

# 多个部分非相干光孤子的相互作用<sup>\*</sup>

黄春福 郭 儒<sup>†</sup> 刘思敏

(南开大学物理学院, 天津 300071)

(2006 年 3 月 21 日收到, 2006 年 6 月 20 日收到修改稿)

基于相干密度理论, 数值地研究了在饱和对数非线性介质中多个部分非相干光空间孤子之间的相互作用. 数值结果表明, 在非相干参量较小情况下, 非相干光孤子的相互作用与相干光孤子的相互作用规律较类似. 当非相干参量较大时, 强的非相干性模糊了孤子之间的相位关系, 孤子间的相互作用主要以非相干相互吸引作用为主. 特别是在非相干参量较大而且孤子初始相对相位差为  $\pi$  的情况下, 多个部分非相干光孤子可并行传播形成稳定的阵列孤子. 利用多个非相干光孤子的不同相互作用形态写入各种阵列波导, 为实现光控制光、导向光提供了一种可能性.

关键词: 多个部分非相干光空间孤子, 空间光孤子的相互作用, 相干密度理论, 饱和对数非线性

PACC: 4265S, 4280L

## 1. 引 言

近 10 年来空间光孤子的研究从标量光孤子拓展到矢量光孤子; 从连续介质中的空间光孤子拓展到周期介质中的分立孤子<sup>[1, 2]</sup>以及非线性光子晶格或阵列波导中的带隙孤子<sup>[3, 4]</sup>; 从相干光空间孤子<sup>[5, 6]</sup>拓展到部分非相干光孤子<sup>[7-16]</sup>, 甚至完全非相干白光孤子<sup>[17-21]</sup>. 随着研究的深化, 人们对空间光孤子的性质及其相关应用有了更深刻的认识.

空间光孤子不仅以空间自陷为特征, 更重要的是孤子之间显示出类粒子相互作用行为. 众所周知, 孤子之间的相互作用分相干和非相干相互作用两类. 相干亮孤子之间的相互作用规律是, 同相位相互吸引, 反相位相互排斥, 非零非  $\pi$  相位之间存在能量转移, 特别在相位差为  $\pi/2$  时有最大的能量转移. 两个互不相干的孤子(但每个孤子是由相干光形成的)的相互作用总是吸引的<sup>[22]</sup>. 但 Królikowski 等人指出两个互不相干的光折变空间孤子由于晶体的各向异性的非线性它们之间的相互作用既可以相互吸引, 也可以相互排斥, 这取决于孤子间的相对间距和相对晶轴的取向<sup>[23]</sup>. 非线性介质的非局域性也能明显地影响孤子间的相互作用性质, 在强非局域

非线性介质中  $(1+2)D$  光孤子之间的相互缠绕作用与初始相位差无关<sup>[24]</sup>; 两个反位相的亮空间孤子, 在非局域非线性的影响下也能相互吸引<sup>[25]</sup>; 两个暗空间孤子也可相互吸引<sup>[26]</sup>. 最近 Ku 等人在 Kerr 介质中首次揭示了非相干孤子之间的相互作用行为, 并指出当由部分非相干光形成的两个空间孤子彼此靠近并同向传播时, 非相干光孤子之间的相互作用行为可以用非相干参量加以有效地控制, 并发现存在特定的非相干参量阈值, 在该阈值附近孤子之间的相互作用既可以从相互吸引变为相互排斥, 或者相反, 他们还介绍了如何在两个部分非相干孤子上加入适当的初始相位差的方法<sup>[27]</sup>.

对于空间光孤子相互作用问题的研究, 国内外文献主要集中在两个空间光孤子间的相互作用上, 对于多个空间光孤子之间的相互作用则研究得较少. Stepken 等人<sup>[28]</sup>指出研究多个相干光孤子相互作用的意义, 江等人<sup>[29]</sup>研究了由相干光形成的多个亮空间孤子之间的相互作用, 并给出了一些有益的结论. 而对于多个部分非相干光亮空间孤子的相互作用至今还未见报导. 为此本文研究了饱和对数非线性介质中多个部分非相干光亮空间孤子(每个孤子都是由部分非相干光形成的)之间的相互作用. 研究结果表明, 在非相干参量较小的情况下, 非

