

文章编号:1004-4213(2010)01-0006-6

# 非均匀展宽对超短激光脉冲传播特性的影响<sup>\*</sup>

张华荣,李成,余向阳<sup>†</sup>

(中山大学 光电材料与技术国家重点实验室,广州 510275)

**摘要:**用建立的“预报校正-四阶龙格库塔”数值算法研究了非均匀展宽二能级体系中超短激光脉冲的传播特性.计算结果表明,非均匀展宽线型的线宽对光脉冲传播会产生调制作用.当线宽大于脉冲的频谱宽度时,脉冲面积演化与面积定理相符且脉冲传播平稳;但随着线宽的减小,脉冲面积演化会越来越偏离面积定理,脉冲传播不再平稳并出现“拖尾”振荡.脉冲主峰的峰值和脉冲的传播速度也受到线宽的影响.

**关键词:**量子光学;Maxwell-Bloch 方程;非均匀展宽二能级体系;面积定理;超短激光脉冲的传播  
**中图分类号:**O431.2      **文献标识码:**A      **doi:**10.3788/gzxb20103901.0006

## 0 引言

超短激光脉冲与二能级体系相互作用是量子光学中最基本的问题之一,也是研究瞬态相干现象以及光脉冲与多能级体系作用的基础<sup>[1]</sup>.脉冲在非均匀展宽二能级体系中的演化规律已由 McCall-Hahn 提出的面积定理进行了描述<sup>[2]</sup>.非  $2\pi$  面积的脉冲在共振介质中传播时,脉冲形状被重整,脉冲面积演化为  $2\pi$  的整数倍.对于大面积入射的脉冲而言,脉冲将裂解为多个  $2\pi$  脉冲;对于面积小于  $\pi$  的入射脉冲而言,脉冲面积将演化为零.面积定理能够用来解释自感应透明、脉冲展宽和脉冲压缩等效应.在均匀展宽二能级体系中,影响脉冲传播的因素诸如弛豫时间、失谐量等,已经得到了深入的研究<sup>[3-6]</sup>.实际上,完全的均匀展宽体系是不存在的,物质体系总是存在一定的非均匀展宽,不同的材料其非均匀展宽特性也会不同.人们对非均匀展宽二能级体系中光脉冲的面积演化及传播规律已经有了较深入的研究,其中包括弛豫项及失谐量的作用<sup>[7]</sup>、脉冲在介质中的传播速度<sup>[8]</sup>等.但理论和实验上关于非均匀展宽介质中非均匀展宽的线宽特性对脉冲的面积演化及传播特性的系统研究却未见报道.

在二能级体系中,光与介质的相互作用可用耦合的 Maxwell-Bloch (MB) 方程进行描述<sup>[1]</sup>,通常 MB 方程是难以求得解析解的,应用数值算法来求解 MB 方程并由此研究非均匀展宽体系光脉冲传播特性是有效的方法.本工作运用“预报校正-四阶龙

格-库塔法(PCRK4)<sup>[9]</sup>数值算法求解了非均匀展宽二能级体系的 MB 方程,详细研究了描述体系非均匀展宽特性的非均匀展宽线宽对介质中激光脉冲传播规律和面积演化的影响.

## 1 基本理论

非均匀展宽二能级体系在如下沿  $z$  轴方向传播的光场

$$E = \frac{1}{2} (\tilde{E} e^{-i\omega t + ikz} + \text{cc}) \quad (1)$$

近共振的相互作用下,在电偶极近似、慢变近似和旋转波近似下可得到如式(2)形式的 MB 方程<sup>[1]</sup>

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\Gamma_2 \cdot u - \Delta \cdot v \quad (2a)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -\Gamma_2 \cdot v + \Delta \cdot u + \frac{\mu_{21} \tilde{E}}{\hbar} \cdot \omega \quad (2b)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} = -\Gamma_1 \cdot (\omega + 1) - \frac{\mu_{21} \tilde{E}}{\hbar} \cdot v \quad (2c)$$

$$\frac{\partial \tilde{E}}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial \tilde{E}}{\partial z} = \frac{\mu_0 c \omega N \mu_{21}}{2n} \int_{-\infty}^{\infty} [v(\Delta, z, t) \cdot g(\Delta)] d\Delta \quad (2d)$$

