

文章编号: 0253-2239(2005)09-1265-6

飞秒脉冲在共振介质中长距离演化过程研究*

吴佳文¹ 程 静² 余向阳¹ 周建英¹

(¹ 中山大学光电材料与技术国家重点实验室, 广州 510275)
(² 中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

摘要: 为研究飞秒脉冲在共振二能级原子介质中传播较长距离时的演化规律, 用时域有限差分的方法数值模拟了 5 fs 脉冲载波与共振介质相互作用的麦克斯韦-布洛赫方程。结果表明, 5 fs 脉冲的包络与载波的形状基本吻合, 变化趋势大体一致, 慢变振幅近似和旋转波近似不影响基本结论。在脉冲的谱宽远大于原子介质跃迁线形增宽的条件下, 3.2π 脉冲演化成 2π 双曲正割脉冲所经历的过程非常复杂, 达到稳态所通过的空间长度大约是面积演化成稳态值所需要的长度的 5×10^4 倍。因此, 在短距离的面积演化过程中, 飞秒脉冲无法保持双曲正割的脉冲形状, 只有经过很长的传播距离才能最终到达稳态, 形成孤子解。同时, 通过比较 5 fs 和 50 fs 脉冲的演化情况, 得出结论, 脉宽越短的脉冲达到稳态所经历的过程越复杂, 需要通过的空间距离越长。

关键词: 量子光学; 光与物质相互作用; 时域有限差分; 麦克斯韦-布洛赫方程

中图分类号: O431.2; O437 文献标识码: A

Evolution of Femtosecond Pulse in Resonant Atomic Medium with Long Distance

Wu Jiawen¹ Cheng Jing² Yu Xiangyang¹ Zhou Jianying¹

(¹ *The State Key Laboratory of Optoelectronic Materials and Technologies, Sun Yat-sen University, Guangzhou 510275*)
(² *Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800*)

Abstract: To study the evolution of femtosecond (fs) laser pulse in a long-distance two-level medium, the Maxwell-Bloch equations of 5 fs carrier interacting with two-level medium are numerically solved with use of finite-difference time domain procedure. It is found that the 5 fs pulse envelope, obtained within the slowly varying envelope approximation and rotating-wave approximation, agrees nicely with the carrier field. It is also found that it takes 50000 times longer distance for a pulse with an area of 3.2π to evolve into a stable symmetric hyperbolic-secant pulse than its area varying into a stable value. The evolution process is complicated, for the pulse's spectral width much larger than the atomic linewidth. As a result, an injected pulse with an area of 3.2π could not maintain a shape of symmetric hyperbolic-secant during its area evolving into stable, and must propagate a very long distance to transform into a stable solitary wave. In addition, comparison of the results of the 5 fs and 50 fs pulse has demonstrated that the shorter the pulse is, the more intricate process, the longer distance it needs.

Key words: quantum optics; light-matter interaction; finite-difference time domain; Maxwell-Bloch equations

1 引 言

描述光脉冲与共振二能级介质相互作用的基本理论是建立在“麦克斯韦-布洛赫(M-B)方程”的基础上的^[1,2], 而随之导出的面积定理是光脉冲在介质中传播理论的核心。这个定理表明了光脉冲在介

质中传播时脉冲面积随传播距离的变化规律。由面积定理, 人们预言: 面积偏离 $2n\pi$ 的脉冲在吸收介质中传播, 依靠脉冲变宽或压缩来增加或减少面积, 最终演化成 $2n\pi$ 面积的双曲正割脉冲。在面积演化的过程中, 始终保持孤子解, 当面积达到稳态值的

* 国家自然科学基金(90201027, 10374120)和国家重点基础研究特别项目(19990752000)资助课题。

作者简介: 吴佳文(1982~), 女, 江西南昌人, 中山大学光电材料与技术国家重点实验室硕士研究生, 主要从事飞秒脉冲与共振原子体系的相互作用机理方面的研究。E-mail: zsu_wjw@yahoo.com.cn