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金(批准号: 60278006, 60378013, 10474047)资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯联系人. E-mail: guoru@nankai.edu.cn

相干相互作用主要表现为相干相互作用,其相互作用规律与相干光孤子的相互作用规律较类似.这种相互作用对孤子之间的相对相位比较敏感,例如初始相位相同的多个非相干光孤子因相互吸引彼此靠近融合,融合后形成新的不稳定孤子,随后又分裂成新组态;当彼此相位差为  $\pi/2$  时,非相干光孤子之间显示出相互排斥,并且它们之间存在能量转移,能量转向相位落后  $\pi/2$  的孤子上;当相位差为  $\pi$  时,非相干光孤子由于  $\pi$  相移引起的相干相互作用而相互排斥.在非相干参量较大的情况下,强的非相干性模糊了孤子之间的相位关系,孤子之间的作用主要以非相干相互作用为主.无论孤子之间是否存在初始相位差,足够强的非相干相互作用总可以使多个非相干光孤子相互吸引.特别是在非相干参量较大和孤子间初始相位差为  $\pi$  的情况下,多个部分非相干光孤子可形成并行传播的稳定的阵列孤子,这是由于非相干吸引作用平衡了因  $\pi$  相移引起的孤子之间的相干排斥作用.通过研究多个非相干光孤子之间的不同相互作用形态,为非相干光在非线性介质中(例如在光折变介质中)写入各种阵列波导<sup>[30-32]</sup>,为实现光控制光,光导向光提供了一种可能性.

## 2. 理论模型

有三种理论方法可描述非相干光孤子的形成及其性质,它们分别是相干密度方法<sup>[8,9]</sup>,自洽多模理论<sup>[10,11]</sup>,互相干函数法<sup>[12]</sup>,这三种理论实质上是等价的<sup>[13]</sup>,仅侧重点各不相同.在这三种理论中,相干密度方法是一种较为有效的理论模型,它适用于描述非相干光束的动态传输行为.它将部分非相干光束看作是光轴成不同角度传播的许多“相干分量”的集合,但各个相干分量是互不相干的.使用该方法有一个很重要的前提条件,即必须恰当地选定初始输入光场的空间调制轮廓.互相干函数法主要用来描述非相干光束中任意两点光场的相关程度,适用于描述非相干光孤子的传播及其相干性质等.自洽多模理论主要用来研究稳态非相干光空间孤子的性质,它认为非相干空间孤子是自感应波导的多模结构,这些互不相干的多模满足一定分布,通过自洽地求解本征值方程可以给出非相干光孤子的解和孤子的各模式.

本文选用相干密度方法,数值地研究在饱和对数型介质中多个部分非相干光亮空间孤子之间的相互

作用.为了简单假定部分非相干光束沿  $z$  轴传播,仅沿  $x$  方向衍射.在相干密度理论中,非相干光束被描述为与传播方向( $z$  轴)成  $\theta$  角度传播的许多“相干分量”的集合,它们通过合作自陷形成非相干空间孤子,所有这些相干分量的非相干叠加形成非相干光孤子的光强.各相干分量由相干密度函数  $f$  描述,在一维情况下,相干密度函数  $f$  的演化方程为<sup>[8,9]</sup>

$$i\left(\frac{\partial f}{\partial z} + \theta \frac{\partial f}{\partial x}\right) + \frac{1}{2k} \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} + k_0 \delta n(I_N(x, z))f = 0, \quad (1)$$

$$I_N(x, z) = \int_{-\infty}^{\infty} |f(x, z, \theta)|^2 d\theta, \quad (2)$$

式中的  $f(x, z, \theta)$  是部分非相干光束中的相干密度函数,  $I_N(x, z)$  是由暗辐照强度归一化后的总光强,它是所有相干分量光强的非相干叠加.  $k = k_0 n_0$ ,  $k_0 = 2\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  是激光在真空中的波长,  $n_0$  是介质中的线性折射率,  $\theta$  是各相干分量与传播方向( $z$  轴)的夹角.方程(1)中的  $i\partial f/\partial z$  项描述部分非相干光束各相干分量沿光轴方向( $z$  轴)的传播;  $i\theta\partial f/\partial x$  项描述部分非相干光束中的各相干分量偏离光轴( $z$  轴)  $\theta$  角在  $x$  方向的传播行为,该项的出现使非相干光表现出许多与相干光不同的性质;后两项分别表示沿  $x$  方向的一维线性衍射和介质的非线性对部分非相干光束传播的影响.

