

# 飞秒啁啾 Gauss 型脉冲在稠密 $\Lambda$ 型 三能级原子介质中的传播\*

王振东<sup>1)2)</sup> 梁 变<sup>1)</sup> 刘中波<sup>1)</sup> 樊锡君<sup>1)†</sup>

1) (山东师范大学物理与电子科学学院, 济南 250014)

2) (泰山学院物理与电子工程学院, 泰安 271021)

(2009 年 11 月 19 日收到; 2010 年 1 月 19 日收到修改稿)

利用由预估校正(PC)-时域有限差分(FDTD)法求得的不含慢变包络近似(SVEA)和旋转波近似(RWA)的全波 Maxwell-Bloch 方程的数值解, 研究了飞秒啁啾 Gauss 型激光脉冲(以下简称啁啾脉冲)在稠密  $\Lambda$  型三能级原子介质中的传播. 研究表明, 啁啾系数( $C$ )的正负及大小的变化对脉冲传播特性有显著的影响, 而且这个影响与脉冲面积的大小密切相关. 面积小于  $4\pi$  的啁啾脉冲, 在介质中传播时不发生分裂, 且啁啾脉冲逐渐演化为一个近似的无啁啾( $C=0$ )脉冲, 这一特点不随啁啾系数的改变而改变, 但啁啾系数的变化将改变脉冲的振幅和群速度. 正啁啾( $C>0$ )情况, 振幅和群速度随  $C$  的增大而减小; 负啁啾( $C<0$ )情况, 振幅和群速度则不随  $C$  的绝对值的增大而单调地增加或减小. 面积等于和大于  $4\pi$  的啁啾脉冲, 在介质中传播时都将分裂成不同数目和形状的子脉冲, 脉冲分裂的早晚和数目决定于啁啾系数的正负及大小. 但是, 两种情况下脉冲分裂方式大不相同, 啁啾系数影响也不同. 脉冲面积等于  $4\pi$  时, 大啁啾系数导致子脉冲数目增加, 而脉冲面积大于  $4\pi$  时, 大啁啾系数导致子脉冲数目减少. 不管脉冲面积大小, 啁啾系数正负及大小的变化都对介质粒子数布居产生明显的影响.

**关键词:** 飞秒, 啁啾 Gauss 型脉冲, 稠密介质, 传播性质

**PACC:** 4265

## 1. 引 言

由于超短激光脉冲在物理、化学和生物等学科领域具有广阔的应用前景, 因此超短激光脉冲与物质的相互作用已成为非线性光学最重要的前沿研究领域之一<sup>[1-10]</sup>. 超短脉冲激光在原子或分子介质中的传播是其中一个重要的研究课题. 对长脉冲, 我们可以采用慢变包络近似(SVEA)和旋转波近似(RWA)求解 Maxwell-Bloch(M-B)方程, 由此得出的面积定理<sup>[11,12]</sup>可以解释很多有趣的现象, 例如自感应透明、脉冲压缩等, 但是对飞秒脉冲, 这些近似不再适用<sup>[13-16]</sup>. 人们已采用不含 SVEA 和 RWA 的 M-B 方程对超短脉冲在二能级介质中的传播问题进行了大量的研究<sup>[1,13-18]</sup>, 而超短脉冲在三能级系统中的传播和激发问题也引起人们的极大兴趣<sup>[19-21]</sup>. 但

是, 在以上研究中, 基本上都使用了稀疏介质, 在稀疏介质中, 我们只需考虑原子与超短脉冲的相互作用. 而对于稠密介质, 必须考虑原子与原子之间的近偶极-偶极相互作用(NDD), 这种相互作用能导致 Lorentz 局域场修正(LFC)<sup>[22-27]</sup>. 许多文献在采用 SVEA 和 RWA 的情况下考虑 LFC, 并发现了一些有价值的现象, 有些研究在不采用 SVEA 和 RWA 的情况下讨论了 NDD 的影响<sup>[27-29]</sup>. 啁啾脉冲在粒子数迁移<sup>[30-32]</sup>、高次谐波产生<sup>[33-36]</sup>、多光子跃迁<sup>[37,38]</sup>和互相关法探测 THz 辐射<sup>[39]</sup>等问题的研究中被广泛使用. 也有人采用啁啾脉冲研究了啁啾系数( $C$ )对脉冲在介质中传播行为的影响. 例如, Klaus 和 Shaw<sup>[40]</sup>研究了脉冲形状及频率啁啾对光孤子稳定性的影响; Desaix 等<sup>[41]</sup>研究了啁啾脉冲在光学非线性 Kerr 介质中的传播特性; 宋晓红等<sup>[42]</sup>研究了在稀疏介质中周期量级激光脉冲啁啾量子相干控制

\* 国家重点基础研究发展计划(批准号: 2006CB806000)、国家自然科学基金(批准号: 10875072)和中国科学院上海光机所强场激光物理国家重点实验室开放基金资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: xjfan108@yahoo.com.cn

光谱效应;Centini 等<sup>[43]</sup>测量了啁啾脉冲在 GaAs 腔中的信号传播速度及群速度,发现啁啾对脉冲群速度影响很大,而对信号传播速度几乎没有影响;杨振军等<sup>[44]</sup>研究了超短啁啾脉冲在真空中传输时空奇异性的形成与消除;宋丽军等<sup>[45]</sup>讨论了啁啾飞秒孤子脉冲之间的相互作用.但据我们所知,至今还没有文章讨论飞秒啁啾 Gauss 型激光脉冲在稠密三能级原子介质中的传播问题.本文将研究这种形式的脉冲在稠密  $\Lambda$  型三能级原子介质中的传播行为,详细讨论啁啾系数符号及大小的变化对脉冲传播特性及介质粒子布居的影响.

## 2. 系统模型和运动方程

考虑啁啾 Gauss 型激光脉冲在由  $\Lambda$  型三能级原子(图 1)组成的稠密介质中传播.对  $\Lambda$  型三能级  $^{87}\text{Rb}$  原子来说,能级  $|3\rangle$ ,  $|2\rangle$  和  $|1\rangle$  分别对应  $5S_{1/2}(F=1)$ ,  $5S_{1/2}(F=2)$  和  $5P_{3/2}(F=1)$ . 下面给出的原子介质参量值也都是对应于这种能级结构的  $^{87}\text{Rb}$  原子.