式中, $u, v, \omega$  为 Bloch 矢量的分量. $u$  是与光场同相位的成分,表征了在光场作用下呈现的色散作用, $v$  是与光场相位差  $\pi/2$  的成分,表征介质在光场作用下呈现出的对光强度的影响, $\omega$  为上、下能级粒子数的几率密度差; $\Delta = \omega_{21} - \omega$  为共振失谐量, $\omega$  是光的载波频率, $\omega_{21} = (\epsilon_2 - \epsilon_1) \hbar$  是介质的共振频率, $\epsilon_2, \epsilon_1$  分别为上、下能级的本征能; $\Gamma_1 = 1/T_1, T_1$  为纵向弛豫时间(粒子的衰减时间), $\Gamma_2 = 1/T_2, T_2$  是总的横向弛豫时间(退相时间), $\Gamma_2 = 1/T_2' + 1/T_2^*, T_2'$  是均匀展宽过程的横向弛豫时间,它直接影响原子偶极矩的衰减, $T_2^*$  是非均匀展宽的横向弛豫时间. $c$  是

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金(10574166)和广东省自然科学基金(8151027501000062)资助

<sup>†</sup> Tel:020-84110287      Email:cesyxy@mail.sysu.edu.cn  
收稿日期:2009-01-15      修回日期:2009-05-07

光在真空中的速率,  $\hbar$  为普朗克常量,  $\mu_0$  是真空中电磁系数,  $n$  是介质的线性折射率,  $\mu_{21}$  电偶极跃迁矩阵元,  $N$  是粒子的密度;  $g(\Delta)$  是归一化非均匀展宽的线型。

定义拉比频率  $\Omega = \mu_{21} \tilde{E} / \hbar$  (由于拉比频率  $\Omega$  与光场的电场强度  $\tilde{E}$  只差一个常量,故文中也用  $\Omega$  表示光场的电场强度),有效时间

$$\tau_0 = \sqrt{\frac{2\hbar n^2}{N\mu_0 c^2 |\mu_{21}|^2 \omega}}$$

作变换:  $z' = nz / c\tau_0$ ,  $t' = t / \tau_0$ ,  $\Omega' = \tau_0 \Omega$ ,  $\Delta' = \tau_0 \Delta$ ,  $\Gamma'_2 = \tau_0 \Gamma_2$ ,  $\Gamma'_1 = \tau_0 \Gamma_1$ . 为了简洁,将  $z'$ 、 $t'$ 、 $\Omega'$ 、 $\Delta'$ 、 $\Gamma'_2$ 、 $\Gamma'_1$  写回  $z$ 、 $t$ 、 $\Omega$ 、 $\Delta$ 、 $\Gamma_2$ 、 $\Gamma_1$ ,得到无量纲的 MB 方程

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\Gamma_2 \cdot u - \Delta \cdot v \quad 3(a)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -\Gamma_2 \cdot v + \Delta \cdot u + \Omega \cdot w \quad 3(b)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -\Gamma_1 \cdot (w+1) - \Omega \cdot v \quad 3(c)$$

$$\frac{\partial \Omega}{\partial z} + \frac{\partial \Omega}{\partial t} = \int_{-\infty}^{\infty} [v(\Delta, z, t) \cdot g(\Delta)] d\Delta \quad 3(d)$$

## 2 数值计算方法

描述二能级体系光与物质相互作用的 MB 耦合方程只有特殊条件才能得到解析解,要详细研究这类方程所描述的物理过程和性质,需要建立精确、可靠且有效的数值算法.本工作在文献[9]数值求解均匀展宽 MB 方程工作的基础上,建立了高精度快速“预报校正-四阶龙格库塔(PCRK4)”法[9]求非均匀展宽 MB 方程. PCRK4 求解的主要步骤包括初始值预报循环、校正循环和预报循环三大部分,每个循环过程都包含对式 3(a)~(d)的求解.式 3(a)~(c)为 MB 方程中的光学 Bloch 方程部分,是时间的一阶非线性常微分方程组,可用标准 RK4 法进行求解[10];式 3(d)是 MB 方程中的 Maxwell 方程部分,是时间和空间的一阶非线性偏微分-积分方程,其中包含对非均匀展宽线型的积分项,积分项相当于数值计算时对时间、空间上对应的 Bloch 矢量  $v$  分量的非均匀展宽线型进行积分;得到积分项后再代入式 3(d)得到  $\Omega$ (若是校正循环则需要用前一格点的 Bloch 矢量与此格点的 Bloch 矢量求平均后再代入式 3(d)).由于采用了预报校正的方案,使得该算法在数值求解的过程中,准确度和效率都有了极大提高.

