

## 三能级冷原子介质中多个光孤子的相互作用\*

孙建强<sup>†</sup> 骆思宇 蔡白光

(海南大学信息科学技术学院, 海口 570228)

(2011年11月13日收到; 2011年12月14日收到修改稿)

冷原子介质中的光孤子在电磁感应透明 (EIT) 的作用下表现出很多奇异的特性, 对描述这些特性的理论模型的研究在光信号处理和传输方面具有重要的意义. 描述三能级冷原子 EIT 介质中空间孤立子演化的二维饱和非线性薛定谔方程被转化成辛结构的 Hamilton 系统, 利用辛几何算法离散 Hamilton 系统得到了相应离散的辛格式, 并且利用辛格式数值模拟了三能级冷原子 EIT 介质中在相同振幅不同相位的两个、四个光孤子的相互作用行为. 数值实验结果表明: 冷原子介质中多个光孤子的相互作用行为不但与入射高斯光束的相位有关, 还和入射高斯光束的方向有关. 入射的高斯光束能在冷原子介质中形成稳定的孤立子.

**关键词:** 二维饱和非线性薛定谔方程, 辛几何算法, 空间孤立子, 冷原子 EIT 介质

**PACS:** 02.30.Jr, 02.30.Ik

## 1 引言

近年来, 人们发现利用冷原子电磁感应透明 (EIT) 介质也可以实现空间光孤子的产生和传播. 与普通非线性介质产生的空间孤子不同, 在 EIT 介质中形成空间孤子所需的光强极弱, 一般在毫瓦量级, 并且在 EIT 介质中不仅能实现稳定传播的 (1+1) 维空间孤子, 还能实现稳定传播的 (2+1) 维空间孤子. 这进一步拓展了 EIT 介质在光信号传输方面的应用范围<sup>[1-3]</sup>.

1995 年, Moseley 等<sup>[4]</sup> 研究了 EIT 介质中控制光具有一定空间分布时对探测光所造成的影响, 并提出了电磁诱导聚焦的概念. 2001 年, Lukin 和 Imamoglu<sup>[5,6]</sup> 数值模拟了高维饱和非线性薛定谔方程中多个光孤子的相互作用, 孤子间会发生融合、分裂、湮灭等现象. 2003 年, Hong<sup>[7]</sup> 在 EIT 介质中导出了只含有衍射效应的非线性薛定谔方程, 并从理论上预言了 (1+1) 维空间光孤子的稳定传

播. 2006 年, Michinel 等<sup>[8,9]</sup> 利用 EIT 介质的非线性饱和效应进一步得到了稳定的 (2+1) 维空间光孤子, 提出了“液态光”的概念. 华中科技大学的研究小组研究了 EIT 介质中的空间暗孤子和涡旋结构<sup>[10,11]</sup>. Huang 等<sup>[12-17]</sup> 对冷原子介质中的电磁感应透明效应进行了深入的研究. 在文献 [12] 中, 他们分析了三能级型 EIT 介质中实现可调控的非线性波导并用来传输稳定的 (2+1) 维空间孤子, 并用分裂步傅里叶谱方法数值模拟了单个光孤子和两个等振幅光孤子的演化行为, 并且得出高维空间光孤子能实现稳定的传输, 光孤子的演化行为与孤子振幅和相差等因素有关. 三能级和多能级冷原子介质中 (2+1) 维空间多个孤子的演化行为非常复杂, 还需要进一步研究多个光孤立子在不同条件下的演化规律.

我国著名计算数学家冯康院士等在 20 世纪 80 年代提出的 Hamilton 系统的辛几何算法在数值模拟非线性孤立子方程方面有独特的优势, 具有长时间精确计算并保系统的某些固有特性的能力. 近

\* 国家自然科学基金 (批准号: 11161017, 11071251)、海南省自然科学基金 (批准号: 110002)、海南大学科研启动基金 (批准号: kyqd1053) 和海南大学青年基金 (批准号: qnjj1022) 资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: sunjq123@qq.com

年来许多非线性偏微分方程, 如非线性薛定谔方程、KdV 方程、KP 方程以及 Maxwell 方程、GP 方程等, 都广泛采用辛几何算法进行计算<sup>[18-21]</sup>. 本文主要是利用辛几何算法数值模拟三能级冷原子介质中多个光孤子的演化行为并分析其原因. 我们首先把描述三能级冷原子 EIT 介质中空间光孤子的二维饱和和非线性薛定谔方程转化成 Hamilton 系统辛结构的形式, 然后利用辛几何算法数值模拟二维饱和和非线性薛定谔方程, 分析三能级冷原子 EIT 介质中多个空间光孤子的相互作用行为和传播规律.