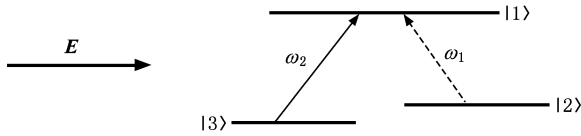


图 1  $\Lambda$  型三能级示意图

设脉冲光场沿  $z$  方向传播,电场  $E$  沿  $x$  方向极化,磁场  $H$  沿  $y$  方向极化,则  $E = E_x i, H = H_y j$ . 在各向同性的均匀稠密介质中,微观局域场  $E_L$ , 外场  $E_x$  和非线性极化强度  $P_x$  之间的相关性按照 Lorentz-Lorenz 关系<sup>[46]</sup>可表示为

$$E_L = E_x + P_x/3\epsilon_0, \quad (1)$$

其中,  $\epsilon_0$  是真空介电常数. 采用如下代换:

$$\begin{aligned} u_1 &= \rho_{12} + \rho_{21}, \\ u_2 &= \rho_{23} + \rho_{32}, \\ u_3 &= \rho_{13} + \rho_{31}, \\ u_4 &= -i(\rho_{12} - \rho_{21}), \\ u_5 &= -i(\rho_{23} - \rho_{32}), \\ u_6 &= -i(\rho_{13} - \rho_{31}), \\ u_7 &= \rho_{22} - \rho_{11}, \\ u_8 &= \rho_{33} - \rho_{11}, \end{aligned}$$

可将系统关于  $\rho_{ij}(i, j = 1, 2, 3)$  的复数形式的密度

矩阵运动方程化为如下实数形式:

$$\dot{u}_1 = \omega_1 u_4 - \Omega_L u_5 - \gamma_1 u_1, \quad (2a)$$

$$\dot{u}_2 = (\omega_2 - \omega_1) u_5 + \Omega_L u_4 + \beta \Omega_L u_6 - \gamma_2 u_2, \quad (2b)$$

$$\dot{u}_3 = \omega_2 u_6 + \beta \Omega_L u_5 - \gamma_3 u_3, \quad (2c)$$

$$\dot{u}_4 = -\omega_1 u_1 - 2\beta \Omega_L u_7 - \Omega_L u_2 - \gamma_4 u_4, \quad (2d)$$

$$\dot{u}_5 = -(\omega_2 - \omega_1) u_2 + \Omega_L u_1 - \beta \Omega_L u_3 - \gamma_5 u_5, \quad (2e)$$

$$\dot{u}_6 = -\omega_2 u_3 - \beta \Omega_L u_2 - 2\Omega_L u_8 - \gamma_6 u_6, \quad (2f)$$

$$\dot{u}_7 = 2\beta \Omega_L u_4 + \Omega_L u_6 - \gamma_7 u_7, \quad (2g)$$

$$\dot{u}_8 = 2\Omega_L u_6 + \beta \Omega_L u_4 - \gamma_8 u_8. \quad (2h)$$

此即已包含原子与原子之间的 NDD 相互作用导致的 LFC 在内的 Bloch 方程. 其中  $\omega_1$  和  $\omega_2$  分别表示的是从能级  $|1\rangle$  到能级  $|2\rangle$  及从能级  $|1\rangle$  到能级  $|3\rangle$  的跃迁频率;  $\beta = \mu_{12}/\mu_{13}$  为跃迁偶极矩的比值,  $\mu_{ij}$  是能级  $i$  和  $j$  之间的跃迁偶极矩;  $\Omega_L = \mu_{13} E_L/\hbar = \Omega - \epsilon(u_3 + \beta u_1)$  是对应于微观局域场  $E_L$  的 Rabi 频率, 而  $\Omega = \mu_{13} E_x/\hbar$  表示与外场  $E_x$  相关的 Rabi 频率,  $\epsilon = N\mu_{13}^2/3\epsilon_0\hbar$  表示 NDD 相互作用的强度;  $\gamma_m$  ( $m = 1, 2, \dots, 8$ ) 为  $u_m$  的弛豫速率.

Maxwell 方程为

$$\partial_t H_y = -\frac{1}{\mu_0} \partial_z E_x, \quad (3a)$$

$$\partial_t E_x = -\frac{1}{\epsilon_0} \partial_z H_y - \frac{1}{\epsilon_0} \partial_t P_x, \quad (3b)$$

其中,  $\mu_0$  是真空中磁导率,  $P_x = -N(\mu_{12} u_1 + \mu_{13} u_3)$ ,  $N$  是介质的粒子数密度.

想求得 Maxwell 方程和 Bloch 方程的解析解是非常困难的. 我们利用时域有限差分法 (FDTD)<sup>[47]</sup> 和预估校正法 (PC)<sup>[13]</sup> 求出它们的数值解. 飞秒啁啾 Gauss 型脉冲的电场和磁场为

$$\begin{aligned} E_x(t=0, z) &= E_0 \exp[-2\ln(2)(z/c - z_0/c)^2/\tau_p^2] \\ &\quad \times \cos[\omega_p(z/c - z_0/c) \\ &\quad + 2C\ln(2)(z/c - z_0/c)^2/\tau_p^2], \end{aligned}$$

和

$$H_y(t=0, z) = (\epsilon_0/\mu_0)^{1/2} E_x(t=0, z).$$

其中  $E_0$  为初始入射脉冲的电场强度,  $\tau_p$  是脉冲包络的半高宽度 (FWHM), 简称脉宽,  $c$  为真空中的光速,  $\omega_p$  是脉冲中心频率,  $C$  是啁啾 Gauss 型脉冲的啁啾系数. 入射脉冲的面积为  $A = \mu_{13} E_0 \tau_p \pi/2.087\hbar$ ,  $z_0$  的选取是为了保证初始时刻  $t_0 = 0$  脉冲进入介质很少. 在下面的计算中, 初始条件为  $u_7(0) = 0, u_8(0) = 1$ , 其他的  $u_m = 0$  ( $m = 1, 2,$

$\dots, 6)$ , 即初始时刻原子都处于基态  $|3\rangle$  上. 脉冲和介质的参数取为  $\omega_1 = 2.41523 \text{ fs}^{-1}$ ,  $\omega_2 = 2.41527 \text{ fs}^{-1}$ ,  $\omega_p = 2.41527 \text{ fs}^{-1}$ ,  $\tau_p = 5 \text{ fs}$ ,  $\beta = 1$ ,  $\gamma_m = 1.0 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$  ( $m = 1, 2, \dots, 8$ ),  $\mu_{13} = 3.584 \times 10^{-29} \text{ Asm}$ ,  $N = 2.2 \times 10^{26} \text{ m}^{-3}$ .