收稿日期: 2004-10-25; 收到修改稿日期: 2004-12-23

时候,脉冲也到达稳态。然而,这些研究对象主要是脉宽在纳秒量级的脉冲^[3~7],这种情况下,脉冲的谱宽和原子的线宽处于同一数量级,或者比原子介质的非均匀增宽要小得多。吉布斯(Gibbs)和Slusher^[7]研究了这种条件下脉冲的自感应透明,验证了脉冲的减速、分裂和放大,并提出了应用自感应透明来进行皮秒脉冲压缩的可能性。他们的实验中,脉冲的谱宽约为原子线宽的4倍。

对于皮秒脉冲,脉冲的谱宽增加了几个数量级,脉冲谱宽远大于原子的非均匀增宽。Eberly^[8]曾指出,面积定理需在 $T_2^* \leq \tau_p \ll T_2$ 的情况下才能严格成立,也就是说,当脉冲的谱宽比原子的非均匀增宽大很多的时候,面积定理不一定能准确地描述脉冲的演化规律。Schuppper 等^[9]研究了非均匀增宽介质中皮秒量级脉冲的演化情况,他们的计算结果表明,皮秒脉冲在传播过程中,其主脉冲形状保持不变,而尾部由于自由感应衰减而产生一系列微小的振荡,这些振荡随传播长度增加而增强。Matusovsky 等^[10]讨论了不同面积下6 ps的脉冲的传播,并和实验结果作了对比,发现面积越大的脉冲,分裂与整形现象越不明显。

随着超短脉冲技术的发展,飞秒量级的脉冲已经可以很容易地产生,飞秒脉冲的传输特性已日益成为研究的热点课题之一。在光纤中,由于脉冲的高阶非线性效应,实现孤子传输的条件非常苛刻,孤子解的稳定性也随之变弱^[11~13]。在共振二能级介质中,原子的非均匀和均匀频谱增宽甚至可以忽略掉,自感应透明孤子也难以获得。文献[14]指出,当少周期飞秒脉冲的脉宽不太短(短于两个光周期),面积不很大(远远大于 4π)的情况下,二能级近似可以合理描述脉冲与原子的相互作用。然而,当脉冲宽度短到少周期时,大量研究表明旋转波近似和慢变振幅近似不能严格成立,研究方法基本上只能靠数值求解不做近似的麦克斯韦-布洛赫方程。基于时域有限差分方法,Ziolkowski 等^[15]从数值模拟中发现了时间导数效应,Hughes^[16]指出面积定理的失效和载波拉比反转现象,Tarasishin 等^[17]则讨论了在布居反转介质中少周期脉冲的放大。Xiao 等^[18]的计算结果证明了少周期脉冲通过脉冲分裂而不是脉冲展宽或压缩来使面积达到 2π 或 2π 的整数倍。如果脉冲面积不是很大,传播距离不是太长,计算表明 McCall-Hahn 理论仍然可以很好地解释少周期脉冲在两能级介质中的传播。利用少周期脉冲在两能级介质中的传播,还有人提出了产生亚飞秒脉冲的可能性^[19]。

对于飞秒脉冲的传播问题,文献里面计算的空间和时间长度都有限,脉冲实际上并没有演化到稳态。我们基于麦克斯韦-布洛赫方程,研究了飞秒脉冲的传播,和以前的文献相比,我们计算了更长的时间和空间长度。结果表明,面积为 3.2π 的脉冲在传播过程中,可以在很短的传播距离之内使面积迅速增加到稳态值 2π ,之后在稳态值附近做轻微振荡;此时的脉冲并没有成为形状不随传播长度变化的稳态双曲正割脉冲,只有当传播距离增加到一个相当大的值时,脉冲才能达到稳态。

2 理 论

考虑在真空中沿 z 轴传播的脉冲,在 $z=0$ 处开始进入共振二能级介质。脉冲在介质中的传播规律可以用麦克斯韦-布洛赫方程来描述^[1,2]:

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

$$\partial_t E_x = -\frac{1}{\epsilon_0} \partial_z H_y - \frac{1}{\epsilon_0} \partial_t P_x,$$

$$\partial_t u = -\frac{1}{T_2} u + \omega_0 v,$$

$$\partial_t v = -\omega_0 u - \frac{1}{T_2} v + 2 \frac{\mu}{\hbar} E_x w, \quad (2)$$

$$\partial_t w = -2 \frac{\mu}{\hbar} E_x v - \frac{1}{T_1} (w - w_0),$$

其中 E_x 和 H_y 分别代表电场和磁场。宏观非线性极化强度 $P_x = N\mu u$, 与密度矩阵的非对角元 $\rho_{12} = (u + iv)/2$ 及反转粒子数 $w = \rho_{22} - \rho_{11}$ 有关, N 代表介质的原子密度, μ 为跃迁偶极矩。 ω_0 为原子共振频率, T_1 和 T_2 分别代表纵向和横向弛豫时间, w_0 为反转粒子数初始值。将

$$E_x(z, t) = \frac{1}{2} E_0(z, t) \exp\{i[\omega_p t - kz]\}, \quad (3)$$

$$P_x(z, t) = N\mu \rho'_{12}(z, t) \exp\{i[\omega_p t - kz]\}, \quad (4)$$

代入(1)式、(2)式,利用慢变振幅近似和旋转波近似,可以得到脉冲包络的麦克斯韦-布洛赫方程组:

$$\partial_z E_0 + \frac{1}{c} \partial_t E_0 = \frac{N\mu\mu_0 c \omega_p v'}{2}, \quad (5)$$

$$\partial_t u' = -\frac{1}{T_2} u' - \Delta\omega v',$$

$$\partial_t v' = -\frac{1}{T_2} v' + \Delta\omega u' + \frac{\mu E_0}{\hbar} w, \quad (6)$$

$$\partial_t w = -\frac{1}{T_1} (w - w_0) - \frac{\mu E_0}{\hbar} v',$$

其中 ω_p 为载波频率, k 为波矢, E_0 为电场的慢变振幅包络, $\rho'_{12}(z, t) = (u' + iv')/2$ 代表 ρ_{12} 的慢变包络。

由(5)式、(6)式,再考虑原子介质的非均匀增宽, McCall 等推导出了面积定理:

$$\frac{dA}{dz} = -\frac{1}{2}\alpha \sin A, \quad (7)$$

其中:
$$\alpha = \frac{\omega\pi\mu_0 N\mu^2 c}{\hbar} g(0) \quad (8)$$

为小信号共振吸收系数,其中 $g(0)$ 代表共振时介质非均匀增宽的线形。

定义布洛赫(Bloch)角:

$$\theta(z, t) = \frac{\mu}{\hbar} \int_{-\infty}^t E_0(z, t') dt', \quad (9)$$

当 t 趋向于无穷大时, θ 等效于脉冲面积 A 。

通过解析求解麦克斯韦-布洛赫方程组(5)、(6)得出方程的双曲正割解:

$$E_0(z, t) = \frac{\hbar}{\mu\tau} \operatorname{sech}\left(\frac{t-z/V}{\tau}\right), \quad (10)$$

其中 $1/V = (c\mu_0\omega N\mu^2\tau^2/2\hbar) + n/c_0$ 。这个解对应脉冲的自感应透明,为麦克斯韦-布洛赫方程的本征解析解。

3 计算结果与讨论

利用时域有限差分(FDTD)算法^[14~16],可以数值求解载波方程(1)、(2)。当入射脉冲的谱宽远大于原子的非均匀增宽时,通过将方程(5)、(6)写成差分方程的方法,也可以做数值求解。由所给出的 E 的边界条件及 u, v, w 的初始条件,可通过(6)式求出下一个时间点的 u, v, w 随空间的分布,然后再由(5)式求出电场 E 随空间的分布,之后重复这个步骤,求出每个

