

双激光脉冲在相干介质中的传播特性

肖 玲 丁 刚 景春阳 林福成

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

(1998 年 4 月 27 日收到; 1998 年 9 月 7 日收到修改稿)

从密度矩阵形式的 Bloch 方程和 Maxwell 传播方程出发, 建立了二能级双脉冲传播的三维半经典理论模式, 并给出了数值求解结果. 考察了双脉冲在介质中的时空演化, 发现了三维空间中双脉冲合并的特性, 并与单脉冲的传播进行了比较.

PACC: 4250R; 4265D

1 引 言

相干光在原子蒸气中传播会产生一系列瞬态相干现象, 如光子回波和自感应透明(SIT)等. 光脉冲在吸收介质相干范围的共振传播, 即激光脉冲宽度远小于介质的所有弛豫时间, 脉冲可如孤波般地通过吸收介质, 其脉冲形状、面积、能量保持不变, 只是脉冲速度远远小于光速. 已观察到脉冲的非线性传播和时间上的脉冲重组, 如脉冲分裂、子脉冲的延迟, 以及峰值的放大, 理论计算与实验符合很好^[1,2]. 然而在实际工作中, 激光总有一定的光束半径, 所以激光在光学厚吸收介质中传播, 其横向作用不容忽视. 我们以前工作已对单脉冲光的横向效应进行了理论分析^[5], 计算结果与实验符合很好^[3,4]. 虽然激光传播的效应有了较多的研究, 但大多集中在单脉冲的效应上, 很少涉及多脉冲的传播. 脉冲间及脉冲与介质间的相互作用使多脉冲的传播更为复杂, 有许多新的特性, 会带来潜在的应用前景. 本文就双脉冲的传播进行了理论计算, 发现了三维空间中双脉冲的分裂、延迟和合并等特性, 并与单脉冲的情况进行了比较.

2 理 论

考虑一个如自感应透明理论^[1]中的空间上简并的二能级系统, 从 Maxwell 方程出发, 可推导出电场强度 E 及介质的极化强度 P 所满足的传播方程:

$$\nabla_{\perp}^2 E + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 P}{\partial t^2}. \quad (1)$$

传播脉冲的电场强度和介质的极化强度取如下形式:

$$E(\mathbf{r}, z, t) = \frac{1}{2} \{ \epsilon(\mathbf{r}, z, t) e^{i(kz - \omega t)} + \text{c. c.} \}, \quad (2)$$

$$P(\mathbf{r}, z, t) = \frac{1}{2} \{ [U(\mathbf{r}, z, t) + iV(\mathbf{r}, z, t)] e^{i(kz - \omega t)} + \text{c. c.} \}, \quad (3)$$

其中 $\epsilon(\mathbf{r}, z, t) = \epsilon_1(\mathbf{r}, z, t) + \epsilon_2(\mathbf{r}, z, t)$ 为双脉冲的复振幅, $U(\mathbf{r}, z, t)$, $V(\mathbf{r}, z, t)$ 分别为极化振幅的实部与虚部.

取慢变幅近似, 并且引入 $\tau = t - z/c$, Maxwell 方程简化为

$$\nabla_{\perp}^2 \epsilon + 2ik \frac{\partial \epsilon}{\partial z} = -\omega^2 \mu_0 (U + iV). \quad (4)$$

假定柱坐标对称, 方程变为

$$\frac{\partial^2 \epsilon}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \epsilon}{\partial r} + 2ik \frac{\partial \epsilon}{\partial z} = -\omega^2 \mu_0 (U + iV), \quad (5)$$

z 为脉冲的传播方向, r 为横向坐标.

在具有 Doppler 加宽的原子蒸气中, 令 $g(\Delta\omega)$ 和 $\Delta\omega_D$ 分别为 Doppler 归一化常数和其相应的半高全宽度. 考虑介质的 Doppler 加宽, 原子的极化强度可写为

$$U + iV = N\mu \int [u(\Delta\omega) + iv(\Delta\omega)] g(\Delta\omega) d(\Delta\omega), \quad (6)$$

其中 $\int g(\Delta\omega) d(\Delta\omega) = 1$, N 为原子密度, μ 为跃迁偶极矩.