在介质输入面处可将相干密度函数表示为<sup>[8,9]</sup>

$$f(x, z=0, \theta) = \sqrt{r} G_N^{1/2}(\theta) \phi_0(x), \quad (3)$$

其中  $r$  是最大光强比,  $G_N(\theta)$  是归一化的部分非相干光源的角功率谱,它描述了在入射面非相干光束的总光强在空间( $\theta$ )的分布,在一般情况下它取高斯分布,即  $G_N(\theta) = \exp(-\theta^2/\theta_0^2) \sqrt{\pi} \theta_0$ ,  $\theta_0$  是非相干光源的角功率谱宽度,它描述了非相干光源的相干度,  $\theta_0$  大相干性差,  $\theta_0 \rightarrow 0$  为完全相干.本文将  $\theta_0$  称为非相干参量,  $\theta_0$  的大小对非相干光孤子的形成及其相互作用起着特别重要的影响.  $\phi_0(x)$  是初始输入的空间调制函数,如何正确选择该函数对研究非相干光孤子形成及其相互作用是一个关键问题.对于饱和对数非线性,这个问题容易得到解决,因为它有高斯型的解析解.

对于饱和对数非线性,其折射率的变化可表示为

$$\delta n(I_N) = \frac{n_2 \ln(I_N)}{2n_0}. \quad (4)$$

文献[9]给出了在这种饱和对数型介质中的非相干光亮孤子的解析解,其光强分布为高斯光束:

$$I_N = r \exp(-x^2/x_0^2), \quad (5)$$

其中非相干亮孤子宽度  $x_0$  满足如下关系

$$x_0 = \frac{1}{k_0 \sqrt{n_2 - (n_0 \theta_0)^2}}, \quad (6)$$

上式也可化为

$$n_2 = (n_0 \theta_0)^2 + \frac{1}{(k_0 x_0)^2}, \quad (7)$$

其中  $n_2$  为饱和对数型介质的非线性折射率系数, 是介质的一个特征参量.

为了研究多个部分非相干光亮空间孤子之间的相互作用, 我们取初始入射 ( $z = 0$ ) 的空间调制函数  $\phi_0(x)$  为如下形式:

$$\phi_0(x, z = 0) = \sum_n \exp(i\varphi_n) \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{x - d_n}{x_0}\right)^2\right), \quad (8)$$

其中  $x_0$  为孤子的宽度,  $\varphi_n$  和  $d_n$  分别为在入射面处 ( $z = 0$ ) 第  $n$  个孤子的初始相位和中心位置 (我们假定多个部分非相干光孤子的顺序依次为从负坐标轴排向正坐标轴方向, 而且这些孤子相对于坐标原点  $x = 0$  呈对称分布).

### 3. 数值模拟及结果

当饱和对数型介质的非线性折射率系数  $n_2$  与部分非相干孤子宽度  $x_0$  和非相干参量  $\theta_0$  满足关系 (7) 时, 在该条件下饱和对数型介质就能支持部分非相干光高斯型亮空间孤子. 例如, 取部分非相干光空间孤子宽度  $x_0 = 6.0 \mu\text{m}$ , 最大光强比  $r = 10^3$ , 波长  $\lambda = 500 \mu\text{m}$ , 如果饱和对数型介质的线性折射率  $n_0 = 2.0$ , 非线性折射率系数  $n_2 = 1.80 \times 10^{-4}$ , 由 (7) 式可得非相干参量  $\theta_0 \approx 1.0 \text{ mrad}$ , 在该条件下饱和对数非线性使部分非相干光束自陷形成部分非相干亮高斯空间孤子, 数值结果如图 1 所示. 在其他参数不变的条件下, 如果要陷获非相干参量  $\theta_0 = 5.0 \text{ mrad}$  的部分非相干光束, 则要求饱和对数型介质的非线性系数  $n_2 \approx 2.76 \times 10^{-4}$ . 这就是说不同的非相干参量  $\theta_0$  需要用不同的非线性系数  $n_2$  来匹配. 在下面的数值模拟中, 我们取部分非相干光孤子的宽度  $x_0 = 6.0 \mu\text{m}$ , 最大光强比  $r = 10^3$ , 波长  $\lambda = 500 \mu\text{m}$ , 饱和对数型介质的线性折射率  $n_0 = 2.0$ , 并且取不同大小的非线性折射率系数  $n_2$  来匹配不同大小的非相干参量  $\theta_0$ . 横坐标 ( $x$  轴) 宽度取为  $300 \mu\text{m}$ ,