### 3. 数值结果及分析

首先探讨负啁啾 ( $C < 0$ ) 对较小面积脉冲传播的影响. 图 2(a) 给出了啁啾系数为 0, -0.6, -1.47, -2 及 -3 面积为  $2\sqrt{2}\pi$  的脉冲传播到  $z = 48 \mu\text{m}$  处的载波 Rabi 频率随时间的演化. 由图 2 可见, 在传播过程中, 脉冲不发生分裂, 由于脉冲载波效应的影响, 脉冲的前沿和后沿均出现振荡. 大啁啾 (即  $|C|$  大) 脉冲前沿及后沿的振荡现象都更加明显, 且脉冲振幅明显减小. 数值计算结果表明, 这一现象随传播距离的增加也越加明显.

还可以看出, 啁啾系数  $C$  对较小面积脉冲传播的振幅及群速度有显著影响. 当  $-1.47 < C < 0$  时, 啁啾脉冲的振幅和群速度大于无啁啾 ( $C = 0$ ) 脉冲的振幅和群速度; 当  $-0.6 < C < 0$  时,  $|C|$  越大, 脉冲振幅和群速度越大,  $C = -0.6$  的啁啾脉冲的振幅和群速度最大; 当  $-1.47 < C < -0.6$  时, 随  $|C|$  的增大, 脉冲的振幅和群速度减小,  $C = -1.47$  的啁啾脉冲与无啁啾脉冲出现的时间相同, 说明二者的群速度具有相同的值; 当  $-1.47 > C$  时, 脉冲的振幅和群速度随  $|C|$  的增大而减小, 且脉冲的振幅及群速度均小于无啁啾脉冲的振幅及群速度. 脉冲的振幅和群速度之所以同步变化是因为脉冲的群速度与

其振幅成正比<sup>[48]</sup>.

产生上述现象的原因是负啁啾脉冲前沿的周期数多于后沿的周期数, 脉冲中心频率前移, 中心频率振幅变小. 脉冲通过介质时, 由于群速度色散和自相位调制的共同作用, 啁啾脉冲在通过介质时将产生一个内禀啁啾, 且内禀啁啾与初始啁啾符号相反<sup>[1]</sup>. 例如小啁啾系数  $C = -0.6$  的脉冲的中心频率数值前移小, 通过介质时产生的内禀啁啾数值小, 其结果使脉冲的净啁啾数值减小, 导致脉冲压缩, 脉冲宽度减小, 振幅增大, 其群速度也增大; 大啁啾系数  $C = -3$  的脉冲的中心频率前移大, 在群速度色散与自相位调制的共同作用下, 产生的内禀啁啾数值大, 也使脉冲的净啁啾数值减小, 脉冲向频率为啁啾脉冲中心频率的无啁啾 Gauss 型脉冲演化, 且脉冲振幅减小, 群速度减小, 但脉冲宽度增大, 如图 2(b) 所示.

应该说明的是, 在上面关于啁啾系数对于脉冲的振幅和群速度影响的讨论中, 啁啾系数  $C$  的取值  $C = -1.47$  起着临界值的作用. 这个临界值的得出是数值计算的结果. 当然, 如果改变脉冲面积等脉冲参量, 这个临界值的大小也会发生改变. 例如, 当脉冲面积为  $2\pi$  时, 则临界值  $C = -1.04$ .

现在探讨正啁啾 ( $C > 0$ ) 对较小面积脉冲传播的影响. 图 3(a) 给出了啁啾系数为 0, 0.6, 1.47, 2 及 3 的  $2\sqrt{2}\pi$  激光脉冲传播到  $z = 48 \mu\text{m}$  处的时间演化. 由图可以看出,  $C$  数值越大, 脉冲振幅和群速度越小, 同时脉冲前沿的振荡也愈加明显. 这是因为正啁啾脉冲后沿的周期数多于前沿的周期数, 脉冲中心频率后移, 中心频率振幅变小. 由于群速度

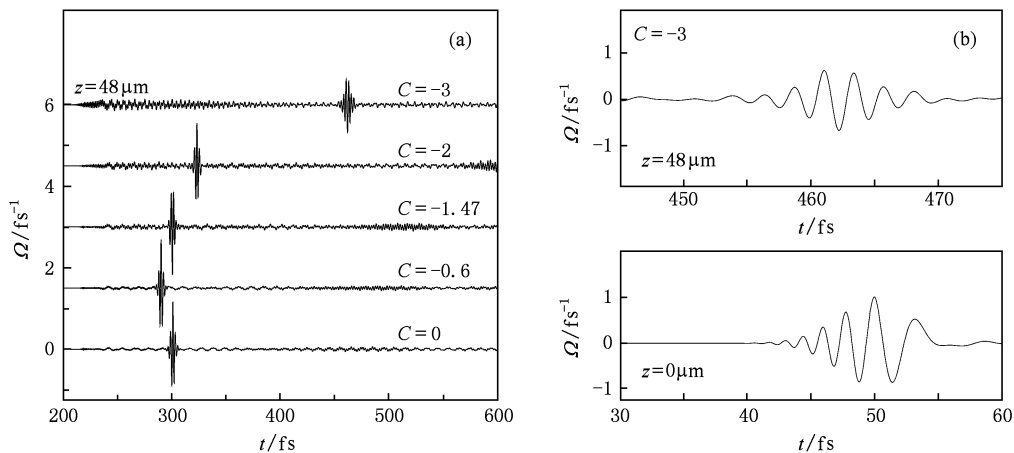


图 2 脉冲随时间的演化 (a)  $C = 0, -0.6, -1.47, -2$  及  $-3$  的  $2\sqrt{2}\pi$  脉冲在  $z = 48 \mu\text{m}$  处的时间演化, (b)  $C = -3$  的  $2\sqrt{2}\pi$  脉冲在  $z = 0, 48 \mu\text{m}$  处的时间演化图放大图

色散和自相位调制的共同作用,啁啾脉冲在通过介质时将产生一个负的内禀啁啾,在此内禀啁啾作用下,脉冲向频率为啁啾脉冲中心频率的无啁啾脉冲演化,结果使脉冲振幅减小,群速度减小.图3(b)描述的是大啁啾系数( $C = 3$ )的脉冲在 $z = 0$ (下图)和

$48 \mu\text{m}$ (上图)处的时间演化.图3(b)表明,啁啾脉冲在介质中传播的过程中演化为一近似的无啁啾( $C = 0$ )脉冲,且正啁啾脉冲周期数及宽度明显增加,振幅明显减小.