## 3 计算结果与讨论

数值计算求解方程 3(a)~(d)的初始条件为

$$\left. \begin{aligned} u(t=-\infty) &= 0, u(t=\infty) = 0 \\ w(t=-\infty) &= -1, \Omega(t=-\infty) = 0 \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

初始入射脉冲假定为高斯型,其形式为

$$\Omega(z=0, t) = \Omega_0 e^{-\frac{2\ln 2}{t_p^2}(t-t_0)^2} \quad (5)$$

式中:  $t_p$  为脉冲的半高宽;  $t_0$  为脉冲中心;脉冲的峰值

$$\Omega_0 = \sqrt{\frac{2\ln 2}{\pi}} \frac{S_0}{t_p}, S_0 \text{ 为初始脉冲的面积,脉冲面积}$$

的定义为  $S(z) = \int_{-\infty}^{\infty} [\Omega(z, t')] dt'$ . 对式(5)进行傅里叶变换,可得到入射脉冲的频谱宽度为  $\Delta_p = 4\ln 2 / t_p$ . 归一化非均匀展宽的  $g(\Delta)$  线型假定为高斯型,即

$$g(\Delta) = \sqrt{\frac{2\ln 2}{\pi \Delta_d^2}} e^{-\frac{2\ln 2}{\Delta_d^2} \Delta^2} \quad (6)$$

式中  $\Delta_d$  为非均匀展宽线型的半高宽.数值计算时,取有效时间  $\tau_0 = 50$  fs,时间以  $\tau_0$  为单位,长度以  $c\tau_0/n$  为单位,拉比频率(或电场强度)  $1/\tau_0$  为单位.初始入射脉冲中心  $t_0 = 5$ ,脉宽为  $t_p = 1$ ,则相应的频谱宽度为  $\Delta_p \approx 2.77$ .

### 3.1 面积定理

面积定理是光脉冲在共振介质中传播的重要理论,描述了脉冲面积随传播距离的演化规律,是光吸收指数衰减定律(比尔定律)的推广. McCall 和 Hahn 发现[1],对于  $t_p \ll T_1, T_2$  的强短脉冲,脉冲面积  $S(z)$  所遵循的演化方程为

$$\frac{dS(z)}{dz} = -\frac{\alpha}{2} \sin S(z) \quad (7)$$

式(7)即称为面积定理,其解为

$$S(z) = 2e^{-\alpha z/2} \arctan(S_0/2) \quad (8)$$

式中,无量纲化的  $\alpha = \sqrt{2\pi \ln 2} / \Delta_d$ ,通常称为小信号共振吸收系数.

在面积定理的推导过程中,运用了一些近似条件,这些近似只有在特定的条件下才能满足.例如要求非均匀展宽线宽大于脉冲的频谱宽度,忽略弛豫且共振等.而实际的实验工作中,不同的材料通常会有不同的非均匀展宽特性,体系的非均匀展宽特性会影响脉冲面积的演化.

体系的非均匀展宽特性是材料的非均匀展宽线宽  $\Delta_d$  与入射光脉冲频谱宽度  $\Delta_p$  相比较而言的.对于入射光脉冲,脉冲的时域宽度越大,频谱宽度就越小,当时域宽度无限大,即连续光时  $\Delta_p \rightarrow 0$ . 当  $\Delta_d \rightarrow 0$  或  $\Delta_d \ll \Delta_p$  时,即为均匀展宽体系,线型函数  $g(\Delta)$  演变为  $\delta$  函数. 当  $\Delta_d \gg \Delta_p$  时,即为完全非均匀展宽体系. 当  $\Delta_d$  和  $\Delta_p$  中的一个值确定时,另一个值究竟为多大,才成为非均匀展宽主导或均匀展宽主导的界限,通常并不明确,这不仅取决于  $\Delta_d$  和  $\Delta_p$  的相对大