应用 Bloch 方程描述介质原子对激光脉冲的响应

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} = \Delta\omega v - \frac{\mu}{\hbar} \text{Im}(\epsilon) W = \frac{u}{T_2}, \quad (7)$$

$$\frac{\partial v}{\partial \tau} = -\Delta\omega u + \frac{\mu}{\hbar} \text{Re}(\epsilon) W = \frac{v}{T_2}, \quad (8)$$

$$\frac{\partial W}{\partial \tau} = \frac{\mu}{\hbar} [\text{Im}(\epsilon) u - \text{Re}(\epsilon) v] = \frac{W - W_0}{T_1}, \quad (9)$$

$$\frac{\partial^2 \epsilon}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \epsilon}{\partial r} + 2ik \frac{\partial \epsilon}{\partial z} = -N\omega^2 \mu_0 \mu \int [u(\Delta\omega) + iv(\Delta\omega)] g(\Delta\omega) d(\Delta\omega), \quad (10)$$

其中 $W = (\rho_{11} - \rho_{22})$ 为介质上下能级的粒子数反转, $\Delta\omega$ 为原子共振频率与激光频率差, T_1 为原子的纵向弛豫时间, T_2 为横向弛豫时间.

对于耦合的偏微分方程(7)–(10), 求解其精确解很困难, 我们采取数值解法. 方程(7)–(9)是时间 τ 的偏微分方程, 在时间方向上, 应用预报-校正法进行求解. 方程(10)是 r 与 z 的偏微分方程, 在空间坐标上, 应用隐式差分法以保证计算结果的稳定. 我们根据 z 点的 $\epsilon(z, r, \tau)$ 值, 先求解出 $u(z, r, \tau)$, $v(z, r, \tau)$, $W(z, r, \tau)$ 的值, 然后求解下一空间点 $z + \Delta z$ 的 $\epsilon(z + \Delta z, r, \tau)$ 在 r 与 τ 的分布. 重复此步骤可依次求解出传播后各点脉冲强度.

3 计算结果与分析

设原子系统为 Doppler 加宽介质, 其 Doppler 宽度为 800 MHz, 与脉冲严格共振. 脉冲的持续时间比介质的上下能级的弛豫时间短, 介质的自发辐射可忽略不计. 取原子系统的共振跃迁谱线波长为 580 nm, 其跃迁偶极矩 $\mu = 4.0 D$. 原子系统的粒子数密度取为 $7 \times 10^{12}/\text{cm}^3$, 入射激光脉冲的空间分布为高斯型: $\exp[-(x^2 + y^2)]$, 光束半径 $r_0 = 0.2 \text{ cm}$, 光腰位于介质的界面上. 本文图中的长度由 αz 标定, 其中 $\alpha = N\pi\omega c\mu_0 \mu^2 g(0)/\hbar$, α^{-1} 为介质的吸收长度, $g(0)$ 为介质 Doppler 加宽的归一化系数.

以前的工作已考虑时间上单个脉冲的传播.若入射脉冲光轴上的面积介于 $(2n-1)\pi$ 与 $(2n+1)\pi$ 之间,那么脉冲的传播遵循面积定理,脉冲光轴上的面积将趋于 $2n\pi$.介质对脉冲的吸收和再辐射导致脉冲在时间上分裂为一系列面积为 2π 的正割子脉冲,激光与介质的相互作用引起横向截面上各个脉冲传播的延迟,其延迟时间反比于子脉冲的强度.

若入射的激光脉冲为两个相互有一定延迟的双脉冲,其传播特性与单脉冲又不同,我们取这两个脉冲的宽度为 7 ns , 其中一个脉冲相对于另一个脉冲延迟 14 ns , 每个脉冲的

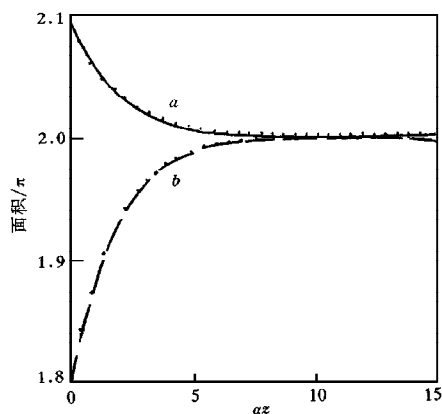
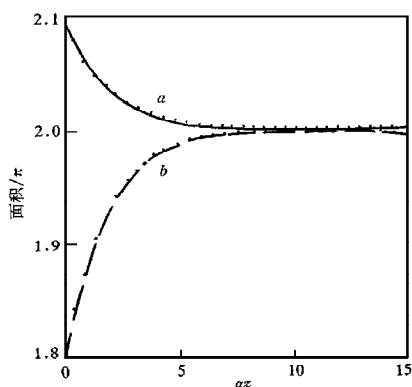


图 1 双脉冲的面积随距离的变化 初始脉冲面积为 2.1π (a), 1.8π (b)