孤子传播距离即纵坐标 ( $z$  轴) 长度为  $3 \text{ cm}$ . 我们分三种情况讨论多个部分非相干光孤子之间的相互作用, 这三种情况分别为  $\Delta\varphi = 0, \pi/2$  和  $\pi$ , 其中  $\Delta\varphi$  表示两个近邻非相干光孤子之间的初始相位差.

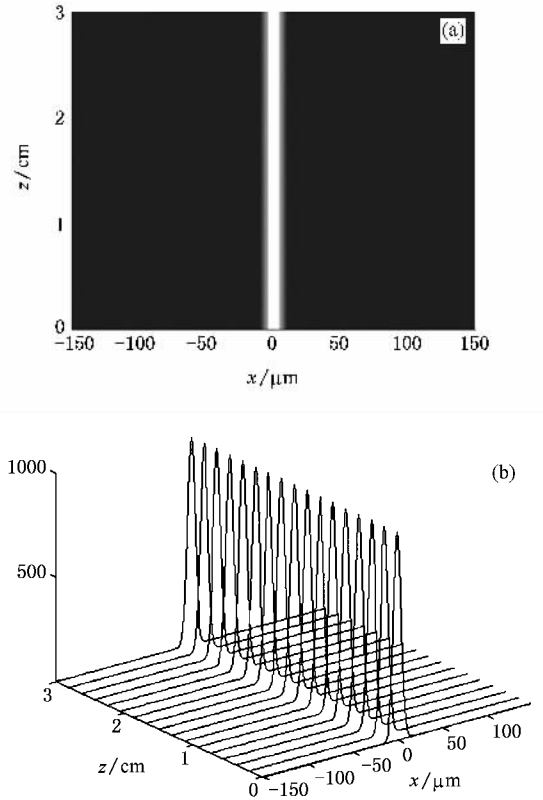


图 1 部分非相干光空间孤子轨迹 (a) 和它的光强演化图 (b)

#### 3.1. 同相位多个部分非相干光孤子之间的相互作用

我们以四个部分非相干光孤子的相互作用为研究对象, 并假定它们的初始相位相同, 即取  $\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi_3 = \varphi_4 = 0$ , 它们之间的相位差  $\Delta\varphi = 0$ , 其中  $\Delta\varphi = |\varphi_{n+1} - \varphi_n|$ ,  $n = 1, 2, 3, \dots$ . 令近邻孤子间距  $\Delta d = 27.0 \mu\text{m}$ , 其中  $\Delta d = |d_{n+1} - d_n|$ ,  $n = 1, 2, 3, \dots$ . 同时取非相干参量  $\theta_0 = 2.0 \text{ mrad}$ , 饱和对数型介质的非线性折射率系数  $n_2 \approx 1.92 \times 10^{-4}$ . 在这种情况下四个非相干光孤子之间的相互作用轨迹如图 1(a) 所示. 从图 1(a) 可知, 此时非相干光孤子之间的相互作用规律与四个相干光孤子相互作用规律较类似, 孤子之间的相互作用主要表现为相干相互作用. 这四个孤子因同相位先吸引而靠近, 融合为三束, 进而融合为两束. 由于融合后形成的不稳定结构, 随后又发生分裂. 多孤子之间的这种相互作用不利于形成阵列孤子. 当增加孤子之间的间距时可在一定

程度上抑制上述这种相互作用。

在近邻孤子间距  $\Delta d = 27.0 \mu\text{m}$  不变的条件下,当进一步增大非相干参量时,部分非相干光孤子之间的相互作用规律会发生很大改变.例如当非相干参量从  $\theta_0 = 2.0 \text{ mrad}$  增加到  $\theta_0 = 10.0 \text{ mrad}$ ,相应地取饱和对数型介质的非线性折射率系数  $n_2 \approx 5.76 \times 10^{-4}$ .此时孤子之间的相互作用图像如图 2 (b)所示.在同相位而且非相干参量较大情况下,非相干光孤子表现为相互吸引并形成类似网状结构,在晶体的一定长度范围内(例如  $1 \text{ cm}$ )孤子之间并没有发生融合现象.我们的数值结果表明,当非相干参量  $\theta_0$  和孤子间距  $\Delta d$  合适时,非相干光孤子能维持很长的传播距离而不变形.当更多的具有同相位的部分非相干孤子相互作用时,其相互作用规律与上述类似.