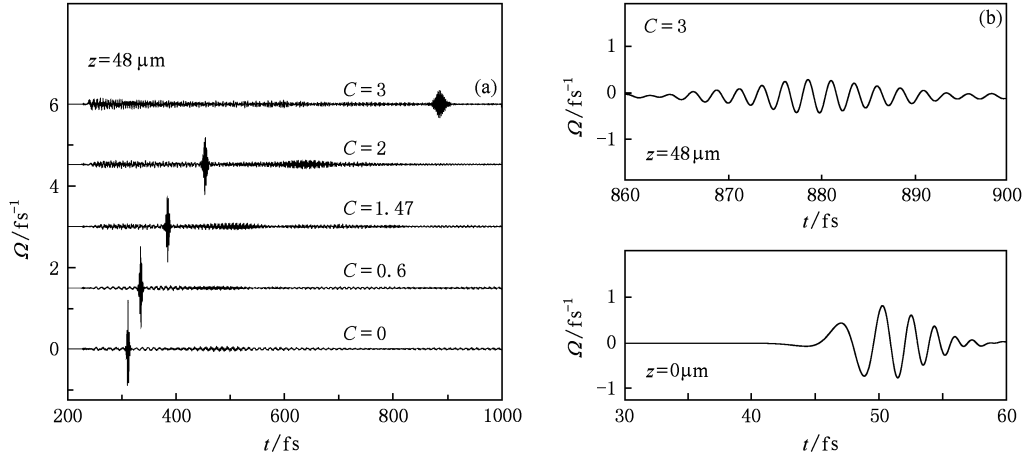


图3 脉冲随时间的演化 (a) $C = 0, 0.6, 1.47, 2$ 及 $3$ 的 $2\sqrt{2}\pi$ 脉冲在 $z = 48 \mu\text{m}$ 处的时间演化, (b) $C = 3$ 的 $2\sqrt{2}\pi$ 脉冲在 $z = 0, 48 \mu\text{m}$ 处的时间演化放大图

啁啾系数对各能级粒子数分布具有显著影响.图4描述了啁啾系数为 $-0.6, -3, 0.6$ 和 $3$ 的 $2\sqrt{2}$

$\pi$ 激光脉冲在 $z = 48 \mu\text{m}$ 处原子各能级粒子布居随时间的演化.由图4(a)和(c)可以看到,小啁啾系数

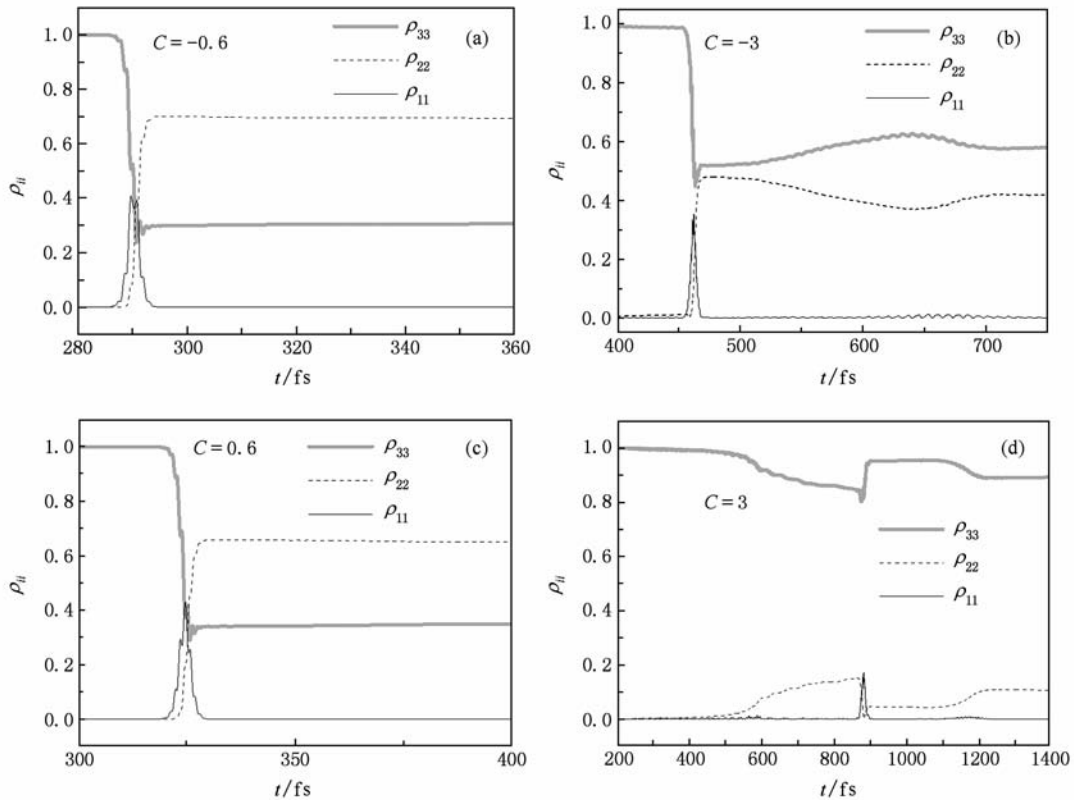


图4 对应于 $C = -0.6, -3, 0.6$ 和 $3$ 的 $2\sqrt{2}\pi$ 脉冲,在 $z = 48 \mu\text{m}$ 处粒子布居随时间的演化

$C = -0.6$  及  $0.6$  脉冲经过后, 能级  $|2\rangle$  的粒子数大于能级  $|3\rangle$  的粒子数, 即粒子数产生了反转, 且随时间演化粒子数稳定分布. 由图 4(b) 和 4(d) 可以看到, 大啁啾系数 ( $C = -3$  和  $3$ ) 脉冲经过介质后, 能级  $|2\rangle$  的粒子数小于能级  $|3\rangle$  的粒子数, 粒子数没有产生反转, 且粒子数分布随时间的演化出现明显的振荡. 这说明小啁啾脉冲与大啁啾脉冲相比能将更多的粒子激发到能级  $|2\rangle$  上, 且粒子数分布稳定. 另外, 与啁啾系数绝对值相等的负啁啾脉冲相比, 正啁啾脉冲激发到能级  $|2\rangle$  的粒子数较少, 这说明在啁啾脉冲与稠密介质的相互作用过程中, 负啁啾脉冲传递给了介质更多的能量.