时间点的 E 及 u, v, w 的空间分布,这样就能得到各参量随时间和空间的变化关系。这两种数值求解的方法对应于脉冲在介质边界处入射,再继续与原子介质相互作用的实际情况。首先,在相同的条件下分别对脉冲载波及脉冲包络的演化情况做了数值模拟,求解了麦克斯韦-布洛赫方程(1)、(2)及(5)、(6)。入射脉冲的形式设为

$$E(z=0, t) = E_m \cos(\omega_p t) \operatorname{sech}[1.76(t-t_0)/\tau_p], \quad (16)$$

其中 $\omega_0 = \omega_p = 2.3 \text{ fs}^{-1}$ (假设严格共振的情况)。介质的原子数密度 $N = 2 \times 10^{24} \text{ cm}^{-3}$, 纵向和横向弛豫时间分别为: $T_1 = 1 \text{ ns}, T_2 = 0.5 \text{ ns}$ 。 $u=v=0, w_0 = -1$ 为系统的初始条件。从图 1(a)和图 1(b)可以看出,由载波方程(1)、(2)计算出来的结果和包络方程(5)、(6)计算出来的结果稍有偏差,这是由于慢变振幅近似忽略了电场的时间导数效应^[14],而旋转波近似忽略了导致载波整形的快速振荡项^[15]。在传播距离不太大时,这种偏差几乎可以忽略,随着传播距离继续增加,到达某一值(约为 $450 \mu\text{m}$)之后,两个计算结果的偏差开始变得明显。尽管如此,脉冲包络形状的变化与相对应的载波的变化趋势几乎完全一致,用包络方程(5)、(6)仍然可以较好地描述超短脉冲的传播规律^[17]。文献[15]也曾指出,当脉冲面积大于 6π 时,由于强烈的载波整形作用导致的不完整的拉比反转,这是慢变振幅近似和旋转波近似方程无法得到的;而对 2π 脉冲和 4π 脉冲,载波整形作用不明显。因此,在本文的研究范围内,慢变振幅近似与旋转波近似方程是适用的。

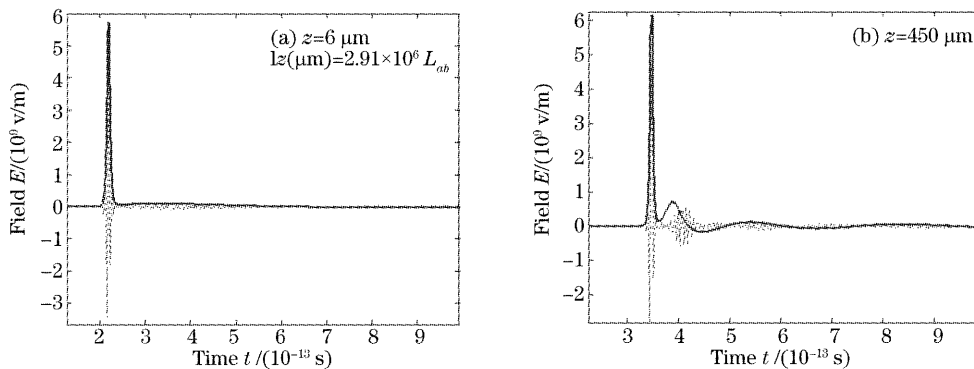


图 1 不同空间位置的脉冲包络形状(实线)及载波振荡(虚线),入射脉冲宽度 $\tau_p = 5 \text{ fs}$, 面积 3.2π

Fig. 1 The pulse envelope shape (solid line) and the pulse carrier (dashed line) as a function of time at different position.

The input pulse width τ_p is 5 fs and the area is 3.2π

接下来,我们验证了 2π 双曲正割脉冲的自感应透明,即: 2π 双曲正割脉冲入射,在传播过程中始终保持 2π 双曲正割孤子解。然而数值模拟面积介于

$(2n-1)\pi$ 和 $2n\pi$ 之间的脉冲在介质边界入射的实际结果和(10)式对应的理想情况下本征解的结论却有偏差。在入射脉宽 $\tau_p \ll T_2^*$ 时,也就是不考虑介质的