本文的结构如下: 第 2 节二维饱和和非线性薛定谔方程被转化成相应的 Hamilton 系统辛结构并用辛几何算法离散得到相应的离散辛格式; 第 3 节利用辛几何算法数值模拟了冷原子 EIT 介质中两个、四个光孤子在相同振幅和不同相位下相互作用行为, 并进行了分析; 最后根据空间孤立子的碰撞行为给出多个光孤子演化的一些规律.

## 2 二维饱和和非线性薛定谔方程及其数值离散

考虑三能级冷原子系统, 分别与较弱的脉冲型探测光 (中心频率为  $\nu_p = \omega_p/(2\pi)$ , 对准能级  $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ , 脉冲宽度为  $\tau_0$ ) 和较强的连续型控制光 (中心频率为  $\nu_c = \omega_c/(2\pi)$ , 对准能级  $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$ ) 作用, 由于控制光远远强于探测光, 可看成常数而不考虑控制光的动力学, 而探测光的演化规律满足如下麦克斯韦方程

$$\nabla^2 E - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{p}}{\partial t^2}, \quad (1)$$

其中  $\mathbf{p} = \mathcal{N}_a \sum_{j=1,2} [\mathbf{p}_{j3} A_3 A_j^* \exp[i(k_j z - \omega_j t)] + \text{c.c.}]$ , 采用慢变包络近似和绝热近似条件 (即假设探测光的脉宽足够宽), 探测光的演化满足如下的二维饱和和非线性薛定谔方程<sup>[12]</sup>

$$\begin{aligned} i \frac{\partial \Omega_p}{\partial z} + \frac{c}{2\omega_p} \left( \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} \right) \Omega_p \\ + \kappa \frac{d_2 \Omega_p}{D(1+W|\Omega_p|^2)} \\ = 0, \end{aligned} \quad (2)$$

其中  $D = |\Omega_c|^2 - d_2 d_3$  以及  $W = (|d_2|^2 + |\Omega|^2)/|D|^2$ .

对方程 (2) 无量纲化, 引入具体的特征变量  $s = z/L_{\text{diff}}$ ,  $(x, y) = R_a^{-1}(\xi, \eta)$  以及  $u = U_0^{-1} \Omega_p$ , 其中  $L_{\text{diff}} = \omega_p R_a^2/c$  为系统衍射长度,  $R_a$  为光束半径,  $U_0 = 1/\sqrt{W}$  为探测光的半拉比频率, 将这些变量代入方程 (2), 将小的线性和非线性吸收项忽略, 可得到方程 (2) 的无量纲形式

$$i \frac{\partial u}{\partial s} + \frac{1}{2} \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) u + \frac{au}{1+|u|^2} = 0, \quad (3)$$

其中无量纲系数  $a = kd_2 L_{\text{diff}}/D = a_R + ia_I$ , 并有

$$a_R = kL_{\text{diff}} \frac{\Delta_2(|\Omega_c|^2 - \Delta_2 \Delta_3)}{(|\Omega_c|^2 - \Delta_2 \Delta_3)^2 + \Delta_2^2 \gamma_3^2}, \quad (4)$$

$$a_I = kL_{\text{diff}} \frac{\Delta_2^2 \gamma_3}{(|\Omega_c|^2 - \Delta_2 \Delta_3)^2 + \Delta_2^2 \gamma_3^2}, \quad (5)$$

其中  $\Delta_2$  和  $\Delta_3$  分别为双光子失谐和单光子失谐. 对于方程 (3) 没有具体的解析解表示, 只能依赖数值模拟进行研究. 在这里我们采取辛几何算法来分析冷原子介质中多个光孤子的相互作用.