小,还取决于体系的其他参量.在实际体系中,如果不是  $\Delta_d \gg \Delta_p$  或  $\Delta_d \ll \Delta_p$ ,则不能把体系简单地当作完全的非均匀或均匀展宽体系来处理.图 1 显示了脉冲的频谱与非均匀展宽的线型.图中粗实线是光脉冲面积为  $0.5\pi$ 、脉宽为  $t_p=1$  时高斯脉冲的频谱,频谱半高宽为  $\Delta_p=2.77$ ;细实线、点划线分别是  $\Delta_d=\Delta_p$  和  $\Delta_d>\Delta_p$  时归一化的高斯型非均匀展宽的线型;点线和虚线都是  $\Delta_d<\Delta_p$  时归一化的高斯非均匀展宽的线型.由图 1 可见,  $\Delta_d \leq \Delta_p$  时脉冲的频谱会完全包络住非均匀展宽线型;而  $\Delta_d > \Delta_p$ ,则非均匀展宽的线型会超出脉冲的频谱.

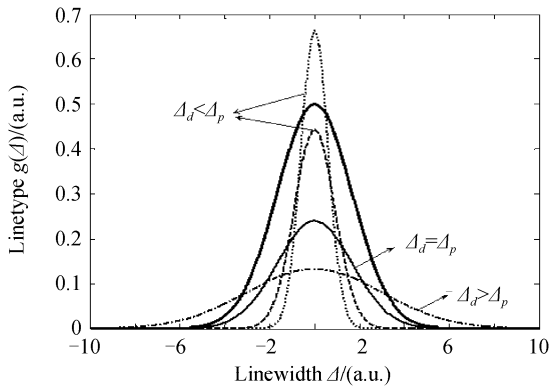


图 1 非均匀展宽线宽的线型及输入脉冲的频域线型  
Fig. 1 Inhomogeneous broadening linetypes for different linewidths and frequency domain linetype of initial input pulse

当体系完全由非均匀展宽主导时,面积定理可以很好地描述脉冲传播规律.图 2 是在与面积定理相同的条件下,用数值解和面积定理计算面积演化的结果.从图 2 可以看出,两者是相吻合的.数值计算的参量取为:  $\Delta_d=4$  (属  $\Delta_d > \Delta_p$ ),忽略弛豫且共振.

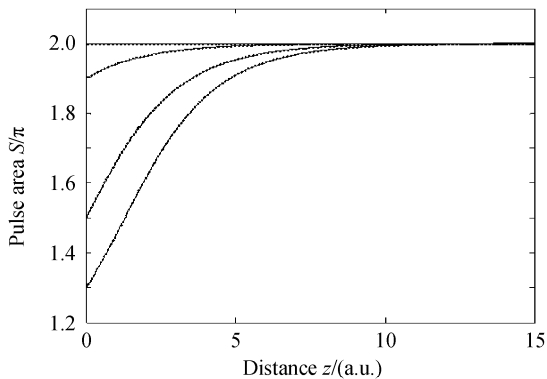


图 2 不同初始输入脉冲面积下的面积演化  
Fig. 2 Evolution of pulse area for different initial input pulse areas

### 3.2 线宽对脉冲面积演化的影响

在考虑非均匀展宽的线宽、弛豫时间、失谐量、初始光强等因素时,脉冲面积的演化规律已无法用面积定理来描述.图 3 显示了非均匀展宽线宽对脉

冲面积演化的影响.图中是初始脉冲面积为  $1.6\pi$  时,  $\Delta_d=4.0, 2.0, 0.5, 0.4$  时,脉冲面积的传播演化.从图 3 可以看出,在其他参量都固定时,非均匀展宽线宽对脉冲面积演化的影响主要有:1)随着  $\Delta_d$  的减小脉冲由非  $2\pi$  面积演化到  $2\pi$  的趋势仍然不变,但脉冲面积演化到  $2\pi$  所需的传播距离随着线宽的增大而增大;2)随着  $\Delta_d$  的减小,脉冲面积的演化开始偏离面积定理,脉冲传播一定距离到达  $2\pi$  后开始出现振荡,  $\Delta_d$  越小开始振荡的距离也越小,且振荡的幅度和频率也越大.当  $\Delta_d \ll \Delta_p$ ,则属于“近均匀展宽”情况,其演化规律与均匀展宽基本相同<sup>[6,9]</sup>.由此可见,非均匀展宽线宽  $\Delta_d$  越小,脉冲在空间传播展宽到  $2\pi$  面积所需的空间距离越短,但此时脉冲面积的稳定性变得越来越差.