图 5 给出了啁啾系数为  $0, -0.5, -1.5, -1.8$  及  $-2.5$  的  $4\pi$  脉冲传播到  $48 \mu\text{m}$  处的载波 Rabi 频率随时间的演化. 由图 5 可见小啁啾 ( $|C|$  小) 脉冲在传播过程中分裂为两个子脉冲 (数值计算结果表明, 同一啁啾脉冲分裂出的两个子脉冲之间的距离随传播距离的增大而增大), 由于脉冲载波效应和脉冲啁啾的共同影响, 啁啾脉冲的前沿和后沿均出现振荡.  $C = -1.8$  的脉冲分裂为 3 个子脉冲,  $C = -2.5$  的大啁啾脉冲分裂为 4 个子脉冲, 且大啁啾脉冲前沿和后沿的振荡更加明显. 另外, 随  $|C|$  数值的增大, 啁啾脉冲分裂出的子脉冲的振幅减小.

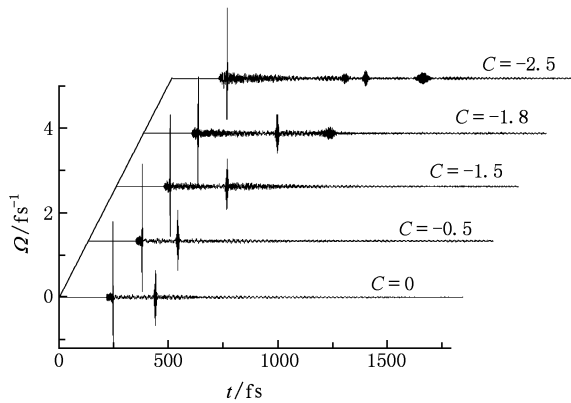


图 5  $C = 0, -0.5, -1.5, -1.8$  及  $-2.5$  的  $4\pi$  脉冲在  $z = 48 \mu\text{m}$  处的时间演化

结果表明, 啁啾对  $4\pi$  脉冲的分裂有显著的影响, 在脉冲经过的同一位置,  $C$  符号、数值大小不同, 则脉冲产生分裂的时间、分裂出的子脉冲的振幅及数量不同. 在  $-0.5 < C < 0$  范围内, 啁啾脉冲超前于无啁啾 ( $C = 0$ ) 脉冲分裂, 且只分裂出两个子脉冲.  $|C|$  越大, 脉冲分裂时间越早, 分裂出的第二个子脉冲的振幅越大, 其传播的群速度越大,  $C = -0.5$  的脉

冲, 脉冲分裂最早, 分裂出的第二个子脉冲的峰值最大、宽度最小, 群速度最大. 在  $-1.5 < C < -0.5$  范围内的脉冲的分裂时间都滞后于  $C = -0.5$  的脉冲, 且随  $|C|$  的增大, 滞后时间依次延长, 分裂出的第二个子脉冲的振幅依次变小. 在  $-2.5 < C < -1.5$  范围内, 啁啾脉冲的分裂时间滞后于无啁啾 ( $C = 0$ ) 脉冲, 随  $|C|$  增大, 脉冲分裂依次延迟, 大啁啾 ( $|C|$  大) 脉冲分裂出多个子脉冲, 其子脉冲的振幅明显变小.

分析产生上述现象的原因, 我们发现, 与面积  $2\sqrt{2}\pi$  的脉冲相似, 面积为  $4\pi$  的负啁啾脉冲在介质中传播时, 同样受到群速度色散和自相位调制的共同作用, 通过面积分裂进行面积演化. 例如啁啾系数较小的  $C = -0.5$  的脉冲, 在群速度色散和自相位调制的共同作用下, 主脉冲被压缩后振幅增大, 而脉冲最先分裂, 说明脉冲振幅越大越容易分裂, 而且分裂出的第二个子脉冲振幅大, 传播的群速度大; 啁啾系数较大的  $C = -1.5$  的脉冲, 经群速度色散和自相位调制的共同作用, 主脉冲振幅减小, 滞后分裂, 且分裂出的第二个子脉冲振幅小, 传播的群速度小; 大啁啾脉冲经过介质时, 主脉冲振幅更小, 滞后分裂时间更长.

图 6 描绘的是啁啾系数为  $0, 0.5, 1.5, 2.6$  及  $2.7$  的正啁啾  $4\pi$  脉冲传播到  $48 \mu\text{m}$  处的载波 Rabi 频率随时间的演化. 结果表明, 在脉冲经过的同一位置, 正啁啾脉冲都滞后于无啁啾 ( $C = 0$ ) 脉冲分裂, 且  $C$  数值越大, 脉冲分裂越晚. 在  $0 < C < 1.8$  范围内, 啁啾脉冲分裂为两个子脉冲, 且  $C$  数值越大, 第二个子脉冲振幅越小, 群速度越小. 大啁啾 ( $C$  大) 脉冲分裂出多个子脉冲, 例如  $C = 2.6$  的脉冲分

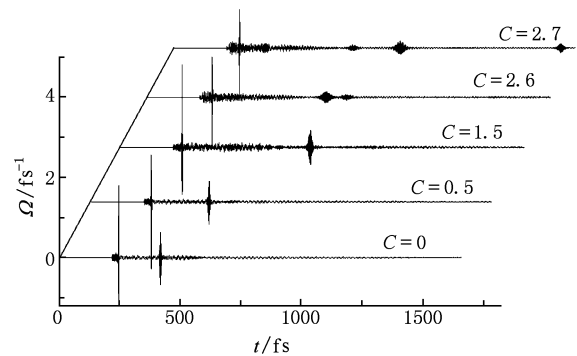


图 6  $C = 0, 0.5, 1.5, 2.6$  及  $2.7$  的  $4\pi$  脉冲在  $z = 48 \mu\text{m}$  处的时间演化

裂为 3 个子脉冲,  $C = 2.7$  的脉冲分裂为 4 个子脉冲, 分裂出的多个子脉冲振幅都较小. 分析产生现象的原因, 因为正啁啾脉冲中心频率后移, 经过介质时, 同时受到群速度色散和自相位调制的共同作用, 主脉冲振幅减小, 脉冲分裂延迟, 而且分裂出的子脉冲振幅小、群速度小.

