时, 脉冲展宽, 啁啾参量越大, 脉冲展宽越严重. 脉冲展宽可由式(21)给出解释, 即当啁啾参量和群速度色散参量同为正号或为负号时, 式中的平方项越大, 脉冲展宽越大. 当啁啾参量 $C = -0.2$ 时, 脉冲在色散长度内几乎未展宽. 因此, 通过选取适当的啁啾

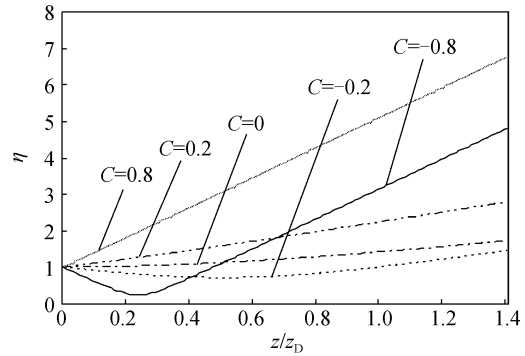


图1 啁啾高斯脉冲展宽因子与传输距离的关系
Fig. 1 Broadening factor of a chirped Gaussian pulse
verse propagation distance

参量, 在色散长度距离内, 可使光脉冲恢复到初始脉冲波形. 当 $C=0$ 时, 高斯脉冲在色散介质中传输色散长度时, 脉冲展宽 $2^{1/2}$ 倍, 此与文献[11]一致.

图2给出了用式(17)计算啁啾高斯脉冲在 $z = 0, 0.25z_D, 0.5z_D, z_D, 100z_D$ 处的脉冲波形. 计算参量: $C = -0.8$, 其余同图1. 从图2可以直观地看出, 当啁啾参量 C 小于零, 脉冲在色散长度内传输时, 开始脉冲压缩, 而后逐渐展宽, 与图1中对应于 $C = -0.8$ 的脉冲展宽曲线一致. $z = z_D$ 时, 由图2(d)脉冲波形可得脉冲宽度为 31.6 fs , 相对于 $z = 0$ 处脉冲展宽 3.16 倍. 由图2(e)可知, 在远场时, 轴上脉冲仍保持高斯形状, 其脉冲宽度为 4140 fs , 但相对于 $z = 0$ 处脉冲展宽 414 倍. 由于未考虑传输常量展开的高阶项, 没有出现脉冲后沿的振荡效应[8].

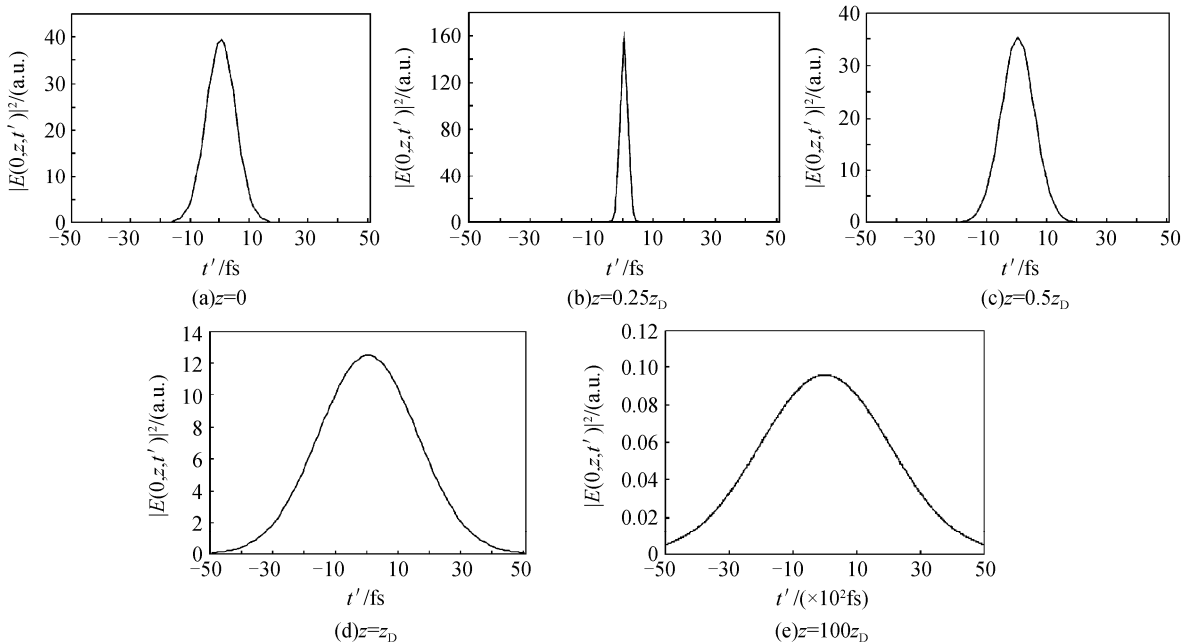


图2 啁啾高斯脉冲的脉冲波形
Fig. 2 Temporal pulse forms of a chirped Gaussian pulse for different values of the different propagation distances