取  $u = p + iq$ , 方程 (3) 可表示为

$$p_s + \frac{1}{2}(q_{xx} + q_{yy}) + \frac{\alpha q}{1+(p^2+q^2)} = 0, \quad (6)$$

$$q_s - \frac{1}{2}(p_{xx} + p_{yy}) - \frac{\alpha p}{1+(p^2+q^2)} = 0. \quad (7)$$

设  $z = (p, q)^T$ , 方程 (6), (7) 可转化为无限维的 Hamiltonian 形式

$$\frac{dz}{dt} = J \frac{\delta H(z)}{\delta z}, \quad J = \begin{pmatrix} 0 & I \\ -I & 0 \end{pmatrix}, \quad (8)$$

相应的 Hamilton 函数为

$$\begin{aligned} H(z) = \int \left[ \frac{1}{4}(p_x^2 + q_x^2 + p_y^2 + q_y^2) \right. \\ \left. - \frac{\alpha}{2} I n(1+(p^2+q^2)) \right] dx dy. \end{aligned} \quad (9)$$

无限维的 Hamilton 形式 (8) 等价于

$$\frac{dz}{ds} = \mathcal{J} \mathcal{A} z, \quad \mathcal{A} = \begin{pmatrix} D & 0 \\ 0 & D \end{pmatrix}, \quad (10)$$

其中微分算子

$$D = -\frac{1}{2} \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) - \frac{\alpha}{1+p^2+q^2}. \quad (11)$$

为了得到有限维的 Hamilton 系统, 我们离散方程 (8) 的空间域, 设  $\mathcal{B} = \frac{\partial}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial y^2}$  的  $2m^{\text{th}}$  中心差分为  $\mathcal{B}(2m)$ , 我们有

$$\mathcal{B}(2m) = \nabla_+ \nabla_- \left( \sum_{j=0}^{m-1} (-1)^j \beta_j \left( \frac{(\Delta \xi)^2 \nabla_+ \nabla_-}{4} \right)^j \right)$$

$$+ \sum_{j=0}^{m-1} (-1)^j \beta_j \left( \frac{(\Delta y)^2 \nabla_+ \nabla_-}{4} \right)^j \Bigg), \quad (12)$$

其中  $\beta_j = [(j!)^2 2^{2j}] / [(2j+1)!(j+1)]$  和  $\nabla_+$  和  $\nabla_-$  是向前和向后差分算子<sup>[19]</sup>,  $\Delta x$  和  $\Delta y$  分别是沿  $x$  和  $y$  方向的步长.

取

$$P = [p_{11}, \dots, p_{1N}, p_{21}, \dots, p_{2N}, p_{N1}, \dots, p_{NN}],$$

$$Q = [q_{11}, \dots, q_{1N}, q_{21}, \dots, q_{2N}, q_{N1}, \dots, q_{NN}],$$

和  $Z = (P, Q)^T$ , 方程 (8) 空间离散后可转化成有限维 Hamilton 系统

$$\frac{dZ}{ds} = \tilde{J} \nabla_Z H(Z), \quad \tilde{J} = \begin{pmatrix} 0 & I \\ -I & 0 \end{pmatrix}, \quad (13)$$

其中

$$H(P, Q) = \frac{1}{2} [P^T B(2m)P + Q^T B(2m)Q] - \frac{\alpha}{2} \sum_{j=1}^N \sum_{k=1}^N \ln(1 + p_{j,k}^2 + q_{j,k}^2), \quad (14)$$

$Z$  是  $N^2$  向量,  $I$  是  $N^2 \times N^2$  的单位矩阵,  $B(2m)$  是  $N^2 \times N^2$  矩阵.

对方程 (13) 进行辛中心差分有

$$Z^{n+1} - Z^n = \Delta s \tilde{J} \nabla_Z H \left( \frac{Z^{n+1} + Z^n}{2} \right). \quad (15)$$

辛格式 (15) 的精度有  $\mathcal{O}((\Delta s)^2 + (\Delta x)^{2m} + (\Delta y)^{2m})$ .

定义一阶差分算子

$$D_t u_{j,k}^n = \frac{(u_{j,k}^{n+1} - u_{j,k}^n)}{(\Delta s)},$$

$$D_x u_{j-1,k}^n = \frac{(u_{j,k}^n - u_{j-1,k}^n)}{(\Delta x)},$$

$$D_y u_{j,k-1}^n = \frac{(u_{j,k}^n - u_{j,k-1}^n)}{(\Delta y)},$$

以及  $u_{j,k}^{n+\frac{1}{2}} = (u_{j,k}^n + u_{j,k}^{n+1})/2$ , 相应有二阶差分算子

$$D_x^2 u_{j-1,k}^{n+\frac{1}{2}} = \frac{\left( u_{j+1,k}^{n+\frac{1}{2}} - 2u_{j,k}^{n+\frac{1}{2}} + u_{j-1,k}^{n+\frac{1}{2}} \right)}{(\Delta x)^2},$$

$$D_y^2 u_{j,k-1}^{n+\frac{1}{2}} = \frac{\left( u_{j,k+1}^{n+\frac{1}{2}} - 2u_{j,k}^{n+\frac{1}{2}} + u_{j,k-1}^{n+\frac{1}{2}} \right)}{(\Delta y)^2},$$