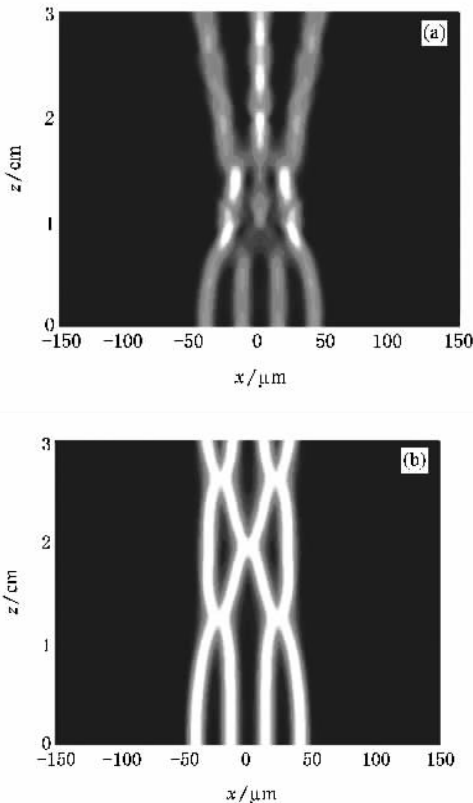


图 2 同相位情况下四个非相干光空间孤子之间的相互作用图像,各组参量分别为 (a)  $\theta_0 = 2.0 \text{ mrad}$ ,  $n_2 \approx 1.92 \times 10^{-4}$ ,  $\Delta d = 27.0 \mu\text{m}$ ; (b)  $\theta_0 = 10.0 \text{ mrad}$ ,  $n_2 \approx 5.76 \times 10^{-4}$ ,  $\Delta d = 27.0 \mu\text{m}$

### 3.2. 相位差为 $\pi/2$ 的多个部分非相干孤子之间的相互作用

相位差为  $\pi/2$  的两个相干孤子之间的相互作用

表现为相互排斥,并伴随有强烈地能量转移.对于相位差为  $\pi/2$  的多个部分非相干光孤子的相互作用,我们以三个彼此相位差为  $\pi/2$  的部分非相干光孤子相互作用为例,并把它们分三种情况进行一一讨论,按照孤子的初始相位关系分为“ $0-\pi/2-0$ ”,“ $\pi/2-0-\pi/2$ ”和“ $0-\pi/2-\pi$ ”三种情况.“ $0-\pi/2-0$ ”情况表示中间孤子落后两旁孤子  $\pi/2$  相位,“ $\pi/2-0-\pi/2$ ”表示两旁孤子落后中间孤子  $\pi/2$  相位,而“ $0-\pi/2-\pi$ ”对应中间孤子超前右边孤子  $\pi/2$  相位,同时又落后左边孤子  $\pi/2$  相位.

取孤子间距  $\Delta d = 31.0 \mu\text{m}$ ,非相干参量  $\theta_0 = 1.0 \text{ mrad}$ ,相应的饱和对数型介质的非线性折射率系数  $n_2 \approx 1.80 \times 10^{-4}$ .图 3 给出了典型的部分非相干孤子之间的相互作用图像.

图 3 (a)~(c)依次分别为“ $0-\pi/2-0$ ”,“ $\pi/2-0-\pi/2$ ”和“ $0-\pi/2-\pi$ ”三种情况孤子的相互作用规律图像.从这些图可清楚得知,当相干性较强即非相干参量较小时,非相干光孤子之间存在明显的能量转移,能量转向相位落后  $\pi/2$  的孤子上.例如图 3 (a)描述“ $0-\pi/2-0$ ”相位情况下孤子之间的相互作用规律,能量从两旁孤子向中间孤子转移,同时孤子之间存在轻微地排斥.图 3 (b)给出了“ $\pi/2-0-\pi/2$ ”相位情况下孤子之间的相互作用图像,从图可见能量从中间孤子向两旁孤子转移.对于“ $0-\pi/2-\pi$ ”情况,从图 3 (c)可以看出能量既存在从左侧孤子向中间  $\pi/2$  相移孤子上转移,同时又从中间孤子向右边  $\pi$  相移孤子上转移.