图 7 给出了  $C = -0.5, -2.5, 0.5$  和  $2.7$  的  $4\pi$  脉冲在  $z = 48 \mu\text{m}$  处的粒子数布居随时间的演化. 由图 7(a) 和 (c) 可以看出,  $C = -0.5$  和  $0.5$  时, 在传播过程中产生两次不完全的 Rabi 振荡, Rabi 振荡后粒子数发生反转, 且随时间的演化分布较为稳定,

高能级  $|1\rangle$  在演化过程中出现两个振荡极大值, 对应于脉冲分裂出的两个子脉冲. 数据分析表明, 啁啾系数  $C = -0.5$  的脉冲第二次 Rabi 振荡出现的时间最早, 且能级  $|1\rangle$  的粒子数峰值大于其他啁啾脉冲情况, 与此啁啾脉冲的第二个子脉冲振幅最大、群速度最大相对应. 由图 7(b) 和 (d) 可以看出, 大啁啾  $C = -2.5$  与  $2.7$  情况相似, 脉冲经过后, 有更多的粒子被激发到能级  $|2\rangle$ , 但粒子不稳定, 随时间的演化, 粒子数产生多次大的振荡, 但出现在高能级  $|1\rangle$  的粒子数峰值都较小, 对应于脉冲分裂出的子脉冲振幅较小.

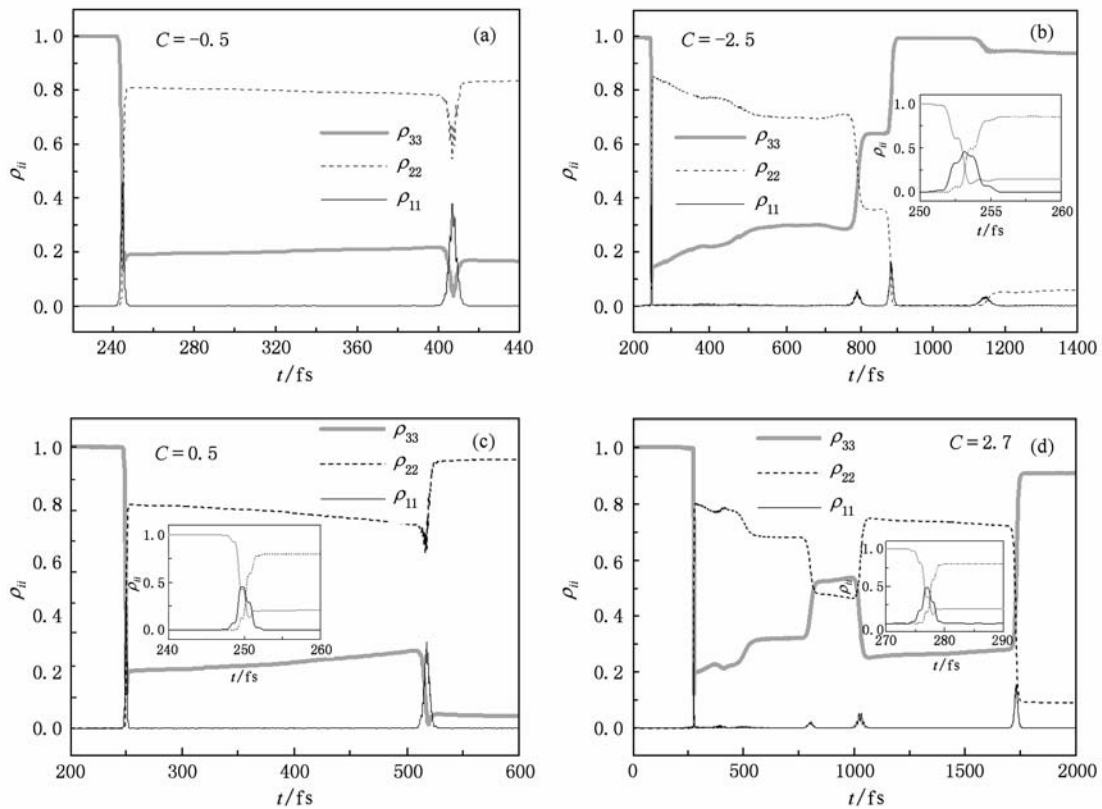


图 7 对应于  $C = -0.5, -2.5, 0.5$  和  $2.7$  的  $4\pi$  脉冲, 在  $z = 48 \mu\text{m}$  处粒子布居随时间的演化 (图(b), (c) 及 (d) 中插图, 分别对应各自粒子数布居在 250—260 fs, 240—260 fs 及 270—290 fs 之间演化的放大图)

与面积为  $4\pi$  的啁啾脉冲类似, 面积大于  $4\pi$  的啁啾脉冲在介质中传播时将分裂成不同数目和形状的子脉冲, 脉冲分裂的早晚和数目决定于啁啾系数的正负及大小. 但是, 两种情况下脉冲分裂方式大不相同, 啁啾系数影响也不同. 脉冲面积等于  $4\pi$  时, 大啁啾系数导致子脉冲数目增加, 而脉冲面积大于  $4\pi$  时, 大啁啾系数导致子脉冲数目减少. 作为例子, 图 8 给出了啁啾系数为 0, 0.4, 1, 1.5 及 1.6 的正啁啾  $8\pi$  脉冲传播到  $48 \mu\text{m}$  处载波 Rabi 频率

随时间的演化. 数值计算结果表明, 在  $0 < C < 1.5$  的范围内的啁啾脉冲与无啁啾 ( $C = 0$ ) 脉冲一样, 都分裂为 3 个子脉冲, 但第三个子脉冲的出现时间都滞后于无啁啾脉冲情况,  $C$  值越大, 第三个子脉冲延迟出现的时间越长, 峰值振幅越小.  $C$  值大于 1.6 的脉冲, 只分裂出两个子脉冲.