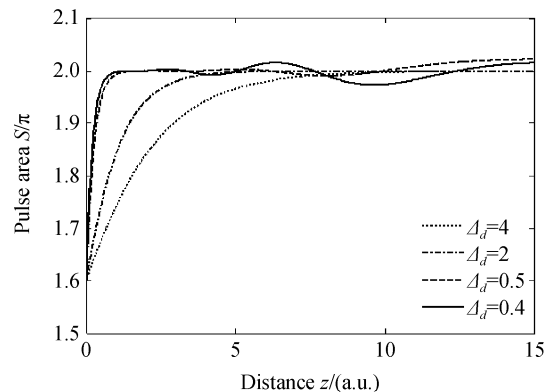


图 3 非均匀展宽线宽对脉冲面积演化的影响  
Fig. 3 Evolution of pulse area for different inhomogeneous broadening linewidths

### 3.3 线宽对脉冲传播规律的影响

图 4 显示了初始入射脉冲面积为  $1.6\pi$  时,不同线宽时光脉冲线型的演化规律.图 4(a)~(c)分别代表  $\Delta_d$  为 4、1、和 0.01 时脉冲面积的演化,其它参量与图 3 相同.由图 4(a)可以看出,  $\Delta_d=4$  时,脉冲被展宽至  $2\pi$  后其传播形式在时空范围内相当平稳,脉冲形状保持得很好.由图 4(b)可以看出,在  $\Delta_d=1$  时,主脉冲后沿开始出现小的振荡,且主脉冲峰值也随空间变化出现微小的起伏.在  $\Delta_d=0.01$  时,主脉冲后沿的振荡已经十分剧烈了,且主脉冲的峰值被明显地调制.

MB 方程中的波动方程式 3(d)描述了光场在非均匀展宽介质中非均匀展宽线型对波动方程的影响,其影响主要来自于 Bloch 矢量  $\mathbf{v}$  在频域上的积分,即  $(v(z, t')) = \int_{-\infty}^{\infty} [v(\Delta, z, t) g(\Delta)] d\Delta$  部分.因此非均匀展宽线宽  $\Delta_d$  的不同,积分项  $(v(z, t'))$  的值会相应地改变,从而影响到介质中光场的峰值.如在图 4(c)由于  $\Delta_d \ll \Delta_p$  时,积分项  $(v(z, t')) = \int_{-\infty}^{\infty} [v(\Delta, z, t) g(\Delta)] d\Delta$  只在共振频率  $\omega_{21}$  附近极窄