取差分算子  $B(2m)$  中  $m = 1$ , 由方程 (15), 可得到方程 (3) 的辛差分格式为

$$iD_t u_{j,k}^n + \frac{1}{2} D_x^2 u_{j-1,k}^{n+\frac{1}{2}} + \frac{1}{2} D_y^2 u_{j,k-1}^{n+\frac{1}{2}} + \frac{\alpha u_{j,k}^{n+\frac{1}{2}}}{1 + |u_{j,k}^{n+\frac{1}{2}}|^2} = 0. \quad (16)$$

下面利用辛差分格式 (16) 模拟二维饱和非线性薛定谔方程在不同初值条件下冷原子介质中多个光孤子的演化行为.

### 3 冷原子介质中多个光孤子相互作用的数值模拟

#### 3.1 等振幅同相位多个光孤子的相互作用

设入射的高斯光束为

$$u(x, y, 0) = \frac{\sqrt{2}}{2} [\exp(-(x^2 + (y - 2.5)^2)) \times \exp(i(-y + \pi/4)) + \exp(-(x^2 + (y - 2.5)^2)) \times \exp(i(-y + \pi/4))],$$

图 1 给出了等振幅同相位两入射高斯光束在冷原子介质中  $\alpha = -16.5$  的演化行为. 图 1(a) 是  $s = 0$  初始时两入射的高斯光束的位置, 图 1(b) 是  $s = 1.4$  时两入射高斯光束的位置, 图 1(c) 是  $s = 2.4$  时两入射高斯光束的位置. 在图 1 中, 两入射的高斯光束的位置逐渐靠拢, 孤立子形状变窄, 孤立子的振幅变高, 最后两孤立子融合成一个孤立子. 从图 1 可知, 等振幅同相位的两高斯光束在冷原子介质中表现为相互吸引行为, 高斯光束在冷原子介质中能形成稳定的孤立子.

设入射的高斯光束为

$$u(x, y, 0) = \frac{\sqrt{2}}{2} [\exp(-(x^2 + (y - 2.5)^2)) \times \exp(i(-y + \pi/4)) + \exp(-(x^2 + (y + 2.5)^2)) \times \exp(i(y + \pi/4)) + \exp(-((x - 2.5)^2 + y^2)) \times \exp(i(-y + \pi/3))]$$

$$+ \exp(-((x + 2.5)^2 + y^2)) \times \exp(i(-y + \pi/3))].$$

图 2 给出了等振幅四束入射高斯光束在冷原子介质中  $\alpha = -16.5$  的演化行为, 其中沿  $x$  方向的两高斯光束是同向的, 沿  $y$  方向的两高斯光束也是同向的. 图 2(a) 是  $s = 0$  初始时四入射的高斯光束的位置, 图 2(b) 是  $s = 1.4$  时四入射高斯光束的位置, 图 2(c) 是  $s = 2.4$  时四入射高斯光束的位置. 在图 2 中, 沿  $y$  方向的两高斯光束表现为相互吸引, 最后融合成一个孤立子, 沿  $x$  方向的两高斯光束沿  $y$  方向的同方向运动, 不相互吸引. 从图 2 可知, 两入射高斯光束是否表现为相互吸引, 不但和两入

射光束的相位有关, 还和入射光束的方向有关. 多个入射的高斯光束在冷原子介质中能形成稳定的孤立子传输.

在图 1 和图 2 中, 在相位相同时, 两孤立子表现为相互融合, 这是由于介质位于碰撞区域的折射率由于孤子振幅叠加干涉相长而增大, 光束集中到折射率较大的区域, 导致两孤立子发生了融合. 同时可看到孤立子在融合过程中不是绝对稳定的, 出现了小涨落, 这是由于介质的色散效应会使光脉冲在传播过程中产生很大变形, 但由于 EIT 可消除光吸收, 因此光脉冲在传播过程中由于介质的色散效应和非线性效应的不平衡, 导致了孤立子融合过程中产生了小涨落.