负啁啾 ( $C < 0$ )  $8\pi$  脉冲传播到  $48 \mu\text{m}$  处载波 Rabi 频率随时间的演化情况与图 8 类似,  $-1.7 \geq C$  (即  $|C| \geq 1.7$ ) 的大啁啾脉冲只分裂出两个子脉冲.

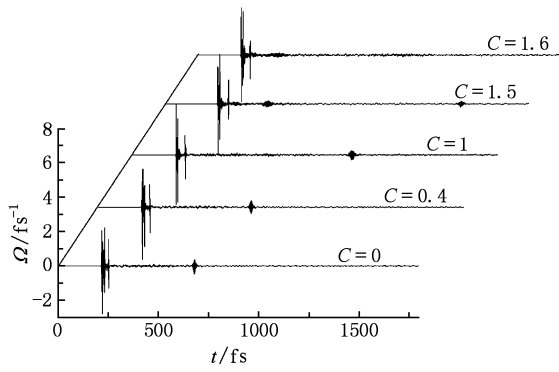


图 8  $C=0, 0.4, 1, 1.5$  及  $1.6$  的  $8\pi$  脉冲在  $z=48 \mu\text{m}$  处的时间演化

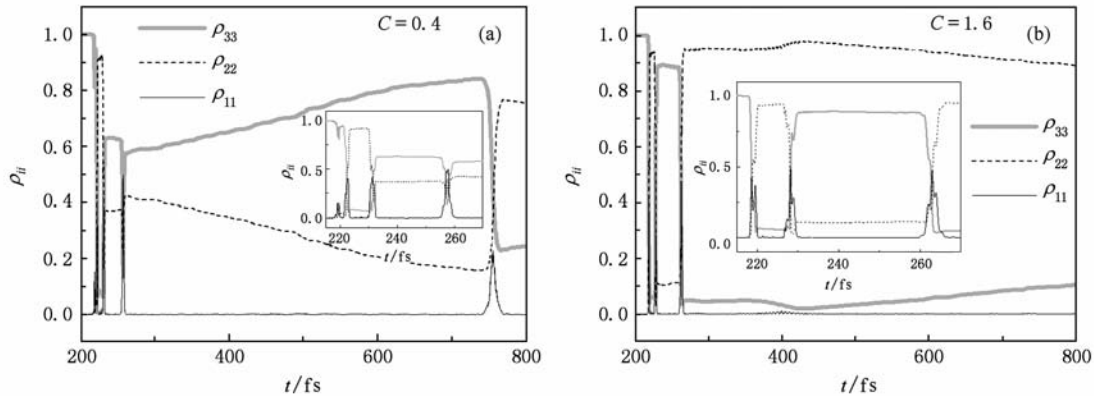


图 9 对应于  $C=0.4, 1.6$  的  $8\pi$  脉冲, 在  $z=48 \mu\text{m}$  处粒子布居随时间的演化 (图 (a) 及 (b) 中插图分别对应各自粒子数布居在 215—270 fs 之间演化的放大图)

## 4. 结 论

本文利用数值计算结果从理论上研究了飞秒啁啾 Gauss 脉冲在稠密的  $\Lambda$  型三能级原子介质中的传播特性. 研究表明, 啁啾系数的正负及数值大小的变化对脉冲传播性质有显著影响, 而脉冲面

积大小不同时这个影响也不同. 面积小于  $4\pi$  的脉冲在介质中传播时不发生分裂, 啁啾系数的正负及大小变化将改变脉冲的振幅和群速度; 面积等于和大于  $4\pi$  的脉冲在介质中传播时将发生分裂. 啁啾系数的正负及大小决定脉冲分裂的早晚和数目, 其变化对介质粒子数布居产生显著影响.

积大小不同时这个影响也不同. 面积小于  $4\pi$  的脉冲在介质中传播时不发生分裂, 啁啾系数的正负及大小变化将改变脉冲的振幅和群速度; 面积等于和大于  $4\pi$  的脉冲在介质中传播时将发生分裂. 啁啾系数的正负及大小决定脉冲分裂的早晚和数目, 其变化对介质粒子数布居产生显著影响.

[1] Brabec T, Krausz F 2000 *Rev. Mod. Phys.* **72** 545  
 [2] Yang W F, Song X H, Gong S Q, Cheng Y, Xu Z Z 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 133602  
 [3] Winterfeldt C, Spielmann C, Gerber G 2008 *Rev. Mod. Phys.* **80** 117  
 [4] Quan W, Lin Z, Wu M, Kang H, Liu H, Liu X, Chen J, Liu J, He X T, Chen S G, Xiong H, Guo L, Xu H, Fu Y, Cheng Y, Xu Z Z 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 093001  
 [5] Hu Q L, Liu S B, Li W 2008 *Chin. Phys. B* **17** 1050

[6] He M Q, Dong Q L, Sheng Z M, Wong S M, Chen M, Wu H C, Zhang J 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 363 (in Chinese) [何民卿、董全力、盛政明、翁苏明、陈民、武慧春、张杰 2009 物理学报 **58** 363]  
 [7] Peng Y J, Liu Y Q, Wang Y H, Zhang S P, Yang Y Q 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 655 (in Chinese) [彭亚晶、刘玉强、王英惠、张淑平、杨延强 2009 物理学报 **58** 655]  
 [8] Zhao Z G, Pan L Z, Lü B D 2008 *Chin. Phys. B* **17** 2451  
 [9] Lu D Q, Hu W, Qian L J, Fan D Y 2009 *Acta Phys. Sin.* **58**