非均匀增宽时,我们模拟了 3.2π 双曲正割型脉冲在共振介质中的演化过程。根据这些参量,由小信号共振吸收系数的定义(8)可以估算出单位吸收长度 $L_{ab}=1/\alpha\approx 3.43\times 10^{-13}$ m。由于计算的时间总长远大于脉宽 τ_p ,因此 θ 值可以代表脉冲面积。如图 2,经过较短的传播距离(约 $1.2\ \mu\text{m}$)之后, θ 值迅速达到 4π 。接下来,随着传播距离的不断增长, θ 以 4π 为中心作轻微振荡,振荡的幅度随空间长度的增加而不断减小,最终将保持为 4π 值不变。在脉冲开始与原子介质相互作用时,脉冲的尾部产生一些振荡[图 3(a)],正是由于这些振荡的存在而使得面积增加。随着传播距离的增加,振荡变得越来越强,周期变得越来越短,时间后沿的振荡周期明显比前沿的振荡周期要长,而振幅比前沿的振幅要弱,形成一个类似贝塞尔函数的线形,最终使得脉冲面积达到 4π 。然而,此时脉冲的形状显然不是严格的双曲正割型,光脉冲分裂

为两个包络,并带有很长的振荡[图 3(b)]。因此,在这个空间位置上,系统没有到达稳态。

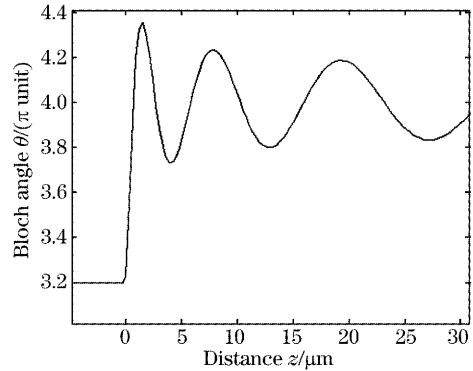


图 2 θ 随空间位置 z 的变化关系,对应入射脉冲宽度 $\tau_p=5$ fs,面积 3.2π

Fig. 2 Value of θ vs the position z during pulse propagation. The area of the incident pulse is 3.2π and the pulsewidth τ_p is 5 fs