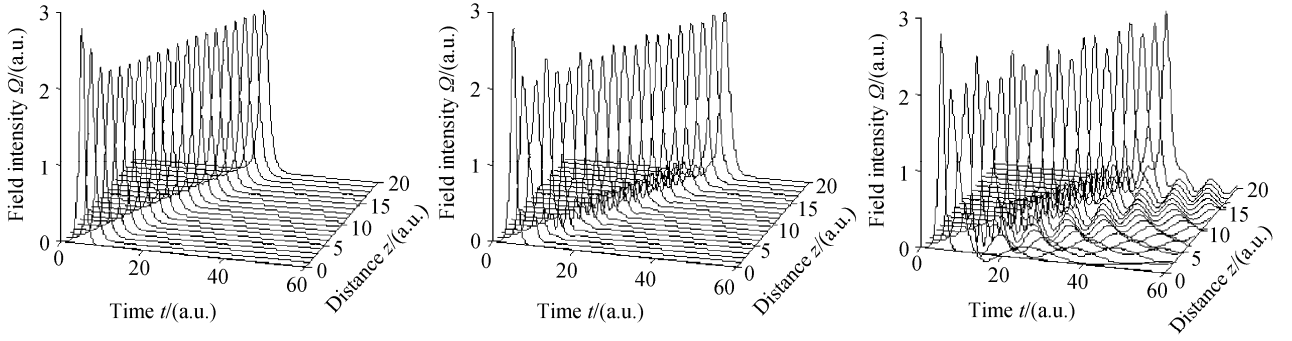


图4 非均匀展宽线宽对脉冲传播的影响

Fig. 4 Pulse evolution for different inhomogeneous broadening linewidths

的频谱宽度内起作用,线型函数  $g(\Delta)$  近似为  $\delta$  函数,中心频率以外的频率成分对积分效应的贡献极小,即  $v(\Delta, z, t') \approx v(0, z, t')$ . 通过观察 Bloch 矢量  $v$  分量的变化,可以更好地理解非均匀展宽对脉冲传播的影响.

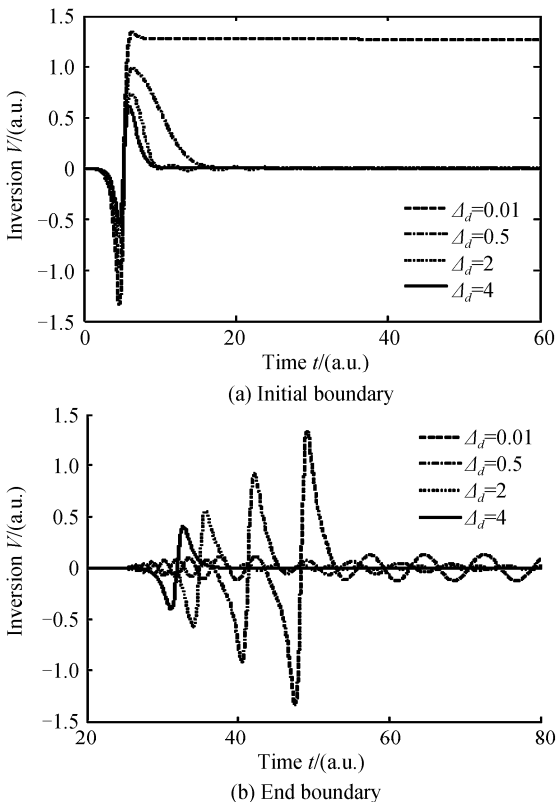
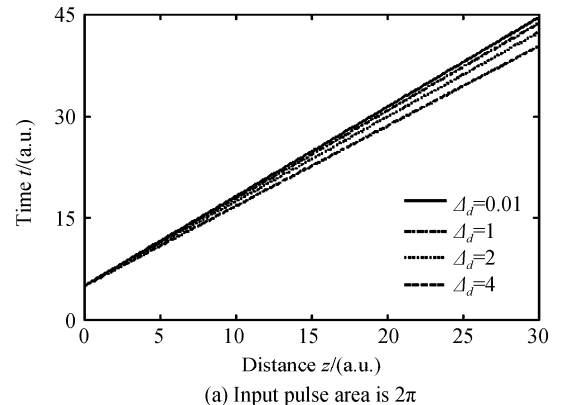
图 5(a)、(b)分别给出了在不同  $\Delta_d$  值下介质初始边界和末边界 Bloch 矢量  $v$  的演化,其中(a)为初始边界,(b)为后边界. 输入脉冲初始面积为  $1.6\pi$ ,空间传播距离  $L=20$ . 在所设定参量的条件下,由图 5(a)可以看出,入射脉冲与非均匀展宽介质在初始边界上作用后, $\Delta_d$  越小, $v$  的峰值越大(说明介质被诱导的极化也越大),且后沿保持相对稳定的时间也越长;随着  $\Delta_d$  的增大, $v$  的峰值逐渐减小,且后沿衰

减到初始值的所需经历的时间也越短,从这个意义上说,非均匀展宽的作用相当于弛豫效应,也就是通常会把非均匀展宽的倒数看成非均匀展宽的横向弛豫时间  $T_2^*$ . 由于这种“衰减效应”,脉冲在介质传播过程中,在忽略其它弛豫过程时, $\Delta_d$  越小  $v$  衰减的也越慢,没有衰减的  $v$  相当于“剩余极化”<sup>[7]</sup>,剩余极化在传播过程中产生振荡,图 5(b)是脉冲传播到  $L=20$  时,后边界处  $v$  的值,可以看出, $\Delta_d$  越小, $v$  的主峰值越大,且维持更长时间的“拖尾”振荡,随着非均匀展宽线宽的增大, $v$  的峰值逐渐减小,后沿出现的小振幅振荡逐渐消失. 由非均匀展宽线宽所引起的弛豫作用,是随非均匀展宽线宽的增大而增大的. 同时注意到,随着非均匀展宽线宽的增加, $v$  的峰值出现位置也在逐渐前移,说明非均匀展宽线宽会影响到脉冲在介质中传播的速度.