图3给出了啁啾高斯脉冲光束归一化的功率谱, (a) $C=0, (b) C=1, (c) C=2$. 计算参量, $z = 10 \text{ mm}$,

其余同图1. 横向距离 $r = 0, 0.1, 0.2$ 和 0.4 mm . 对应于 $C = 0, C = 1, C = 2$, 其轴上 ($r = 0$) 蓝移分别

为 $0.003 \text{ rad fs}^{-1}$, $0.068 \text{ rad fs}^{-1}$, $0.228 \text{ rad fs}^{-1}$; 其轴上谱线宽度($1/e$ 全宽)分别为 $0.280 \text{ rad fs}^{-1}$, $1.394 \text{ rad fs}^{-1}$, $2.540 \text{ rad fs}^{-1}$. 图3表明,啁啾高斯脉冲光束的轴上光谱蓝移,并随啁啾参量增加,蓝移增大,谱线宽度展宽;随横向距离增加,光谱蓝移减小直到红移.无啁啾时,随横向距离增加,谱线宽度几乎不变,光谱红移小,对应于 $r=0, 0.1, 0.2$ 和 0.4 mm ,其功率谱取极大值时的角频率分别为 $2.363, 2.348, 2.300, 2.067 \text{ rad fs}^{-1}$.存在啁啾参量时,谱线宽度增加,啁啾参量越大,随横向距离增加,离轴

光谱红移增加越大.例如, $C=2$ 时,对应于 $r=0, 0.1, 0.2$ 和 0.4 mm ,其功率谱取极大值时的角频率分别为 $2.588, 0.909, 0.352, 0.162 \text{ rad fs}^{-1}$.存在啁啾参量时,轴上谱线展宽可用式(8)得到解释,由式(8)可得啁啾高斯脉冲光束的轴上谱线展宽为

$$\chi = \Delta\omega_c / \Delta\omega_0 \approx \sqrt{1 + C^2 T^0} / 4 \quad (24)$$

式中 $\Delta\omega_c$ 为存在啁啾时的谱线宽度(谱强度的 $1/e$ 的全宽度), $\Delta\omega_0$ 为无啁啾时的谱线宽度(谱强度的 $1/e$ 的全宽度).由式(24)计算的谱线展宽与数值计算结果一致.

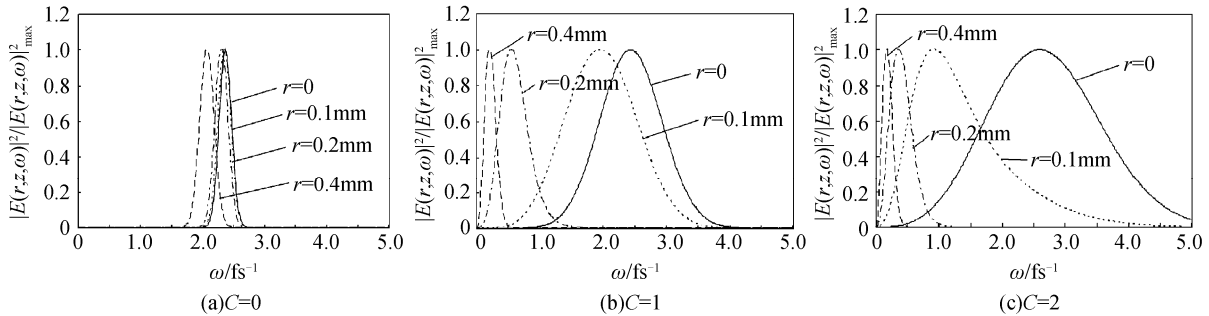


图3 啁啾高斯脉冲光束归一化功率谱

Fig. 3 Normalized power spectrum of a chirped Gaussian pulsed beam

图4给出了啁啾参量 $C=0, 1, 2$ 的啁啾高斯脉冲光束轴上归一化的功率谱.计算参量: $z=500 \text{ mm}$, 其余同图1.图4表明,随啁啾参量增加,啁啾高斯脉冲光束轴上的谱线展宽,光谱蓝移增加.对应于 $C=0, 1, 2$ 的轴上光谱蓝移分别为 $0.009 \text{ rad fs}^{-1}$, $0.205 \text{ rad fs}^{-1}$, $0.673 \text{ rad fs}^{-1}$, 其远场轴上光谱蓝移与用式(13)的计算值一致;对应于 $C=0, 1, 2$ 的轴上谱线宽度(谱强度的 $1/e$ 的全宽度)分别为 $0.281 \text{ rad fs}^{-1}$, $1.387 \text{ rad fs}^{-1}$, $2.556 \text{ rad fs}^{-1}$, 与式(24)比较,结果一致.