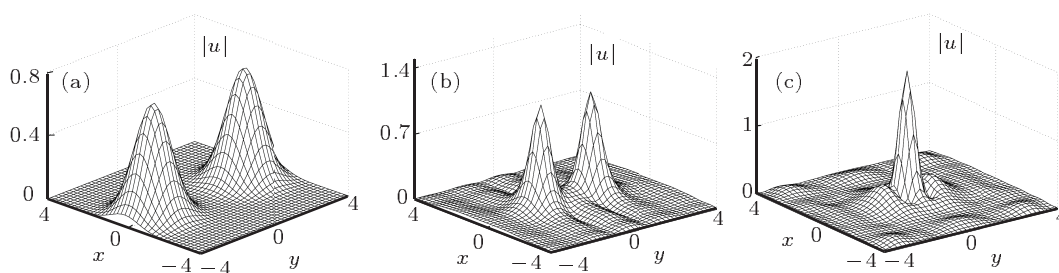


图 1 同相位两高斯光束的演化行为 (a)  $s = 0$ ; (b)  $s = 1.4$ ; (c)  $s = 2.4$

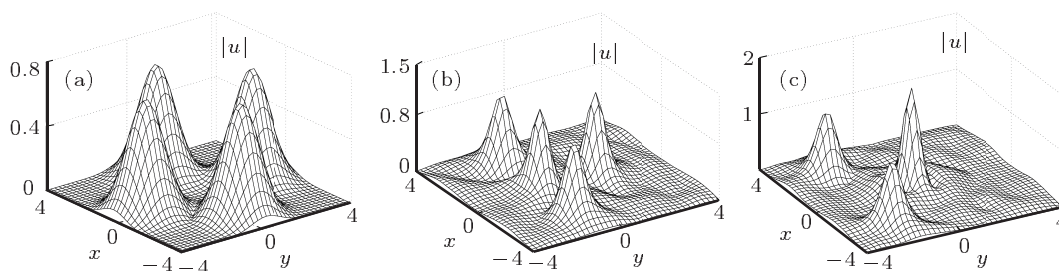


图 2 同相位四高斯光束的演化行为 (a)  $s = 0$ ; (b)  $s = 1.4$ ; (c)  $s = 2.4$

### 3.2 等振幅不同相位多个光孤子的相互作用

设入射的高斯光束为

$$u(x, y, 0) = \frac{\sqrt{2}}{2} [\exp(-(x^2 + (y - 1)^2)) \times \exp(i(-y + \pi/6)) + \exp(-(x^2 + (y - 1)^2)) \times \exp(i(y - 5\pi/6))].$$

图 3 给出了等振幅反相位两入射高斯光束在冷原子介质中  $\alpha = -16.5$  的演化行为. 图 3(a) 是初始时两入射的高斯光束的位置, 图 3(b) 是  $s = 3.6$  时两入射高斯光束的位置, 图 3(c) 是  $s = 10$  时两入射高斯光束的位置. 在图 3 中, 两入射的高斯光束的位置逐渐离开, 孤立子形状变窄, 孤立子的振幅变高, 最后两孤立子移动到边界位置以后, 它们朝  $y$  方向相反的方向移动. 从图 3 可知, 等振幅反相位的两高斯光束表现为相互排斥行为, 高斯光束在冷

原子介质中能形成稳定的孤立子.

设入射的高斯光束为

$$\begin{aligned}
 u(x, y, 0) = & \frac{\sqrt{2}}{2} [\exp(-(x^2 + (y - 1)^2)) \\
 & \times \exp(i(-y + \pi/6)) \\
 & + \exp(-(x^2 + (y + 1)^2)) \\
 & \times \exp(i(y - 5\pi/6)) \\
 & + \exp(-((x - 2.5)^2 + y^2)) \\
 & \times \exp(i(-y + \pi/3)) \\
 & + \exp(-((x + 2.5)^2 + y^2)) \\
 & \times \exp(i(y + \pi/3))].
 \end{aligned}$$

图 4 给出了等振幅反相位两入射高斯光束在冷原子介质中  $\alpha = -16.5$  的演化行为. 图 1(a) 是初始时两入射高斯光束的位置, 图 4(b) 是  $s = 1.8$  时

两入射高斯光束的位置, 图 4(c) 是  $s = 3.6$  时两入射高斯光束的位置. 在图 4 中, 两入射高斯光束的位置逐渐离开, 孤立子形状变窄, 孤立子的振幅变高, 最后两孤立子移动到边界位置以后, 它们朝  $y$  方向相反的方向移动. 从图 4 可知等振幅同相位的两高斯光束表现为相互排斥行为, 高斯光束在冷原子介质中能形成稳定孤立子.