### 3.4 线宽对脉冲传播速度的影响

脉冲在介质中传播时,其传播速度也会受到介质非均匀展宽线宽的调制. 图 6(a)显示了初始入射脉冲面积为  $2\pi$  时,不同非均匀展宽线宽下,脉冲中心的传播轨迹.

从图中可以看出,非均匀展宽线宽  $\Delta_d$  越大,脉冲中心传播到介质末端所经历的时间越少,即脉冲传播的速度越大;由于轨迹呈线性,因此脉冲在介质中传播的速度是稳定的. 图 6(b)给出了初始入射脉冲面积为  $1.6\pi$  时的情况,此时脉冲中心的传播随

图5 非均匀展宽线宽对 Bloch 矢量  $v$  的影响Fig. 5 The distribution of Bloch vector  $v$  for different inhomogeneous broadening linewidths(a) Input pulse area is  $2\pi$

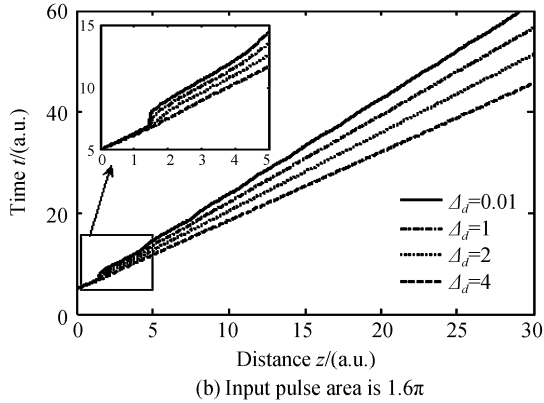
(b) Input pulse area is  $1.6\pi$ 

图6 非均匀展宽线宽对脉冲传播速度的影响  
Fig. 6 Evolution of pulse velocities for different inhomogeneous broadening linewidths

$\Delta_d$  的变化与图 6(a) 大致相同, 但此时不同非均匀展宽线宽下脉冲中心的传播轨迹隔得更开, 即不同  $\Delta_d$  对脉冲传播速度的影响更大, 且脉冲在介质前沿的传播速度不稳定, 这主要是脉冲由  $1.6\pi$  展宽至  $2\pi$  过程中的速度变化所引起的。

## 4 结论

本文通过数值计算, 研究了非均匀展宽二能级体系中超短激光脉冲的传播特性. 计算结果表明: 非均匀展宽线宽对脉冲面积的演化、脉冲线型以及脉冲传播的速度等都有重要的影响. 1) 当非均匀展宽线宽  $\Delta_d \geq \Delta_p$  时, 脉冲的传播极为平稳, 此时脉冲面积的演化与面积定理符合得很好. 2) 当  $\Delta_d < \Delta_p$  时, 脉冲峰值开始出现小的起伏、脉冲后沿出现“拖尾”震荡; 从脉冲面积的演化来看其演化趋势与面积定理描述基本相同, 但脉冲由非  $2\pi$  面积演化到  $2\pi$  面积所需的空间传播距离明显被缩短. 3) 当  $\Delta_d \ll \Delta_p$  时, 脉冲的演化形式与均匀展宽情况下类似. 4) 脉冲在介质中传播时, 其传播速度同样受到介质非均匀展宽线宽的调制,  $\Delta_d$  越大, 脉冲在介质中传播的速度越快. 不同的非均匀展宽线宽取值会对激光脉冲传播过程产生重要影响, 并且符合一定的演化规

律, 总结介质中脉冲的这类传播规律, 有助于全面深入地理解非均匀展宽二能级体系中超短脉冲的传播特性.