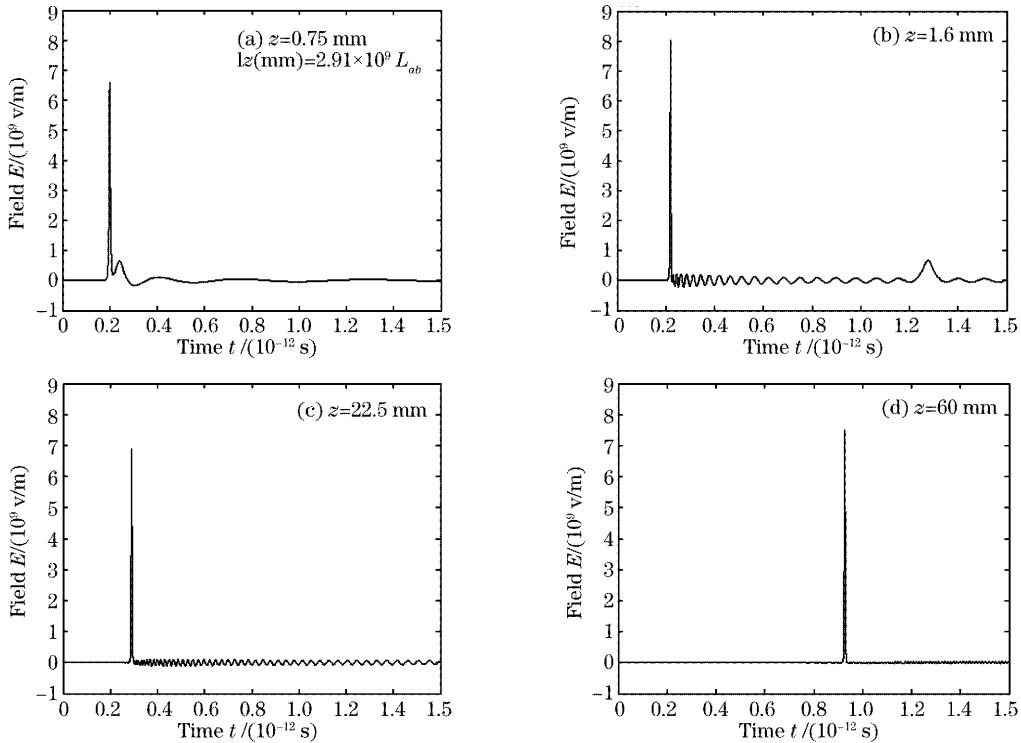


图 3 不同空间位置的脉冲包络形状,入射脉冲宽度 $\tau_p=5$ fs,面积 3.2π

Fig. 3 The pulse envelope shape as a function of time at different position for area pulse 3.2π . The input pulsewidth τ_p is 5 fs

当传播距离继续增加时,发现脉冲的振荡开始逐渐减弱[图 3(c)],而主脉冲的形状几乎没有变化。在 60 mm 的位置,振荡幅度几乎为零,主脉冲稳定下来,形状为较标准的双曲正割型[图 3(d)]。再继续增加传播距离,脉冲形状依然保持不变。此时的反转粒子数也达到了稳态值 -1 ,不再随时间变

化。因此,面积偏离稳态值 2π 的超短脉冲在共振二能级原子介质中传播到达稳态,经历的是一个较复杂的过程:脉冲刚进入介质,传播一小段距离时,尾部产生一系列微小的振荡,随着传播距离的增加,振荡幅度越来越大,以至于使得脉冲发生分裂;当距离增加到一定阶段,振荡开始逐渐减弱,直至消失,脉

冲和介质同时到达稳态。从以上结果可以看出,脉冲达到稳态,形成双曲正割孤子脉冲所需要的传播距离远远大于面积演化到 4π 所通过的距离,前者约为后者的 50000 倍。

从以上结果可以看出,面积介于 $(2n-1)\pi$ 至 $2n\pi$ 之间的脉冲在共振二能级介质中传播,演化成稳态双曲正割脉冲的过程中,并不是简单地依靠脉宽展宽来增加面积。针对这个问题,文献[17]做出了一些讨论,计算了面积分别为 3.1π 和 1.1π , 脉宽 5 fs 的少周期脉冲在 17 μm 和 34 μm 的传播距离处的结果,发现脉冲并不是依靠展宽而是依靠脉冲分

裂,使面积增加到 2π 。他们认为这一现象的产生是由于少周期脉冲的传播速度非常之快而导致脉冲尾部的受激辐射无法随传播脉冲发生,由此便产生了分裂。我们的计算结果表明,脉冲分裂这一现象的产生并不是由于少周期脉冲的传播速度快而造成的特有现象。图 4 为脉宽 50 fs 的 3.2π 脉冲在介质的不同空间位置处随时间的变化曲线。很明显,50 fs 脉冲经历了与 5 fs 脉冲类似的过程,即“产生振荡-振荡加强-脉冲分裂-振荡减弱-振荡消失”。然而,50 fs 脉冲达到稳态所需要的空间长度约为 4.5 mm,显然比 5 fs 脉冲要小得多。