在图 3 和图 4 中, 在相位差为  $\pi$  时, 两孤立子表现为相互排斥, 这是由于介质位于碰撞区域的折射率由于孤子振幅叠加干涉相消而减少. 碰撞发生后, 每个孤子发生短暂起伏后趋于稳定, 各保持原方向和形状传播, 两孤立子到边界后, 会改变方向移动. 同时可看到孤立子在传输过程中不是绝对稳定的, 出现了小涨落, 这同样也是光孤子在传输中介质的色散效应和非线性效应不平衡的结果, 导致了孤子的不绝对稳定.

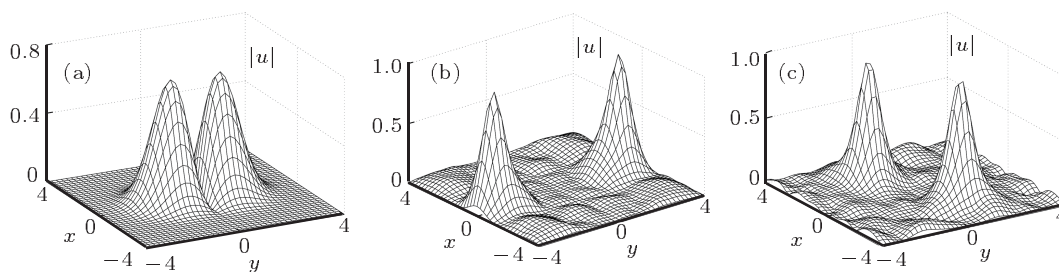


图 3 反相位两高斯光束的演化行为 (a)  $s = 0$ ; (b)  $s = 3.6$ ; (c)  $s = 10$

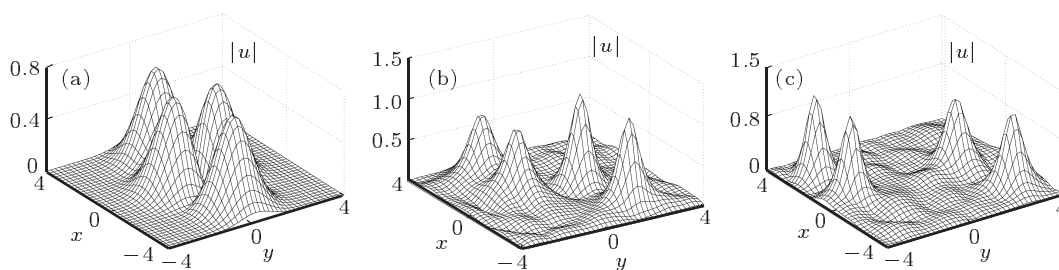


图 4 不同相位四高斯光束的演化行为 (a)  $s = 0$ ; (b)  $s = 1.8$ ; (c)  $s = 3.6$

## 4 结论

入射高斯光束在冷原子介质中传输过程中如何使介质的色散效应和非线性效应达到平衡产生稳态的光孤子以及光孤子的传输规律的研究是一个重要的研究课题. 本文把描述三能级冷原子介质

中光孤子的演化行为的二维饱和非线性薛定谔方程转化成无限维 Hamilton 系统, 利用辛几何算法数值模拟了冷原子介质中等振幅的两个和四个光孤子的演化行为. 我们只考虑了无量纲系数为实数的情形. 数值模拟结果表明冷原子介质中多个光孤子的相互作用行为不但与入射高斯光束的相位有关,

还和入射高斯光束的方向有关. 当无量纲系数取合适的数时, 冷原子介质中色散效应和非线性效应能尽量保持平衡, 冷原子介质中多个光孤子同样能形成稳定的孤立子, 冷原子介质的稳态光孤子在信息处理和传输方面具有重要应用. 当无量纲系数不合

适时, 孤立子的形状会发生明显的改变形成不稳定的孤立子. 对于无量纲系数为虚数和不同振幅的光孤子时, 孤立子形状更加复杂. 下一步我们将用辛几何算法分析冷原子介质中在无量纲系数为虚数和不同振幅不同相位光孤子的相互作用行为.