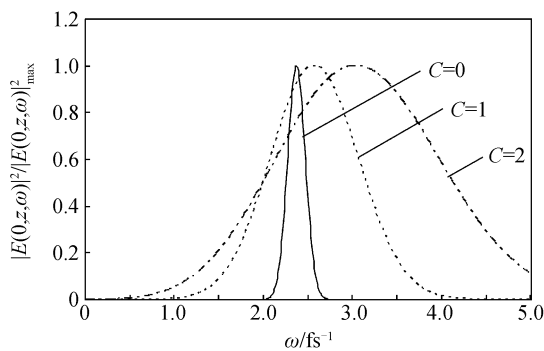


图4 啁啾高斯脉冲光束在远场的轴上归一化功率谱
Fig. 4 Axial normalized power spectrum of a chirped Gaussian pulsed beam in the far field

3 结论

本文研究了啁啾高斯脉冲光束在色散介质中的时间和光谱特性.结果表明,啁啾高斯脉冲光束在色散介质中传输时,啁啾参量与群速度色散参量的

乘积为正时,随传输距离增加,轴上脉冲展宽.啁啾参量与群速度色散参量的乘积为负时,随传输距离增加,脉冲开始有一压缩过程,尔后展宽.可找到一啁啾参量使脉冲传输色散长度时,脉冲恢复到初始值.啁啾高斯脉冲光束的轴上光谱蓝移,并在远场趋于一渐近值.随啁啾参量增加,蓝移增大,谱线展宽;随啁啾参量增加,离轴光谱红移增加.

参考文献

- [1] AGRAWAL G P. Nonlinear fiber optics[M]. San Diego, CA: Academic Press, 1995.
- [2] AGRAWAL G P. Spectrum-induced changes in diffraction of pulsed optical beams[J]. *Opt Commun*, 1998, **157**: 52-56.
- [3] MARCUSE D. Pulse distortion in single-mode fiber. 3: chirped pulse[J]. *Appl Opt*, 1981, **20**(20): 3573-3579.
- [4] WANG Huai-sheng, FU Shou-li, ZHENG Ying-dong. The temporal talbot effect of a grating illuminated by an ultrashort pulsed-laser beam[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2002, **31**(2): 152-156.
王淮生, 傅守利, 郑迎东. 在超短脉冲照射下光栅的瞬时 Talbot 效应的研究[J]. *光子学报*, 2002, **31**(2): 152-156.
- [5] CHEN Hong-ping, Cao Zhi-tong. Far-zone spectral properties of ultrashort light pulses transmitted through a stratified medium[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2003, **32**(11): 1294-1298.
陈宏平, 曹志彤. 超短光脉冲通过分层介质的远场频谱特性[J]. *光子学报*, 2003, **32**(11): 1294-1298.
- [6] ZHEN Zhen, LÜ Bai-da. Far-field properties of ultrashort pulsed gaussian beams in a linear dispersive medium[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2006, **35**(9): 1404-1407.
郑振, 吕百达. 超短脉冲高斯光束在线性色散介质中的远场特性[J]. *光子学报*, 2006, **35**(9): 1404-1407.
- [7] LONGHI S. Spatial-temporal Gauss-Laguerre waves in dispersive

- media[J]. *Phys Rev E*, 2003, **68**(6):066612-1-6.
- [8] AGRAWAL G P. Far-field diffraction of pulsed optical beams in dispersive media[J]. *Opt Commun*, 1999, **167**:15-22.
- [9] WANG Z, ZHANG Z, XU Z, *et al.* Spectral and temporal properties of ultrashort light pulse in the far zone[J]. *Opt Commun*, 1996, **123**:5-10.
- [10] PORRAS M A, GONZALO I. Control of temporal characteristics of Bessel-X pulse in dispersive media[J]. *Opt Commun*, 2003, **217**:257-264.
- [11] AGRAWAL G P. Fiber-optic communication systems (third edition)[M]. New York: John Wiley & Sons, Inc, 2002: 47-50.

Temporal and Spectral Properties of a Chirped Gaussian Pulse in Dispersive Media

ZOU Qi-hui^{1,2}, LÜ Bai-da¹

(1 *Institute of Laser Physics and Chemistry, Sichuan University, Chengdu 610064, China*)

(2 *College of Science, Southwest Petroleum University, Chengdu 610500, China*)

Received date: 2005-12-09

Abstract: The temporal and spectral properties of a chirped Gaussian pulse in linear dispersive media are studied. The pulse broadening factor and far-field spectral blueshift are presented. It is shown that by a suitable choice of the chirp parameter C , the pulse will restore its initial form when the chirped Gaussian pulse propagates along the axis within the dispersion length. The on-axis spectral width broadens with increasing C . The axial spectral blueshift increases with increasing C and approaches an asymptotic value in the far field. The off-axis spectral redshift increases with increasing C .

Key words: Gaussian pulse; Chirp; Temporal and spectral properties; Dispersive medium



ZOU Qi-hui was born in 1968, and graduated from Sichuan Normal University in 1989. Now he is currently working as a Ph. D. candidate at Institute of Laser Physics and Chemistry, Sichuan University. His research interest mainly includes the propagation and transformation of ultrashort pulsed beams.