当进一步增加非相干性时(保持孤子间距不变)如使非相干参量从  $\theta_0 = 1.0 \text{ mrad}$  增大为  $\theta_0 = 10.0 \text{ mrad}$ ,此时饱和对数型介质的非线性折射率系数  $n_2 \approx 5.76 \times 10^{-4}$ .图 3 (d)给出了“ $0-\pi/2-0$ ”相位情况在非相干参量较大时三个非相干光孤子之间的相互作用图像.从图可见,随着非相干参量的增加,非相干性模糊了孤子之间的初始相位差,从而使孤子之间的相互作用对相位差不再敏感,它们之间的相互作用主要表现为非相干相互吸引,同时相应的能量转移随之减小直至停止.但是和同条件下同相位差情况相比, $\pi/2$  相位差仍然能提供一定程度的排斥力.另外两种情况也与此类似.

从上述数值研究可知,这些多个非相干光孤子之间的相互作用与多个相干光孤子之间的相互作用有明显不同,随着非相干参量增加,非相干光孤子之间的相互作用能从相互排斥变为相互吸引,能量转移也会消失.

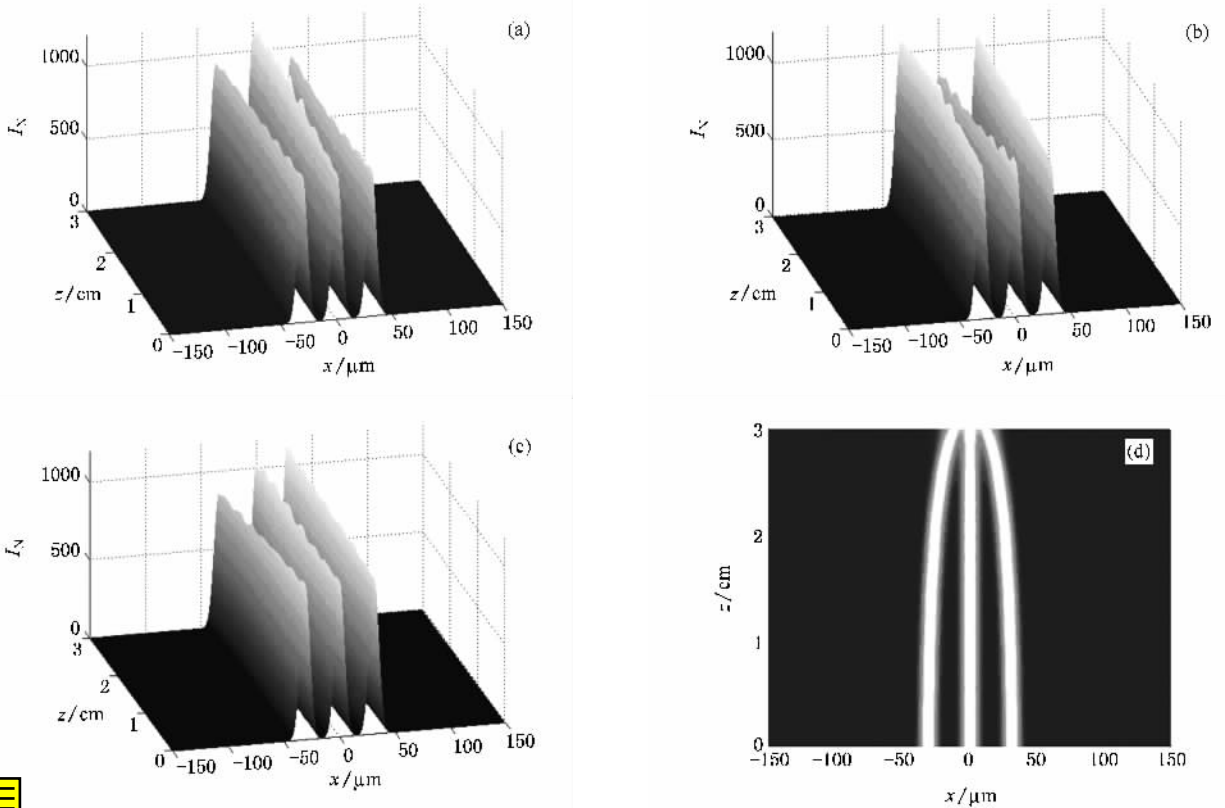


图3 相位差为 $\pi/2$ 的三个部分非相干光孤子之间的相互作用图像,各组参量分别为 (a)“ $0-\pi/2-0$ ”, $\theta_0 = 1.0 \text{ mrad}$ , $n_2 \approx 1.80 \times 10^{-4}$  (b)“ $\pi/2-0-\pi/2$ ”, $\theta_0 = 1.0 \text{ mrad}$ , $n_2 \approx 1.80 \times 10^{-4}$  (c)“ $0-\pi/2-\pi$ ”, $\theta_0 = 1.0 \text{ mrad}$ , $n_2 \approx 1.80 \times 10^{-4}$  (d)“ $0-\pi/2-0$ ”, $\theta_0 = 10.0 \text{ mrad}$ , $n_2 \approx 5.76 \times 10^{-4}$

### 3.3. $\pi$ 相位差情况下多个部分非相干光孤子之间的相互作用

不失一般性,仍取四个部分非相干光孤子为研究对象,这四个孤子近邻相位差为 $\pi$ .当非相干参量较小时,如取非相干参量 $\theta_0 = 1.0 \text{ mrad}$ ,此时饱和对数型介质的非线性折射率系数应为 $n_2 \approx 1.80 \times 10^{-4}$ ,取孤子间距 $\Delta d = 29.0 \mu\text{m}$ ,它们之间的相互作用规律如图4所示.