- 1655 (in Chinese) [陆大全、胡 巍、钱列加、范滇元 2009 物理学报 **58** 1655]
- [10] Sun Y P, Liu J C, Wang C K 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 3934 (in Chinese) [孙玉萍、刘纪彩、王传奎 2009 物理学报 **58** 3934]
- [11] McCall S L, Hahn E L 1969 *Phys. Rev.* **183** 457
- [12] Lamb G L, Jr 1971 *Rev. Mod. Phys.* **43** 99
- [13] Ziolkowski R W, Arnold J M, Gongny D M 1995 *Phys. Rev. A* **52** 3082
- [14] Hughes S 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 3363
- [15] Song X H, Gong S Q, Li R X, Xu Z Z 2006 *Phys. Rev. A* **74** 015802
- [16] Yang W F, Song X H, Gong S Q, Xu Z Z 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 133602
- [17] Xiao J, Wang Z Y, Xu Z Z 2002 *Phys. Rev. A* **65** 031402
- [18] Song X H, Gong S Q, Yang W F, Xu Z Z 2004 *Phys. Rev. A* **70** 013817
- [19] Netz R, Feurer T 2001 *Phys. Rev. A* **64** 043808
- [20] Song X, Gong S, Xu Z 2005 *Opt. Spectrosc.* **99** 517
- [21] Loiko Y, Serrat C 2006 *Phys. Rev. A* **73** 063809
- [22] Bowden C M, Dowling J P 1993 *Phys. Rev. A* **47** 1247
- [23] Wang N J, Rabitz H 1995 *Phys. Rev. A* **51** 5029
- [24] Crenshaw M E, Sullivan K U, Bowden C M 1997 *Opt. Express* **1** 152
- [25] Calderón O G, Antón M A, Carreño F 2003 *Eur. Phys. J. D* **25** 77
- [26] Dung H T, Buhmann S Y, Welsch D G 2006 *Phys. Rev. A* **74** 023802
- [27] Xia K Y, Gong S Q, Liu C P, Song X H, Niu Y P 2005 *Opt. Express* **13** 5913
- [28] Ma H, Fan X J, Tan X, Lu H W, Xu Z Z 2008 *Opt. Comm.* **281** 4493
- [29] Tan X, Fan X J, Yang Y L, Tong D M 2008 *J. Mod. Opt.* **55** 2439
- [30] Zhang X Z, Ren Z Z, Jia G R, Guo X T, Gong W G 2008 *Chin. Phys. B* **17** 4476
- [31] Zhdanovich S, Shapiro E A, Shapiro M, Hepburn J W, Milner V 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 103004
- [32] Zhdanovich S, Shapiro E A, Hepburn J W, Shapiro M, Milner V 2009 *Phys. Rev. A* **80** 063405
- [33] Carrera J J, Chu S I 2007 *Phys. Rev. A* **75** 033807
- [34] Zhao S F, Zhou X X, Li P C, Chen Z J 2008 *Phys. Rev. A* **78** 063404
- [35] Krausz F, Ivanov M 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 163
- [36] Xiang Y, Niu Y P, Gong S Q 2009 *Phys. Rev. A* **79** 053419
- [37] Clow S D, Trallero-Herrero C, Bergeman T, Weinacht T 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 233603
- [38] Lee S, Lim J, Ahn J 2009 *Opt. Express* **17** 7648
- [39] Shen J L, Zhang C L, Hu Y, Jamison S P 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2212 (in Chinese) [沈京玲、张存林、胡 颖、Jamison S P 2004 物理学报 **53** 2212]
- [40] Klaus M, Shaw J K 2001 *Opt. Commun.* **197** 491
- [41] Desaix M, Helczynski L, Anderson D, Lisak M 2002 *Phys. Rev. E* **65** 056602
- [42] Song X H, Gong S Q, Yang W F, Jin S Q, Feng X L, Xu Z Z 2004 *Opt. Comm.* **236** 151
- [43] Centini M, Bloemer M, Myneni K, Scalora M, Sibilica C, Bertolotti M, Aguanno G D 2003 *Phys. Rev. E* **68** 016602
- [44] Yang Z J, Hu W, Fu X Q, Lu D Q, Zheng Y Z 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1920 (in Chinese) [杨振军、胡 巍、傅喜泉、陆大全、郑一周 2003 物理学报 **52** 1920]
- [45] Song L J, Wu L, Zhang Y F, Yang R C 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 2816 (in Chinese) [宋丽军、吴 亮、张艳峰、杨荣草 2009 物理学报 **58** 2816]
- [46] Jackson J D 2001 *Classical Electrodynamics* 3rd Ed. (New York: Wiley) p160
- [47] Yee K S 1996 *IEEE T. Antenn. Propag.* **14** 302
- [48] Tarasishin A V, Magnitskii S A, Shuaev V A, Zheltikov A 2001 *Opt. Express* **8** 452

## Propagation of femtosecond chirped Gaussian pulse in dense three-level $\Lambda$ -type atomic medium \*

Wang Zhen-Dong<sup>1)2)</sup> Liang Bian<sup>1)</sup> Liu Zhong-Bo<sup>1)</sup> Fan Xi-Jun<sup>1)†</sup>

1) (College of Physics and Electronics, Shandong Normal University, Jinan 250014, China)

2) (College of Physics and Electronics, Taishan University, Taian 271021, China)

(Received 19 November 2009; revised manuscript received 29 January 2010)

### Abstract

We investigate propagation of femtosecond chirped Gaussian laser pulse in a dense three-level  $\Lambda$ -type atomic medium by using the numerical solution of the full Maxwell-Bloch equations without the slowly varying envelope and the rotating-wave approximations, and the solution is obtained by PC-FDTD method. It is shown that, variation of the sign and size of the chirp coefficient has considerable effect on pulse propagation property, and the effect is closely relative to size of the pulse area. When the area of chirped pulse is smaller than  $4\pi$ , splitting doesn't occur and the chirped pulse evolves gradually to an approximate normal Gaussian pulse ( $C=0$ ), and this characteristic doesn't vary with the chirp coefficient varying. However, variation of the chirp coefficient will change the amplitude and group velocity of the pulse. For the positive chirp ( $C>0$ ), amplitude and group velocity of the pulse decrease with chirp coefficient increasing; for the negative chirp ( $C<0$ ), amplitude and group velocity of the pulse don't monotonically increase or decrease with absolute value of  $C$  increasing. Both the chirped pulses with area equal to larger than  $4\pi$  will split into sub-pulses of different numbers and shapes, the time and number of the pulse splitting will be determined by the sign and size of the chirp coefficient. But in the two cases, the pulse splitting patterns are much different, and the effects of the coefficient are also different. When the pulse area equals  $4\pi$ , larger chirp coefficient will lead to increased sub-pulse number, but when the pulse area is larger than  $4\pi$ , larger chirp coefficient will lead to decreased sub-pulse number. In addition, regardless of pulse area being larger or smaller, changing sign and size of the chirp coefficient always produces obvious effect on the atomic population.

**Keywords:** femtosecond, chirped Gaussian pulse, dense medium, propagation property

**PACC:** 4265

---

\* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2006CB806000), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10875072) and the Open Fund of the State Key Laboratory of High Field Laser Physics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, China.

† Corresponding author. E-mail: xjfan108@yahoo.com.cn