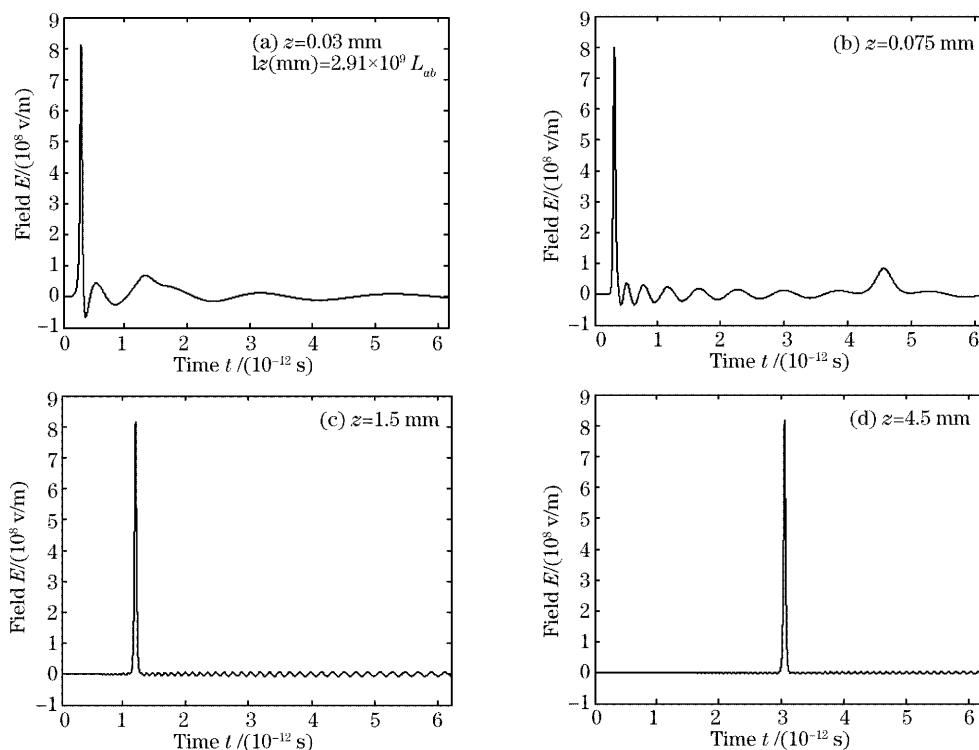


图 4 不同空间位置的脉冲包络形状,入射脉冲宽度 $\tau_p = 50$ fs,面积 3.2π

Fig. 4 The pulse envelope shape as a function of time at different position for area pulse 3.2π . The input pulsewidth τ_p is 50 fs

4 结 论

利用差分 and 时域有限差分的方法分别模拟了超短脉冲的包络以及载波与共振二能级原子介质的相互作用,结果表明,脉冲在介质中演化成稳态孤子脉冲经历了一个“产生振荡—振荡加强—脉冲分裂—振荡减弱—振荡消失”的复杂过程,整个过程需要的传播距离远大于面积演化所通过的空间长度。我们还发现,脉宽越短的脉冲由于谱宽更大,因此到达稳态所需要通过的距离就越长。慢变振幅近似和旋转波近似不影响脉冲形状变化的基本结论。

参 考 文 献

- 1 S. L. McCall, E. L. Hahn. Self-induced transparency [J]. *Phys. Rev.*, 1969, **183**(2): 457~483
- 2 S. L. McCall, E. L. Hahn. Pulse-area-pulse-energy description of a traveling-wave laser amplifier [J]. *Phys. Rev. (A)*, 1970, **2**(3): 861~870
- 3 Gu Min, Tan Weihan. Effects of frequency detuning on coherent optical pulse combination and area evolution [J]. *Acta Optica Sinica*, 1985, **5**(6): 565~569 (in Chinese)
顾敏, 谭维翰. 频率失谐对相干光脉冲合并和面积演化的影响 [J]. *光学学报*, 1985, **5**(6): 565~569
- 4 Gu Min, Tan Weihan. Combination and area evolution of coherent optical pulse [J]. *Acta Optica Sinica*, 1985, **5**(5): 409~414 (in Chinese)