- 
- [1] Vakhitov M G, Kolokolov A A 1973 *Izv. Vyssh. Uchebn. Zaved., Radiofiz.* **16** 1020 [*Sov. J. Radiophys. Quantum Electron.* 1973 **16** 783]
- [2] Agrawal G P 2001 *Nonlinear Fiber Optics* (New York: Academic)
- [3] Hasegawa A, Matsumoto M 2003 *Optics Solitons in Fibers* (Berlin: Springer)
- [4] Moseley R, Shepherd S, Fulton D J, Sinclair B P, Dunn M H 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 670
- [5] Lukin M D, Imamoglu A 2001 *Nature* **413** 273
- [6] Lukin M D, Imamoglu A 2000 *Rev. Rev. Lett.* **84** 1419
- [7] Hong T 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 183901
- [8] Michinel H, Paz-Alonso M J, Perez-Garcia V M 2005 *Phys. Rev. Lett.* **96** 023903
- [9] Alexandrescu A, Michinel H, Perez-Garcia V M 2009 *Phys. Rev. A* **79** 013833
- [10] Xie X, Li W, Yang X 2006 *J. Opt. Am. B* **23** 1609
- [11] Wu X, Xie X T, Yang X X 2006 *J. Phys. B* **39** 3263
- [12] Hang C, Huang G X, Deng L 2006 *Phys. Rev. E* **74** 046601
- [13] Li H J, Dong L W, Hang C, Huang G X 2011 *Phys. Rev. A* **83** 023816
- [14] Li H J, Huang G X 2008 *Phys. Lett. A* **372** 4127
- [15] Hang C, Konotop V V, Huang G X 2009 *Phys. Rev. A* **79** 033826
- [16] Hang C, Huang G X 2008 *Phys. Rev. A* **77** 033830
- [17] Miatto F M, Yao A M, Barnett S M 2011 *Phys. Rev. A* **83** 033816
- [18] Feng K, Qin M Z 1991 *Computer Phys. Commun.* **65** 173
- [19] Sun J Q, Gu X Y, Ma Z Q 2004 *Physica D* **196** 311
- [20] Qin M Z, Zhu W J 1993 *Computer Math. Appl.* **26** 1
- [21] Ding P Z, Li Y X, Wu C X, Jin M X 1993 *Journal of Jilin University: Sci. Ed.* **4** 75 (in Chinese) [丁培柱, 李延欣, 吴承垠, 金明星 1993 吉林大学自然科学学报 **4** 75]

# Interaction of multi-optical solitons in the three-level gaseous media\*

Sun Jian-Qiang<sup>†</sup> Luo Si-Yu Cai Bai-Guang

(College of Information and Science Technology, Hainan University, Haikou 570228, China)

(Received 13 November 2011; revised manuscript received 14 December 2011)

## Abstract

Optical solitons in gaseous atomic media display many striking features under electromagnetically induced transparency (EIT). Study of theoretical model, which describes these features of optical solitons, has important meaning in optical informational process and propagation. Two-dimensional saturated nonlinear Schrödinger equation, which describes the spatial soliton evolution in the three-level gaseous atomic EIT media, is transformed into the Hamilton system with the symplectic structure. The Hamilton system is discretized by the symplectic method. The corresponding symplectic scheme is obtained. Evolution behaviors of two and four spatial solitons with the same amplitude in a three-level, gaseous atomic EIT media are simulated by the symplectic scheme. Numerical results further show that the phase difference and the direction of the entering gauss beams have an obvious effect on the interaction of multi-solitons. The entering Gauss beam can form the stable optical solitons in a gaseous atomic media.

**Keywords:** two dimensional saturated nonlinear Schrödinger equation, symplectic method, spatial soliton, gaseous atomic EIT media

**PACS:** 02.30.Jr, 02.30.Ik

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11161017, 11071251), the Natural Science Foundation of Hainan Province, China (Grant No. 110002), the Scientific Research Foundation of China (Grant No. kyqd1053) and the Young Foundation of Hainan University, China (Grant No. qnjj1022).

<sup>†</sup> E-mail: sunjq123@qq.com