## 参考文献

- [1] ALLEN L, EBERLY J H. Optical resonance and two-level atoms[M]. New York: Dover, 1987.
- [2] McCALL S L, HAHN E L. Self-induced transparency[J]. *Phys Rev*, 1969, **183**(2): 457-485.
- [3] ALHASAN A M, FIUTAK J, MIKLASZEWSKI W. The influence of the atomic relaxation on the resonant propagation of short light pulses[J]. *Z Phys B*, 1992, **88**: 349-358.
- [4] MIKLASZEWSKI W, FIUTAK J. The effect of the homogeneous broadening on propagation of the light pulses [J]. *Z Phys B*, 1994, **93**: 491-499.
- [5] MIKLASZEWSKI W. Near-resonant propagation of light pulse in homogeneous broadening two-level medium[J]. *JOSA B*, 1995, **12**(10): 1909-1917.
- [6] ZHANG Hua-rong, JIANG Yue, LI Cheng, *et al.* Evolution rule of ultra-short laser pulse area in homogeneously broadened medium[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2009, **38**(7): 1608-1612.  
张华荣, 蒋月, 李成, 等. 均匀展宽介质中激光超短脉冲面积的演化规律[J]. *光子学报*, 2009, **38**(7): 1608-1612.
- [7] SCHUPPER N, FRIEDMANN H, MATUSOVSKY M, *et al.* Propagation of high-intensity short resonant pulses in inhomogeneous broadening media[J]. *JOSA B*, 1999, **16**(7): 1127-1134.
- [8] WU Jia-wen, CHENG Jing, YU Xiang-yang, *et al.* Evolution of femtosecond pulse in resonant atomic medium with long distance[J]. *Acta Optica Sinica*, 2005, **25**(9): 1265-1270.  
吴佳文, 程静, 余向阳, 等. 飞秒脉冲在共振介质中远距离演化过程研究[J]. *光学学报*, 2005, **25**(9): 1265-1270.
- [9] LI Cheng, ZHANG Hua-Rong, YU Xiang-Yang. Numerical methods and application for optical maxwell-bloch equations [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2009, **38**(12): 3138-3144.  
李成, 张华荣, 余向阳. 光学 Maxwell-Bloch 方程的数值算法研究及其应用[J]. *光子学报*, 2009, **38**(12): 3138-3144.
- [10] JOHN H. MATHEWS, KURTIS D. FINK, numerical methods using MATLAB[M]. CHEN Yu, ZHOU Lu, QIAN Fang, *et al.* transl. 3rd ed. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2005: 340-345.

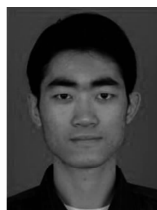
## Inhomogeneous Broadening Effect on the Propagation Characteristics of Ultrashort Laser Pulse

ZHANG Hua-rong, LI Cheng, YU Xiang-yang

(State Key Laboratory of Optoelectronic Materials and Technologies, Sun Yat-Sen University, Guangzhou 510275, China)

**Abstract:** An effective 'Forecast-correction fourth-order Runge-Kutta' numerical method is programmed to study the propagation characteristics of ultra-short laser pulse in inhomogeneous broadening two-level medium. The results show that the pulse propagation can be modulated by the inhomogeneous broadening line-width. While the inhomogeneous broadening line-width is greater than the pulse spectrum width, the evolution of pulse area consists with the area theorem, and the pulse propagation maintains stability. With decreasing line-width, the evolution of pulse area becomes complex, and pulse propagation no longer maintains stability and with a "tail" oscillation. The pulse peak and pulse propagation velocity can also be modulated by the line-width.

**Key words:** Quantum optics; Maxwell-Bloch equations; Inhomogeneous broadening two-level system; Area theorem; Propagation of ultra-short pulse



**ZHANG Hua-rong** was born in 1984. In 2006 he was enrolled in Sun Yat-Sen University as a M. S. degree candidate at School of Physics and Engineering. His research interests focus on quantum optics and ultrafast phenomena.



**YU Xiang-yang** was born in 1965. He received the Ph. D. degree from School of Physics & Engineering, Sun Yat-Sen University, in 1998. He is an associate professor of State Key Laboratory of Optoelectronic Materials and Technologies, Sun Yat-sen University, Guangzhou, China. His research interests focus on quantum optics, ultrafast phenomena and nonlinear optic.