轴上面积为 1.05π .若每个脉冲单独在原子中传播,脉冲将被介质吸收.但由于这两个脉冲面积合计为 2.1π ,计算结果表明这两个脉冲并没有被介质吸收,而是合并为一个 2π 脉冲而稳定传播.轴上面积的演化如图 1 所示.合并后的脉冲宽度为 18 ns ,大于最初的每个脉冲.我们取两个脉冲面积和为 1.8π ,经过介质后它们依然合并为一个 2π 脉冲而存在,其脉冲宽度大于最初的脉冲宽度.由此可见,对于双脉冲的传播,若最初总的脉冲面积介于 π 与 3π 之间,传播过后其脉冲最终演化为一个稳定的 2π 正割脉冲.具有一定延迟的两个脉冲,介质在吸收了第一个脉冲后,由于第二个脉冲继续对其激发,使原子有足够的能量进行拉比

振荡而终将能量还给脉冲,最终形成一个 2π 脉冲.但由于后继脉冲的能量小于同样脉冲宽度的 2π 脉冲的能量,所以最后形成的脉冲宽度大于最初单个脉冲的宽度.

对于总面积介于 π 与 3π 间的双脉冲,其传播前后的时空演化如图 2(a)和(b)所示.沿横向坐标方向向外强度依次减弱,其延迟时间逐渐增大.脉冲演化为月牙型.对某一 x_0 值,其演化后脉冲面积为 2π .对大于 x_0 的所有值,由于它们的面积都小于 2π ,都将被介质吸收.在各个截面上,原子拉比振荡频率的不同调制了脉冲的传播,导致了脉冲空间的环状结构.