- 顾 敏, 谭维翰. 相干光脉冲的合并和面积演化[J]. 光学学报, 1985, **5**(5): 409~414
- 5 Xiao Ling, Lin Fucheng. Spatial-temporal properties of laser pulse propagating in resonant atomic vapor [J]. *Acta Optica Sinica*, 1998, **18**(8): 1001~1005 (in Chinese)
肖 玲, 林福成. 共振原子蒸汽中激光脉冲的时空特性[J]. 光学学报, 1998, **18**(8): 1001~1005
- 6 Xiao Ling, Ding Gang, Jing Chunyang *et al.*. Propagation properties of double laser pulse in coherent medium [J]. *Acta Physica Sinica*, 1999, **48**(3): 468~473 (in Chinese)
肖 玲, 丁 刚, 景春阳 等. 双激光脉冲在相干介质中的传播特性[J]. 物理学报, 1999, **48**(3): 468~473
- 7 H. M. Gibbs, R. E. Slusher. Sharp-line self-induced transparency [J]. *Phys. Rev. (A)*, 1972, **6**(6): 2326~2334
- 8 J. H. Eberly. Area theorem rederived [J]. *Opt. Exp.*, 1998, **2**(5): 173~176
- 9 N. Schupper, H. Friedmann, M. Matusovsky *et al.*. Propagation of high-intensity short resonant pulses in inhomogeneously broadened media [J]. *Opt. Soc. Am. (B)*, 1999, **16**(7): 1127~1134
- 10 M. Matusovsky, B. Vaynberg, M. Rosenbluh. High intensity pulse propagation in the extreme sharp-line limit [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1972, **77**(26): 5198~5201
- 11 Li Zhonghao, Tian Huiping, Wang Tao *et al.*. Stability analysis of femtosecond optical pulse solitary wave solution with arbitrary parameters [J]. *Acta Optica Sinica*, 2003, **23**(3): 289~292 (in Chinese)
李仲豪, 田慧平, 王 涛 等. 飞秒光孤立波解传输的稳定性分析 [J]. 光学学报, 2003, **23**(3): 289~292
- 12 Song Jien, Huang Yongqing, Guo Yong *et al.*. Transmission properties of the strong pulse in fiber gratings [J]. *Chin. J. Lasers*, 2003, **30**(11): 1003~1005 (in Chinese)
- 宋继恩, 黄永清, 郭 勇 等. 强脉冲在光纤光栅中的传输特性 [J]. 中国激光, 2003, **30**(11): 1003~1005
- 13 Shuqin Guo, Guosheng Zhou, Zhaoming Huang. The characters of dense dispersion managed soliton in optical fiber transmission systems [J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2003, **1**(3): 136~138
- 14 Jing Cheng, Jianying Zhou. Validity of the two-level approximation in the interaction of few-cycle light pulses with atoms [J]. *Phys. Rev. (A)*, 2003, **67**(4): 041404-1~041404-4
- 15 R. W. Ziolkowski, J. M. Arnold, D. M. Gogny. Ultrafast pulse interactions with two-level atoms [J]. *Phys. Rev. (A)*, 1995, **52**(4): 3082~3094
- 16 S. Hughes. Breakdown of the area theorem: carrier-wave Rabi flopping of femtosecond optical pulses [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1998, **81**(16): 3363~3366
- 17 A. V. Tarasishin, S. A. Magnitskii, A. M. Zheltikov. Propagation and amplification of ultrashort light pulses in a resonant two-level medium: finite-difference time-domain analysis [J]. *Opt. Commun.*, 2001, **193**(1~6): 187~196
- 18 Jian Xiao, Zhongyang Wang, Zhizhan Xu. Area evolution of a few-cycle pulse laser in a two-level-atom medium [J]. *Phys. Rev. (A)*, 2002, **65**(3): 031402-1~031402-4
- 19 V. P. Kalosha, J. Herrmann. Formation of optical subcycle pulses and full Maxwell-Bloch solitary waves by coherent propagation effects [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1999, **83**(3): 544~547
- 20 S. Hughes. Subfemtosecond soft-X-ray generation from a two-level atom: extreme carrier-wave Rabi flopping [J]. *Phys. Rev. (A)*, 2000, **62**(5): 055401~055404
- 21 Wang Zhongyang, Gong shangqing, Xu Zhizhan. Attosecond light pulse generation in a strongly driven two-level atom [J]. *Acta Physica Sinica*, 1999, **48**(5): 961~965 (in Chinese)
王中阳, 龚尚庆, 徐至展. 强驱动二能级原子中阿秒相干光脉冲的产生 [J]. 物理学报, 1999, **48**(5): 961~965