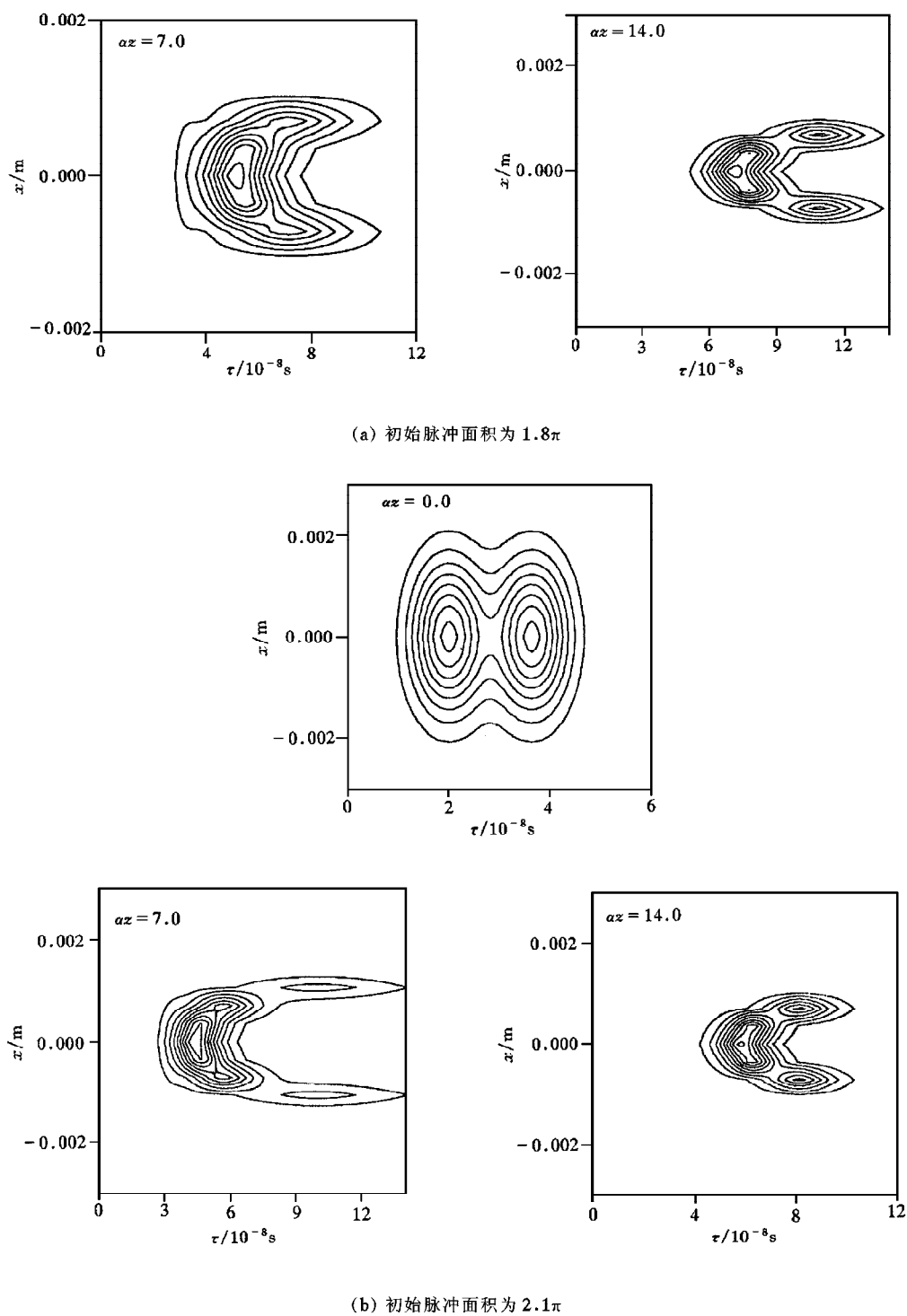


图2 双脉冲在三维时空中的合并图. 曲线为脉冲强度在时间坐标 τ 与空间横向坐标 x 的二维平面上的等值线. 两条相邻曲线的间距取强度最大值的 $1/10$

考虑各自脉冲面积为 2.1π 的双脉冲, 总脉冲的面积为 4.2π . 按照面积定理, 共振传播后, 脉冲应演化为两个面积为 2π 的正割脉冲. 计算结果示于图 3, 其时空演化与 4.2π 的单脉冲相似, 在空间的各个截面上也分裂为两个子脉冲. 时空上的延迟使脉冲演化为月牙型. 传播后两个脉冲之间的延迟反比于它们各自的强度, 这说明双脉冲的传播是相互影响的. 由于介质的吸收再辐射导致原子拉比振荡, 原子先吸收脉冲的能量, 再通过受激辐射还给脉冲. 前面的脉冲有后继脉冲对介质的激发, 强度大于第二个脉冲的强度, 而第二个脉冲只能通过加宽维持其 2π 面积, 正如单个脉冲的传播情况.

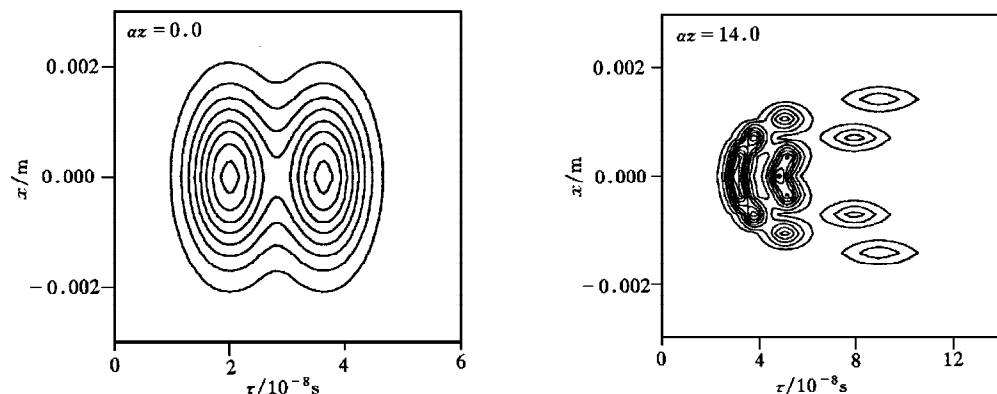


图 3 总面积为 4.2π 的双脉冲在三维时空中的演化图 曲线说明同图 2

4 讨 论

本文计算了双脉冲在 Doppler 加宽介质中的共振传播, 考察了双脉冲在介质中的空间演化情况. 三维空间中, 脉冲总面积介于 π 与 3π 的双脉冲传播后将合并为一个 2π 脉冲, 总面积为 4.2π 的双脉冲还会分裂为两个 2π 脉冲. 由于脉冲与原子的相互作用, 脉冲在横向坐标方向上存在着压缩, 在时间上存在着延迟, 延迟时间反比于脉冲的强度. 空间中原子不同的拉比振荡频率调制了脉冲的传播, 导致了脉冲空间的环状结构.

- [1] S. L. McCall, E. L. Hahn, *Phys. Rev.*, **A183**(1969), 457.
- [2] R. E. Slusher, H. M. Gibbs, *Phys. Rev.*, **A5**(1972), 1634.
- [3] Ph. Kupecek, M. Comte, J. P. Marinier *et al.*, *Opt. Commun.*, **65**(1988), 306.
- [4] J. De Lamare, M. Comte, Ph. Kupecek, *Phys. Rev.*, **A50**(1994), 3366.
- [5] Xiao Ling, Lin Fu-cheng, *Acta Optica Sinica*, **18**(1998), 1001(in Chinese).

PROPAGATION PROPERTIES OF DOUBLE LASER PULSE IN COHERENT MEDIUM

XIAO LING DING GANG JING CHUN-YANG LIN FU-CHENG

(*Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800*)

(Received 27 April 1998; revised manuscript received 7 September 1998)

ABSTRACT

Based on the Bloch-Maxwell equation, the three-dimensional model for the double-pulse propagation in a two-level system was set up. The propagation of the double pulses with different areas has been described and compared to that of the single pulse. The pulse mergence has been found in the double-pulse propagation.

PACC: 4250R; 4265D