从图4(a)可知,在非相干参量较小的情况下,非相干光孤子的碰撞主要以相干相互作用为主,表现出强烈地相干相互排斥作用.并在强的排斥力作用下而彼此分开,处于最边缘的孤子,由于仅受到来自同一个方向的排斥力,它们在传播过程中会发生明显的偏转.图4(a)中间的两个非相干光孤子由于同时受到来自两侧孤子的不等作用力,只显现出较小的偏转.一般情况下,当奇数个非相干光孤子相互作用时,处于正中间的非相干光孤子由于同时受到来自两侧对称孤子的相等作用力,因此该中心孤子不偏转,而其他边缘的孤子则发生不同程度地偏转.当偶数个非相干孤子相互作用时,处于中间的

非相干孤子,因同时受到来自两侧不对称孤子的不相等作用力,它们将发生不同程度的偏转,而处于最边缘的孤子由于仅受到来自同一个方向的排斥力,它们在传播过程中发生较大的偏转.

当非相干参量合适时,多个非相干光孤子能共处于同一个平衡状态,此时非相干光孤子之间的非相干吸引作用和孤子之间因 $\pi$ 相移引起的排斥作用相平衡,非相干光孤子能维持很好的孤子波形并行传播.例如,取非相干参量 $\theta_0 = 4.1 \text{ mrad}$ ,相应的饱和对数型介质的非线性折射率系数 $n_2 \approx 2.43 \times 10^{-4}$ ,保持孤子间距 $\Delta d$ 不变,即 $\Delta d = 29.0 \mu\text{m}$ .四个部分非相干光孤子并行传播如图4(b)所示,从该图可见,这些非相干光孤子形成部分非相干光孤子阵列.我们研究发现即使更多的部分非相干光孤子相互作用,在合适的参数条件下,它们也能形成并行传播的部分非相干光孤子阵列,其相互作用规律和四个部分非相干光孤子相互作用规律类似.若进一步增加非相干参量时(保持孤子间距不变),例如非相干参量从 $\theta_0 = 4.1 \text{ mrad}$ 增加到 $\theta_0 = 10.0 \text{ mrad}$ ,相应的饱和对数型介质的非线性折射率系数 $n_2 \approx 5.76 \times 10^{-4}$ .此时多个非相干光孤子的相互作用规

律如图 4(c)所示,从图可知,此时非相干光孤子之间主要以非相干相互作用为主,强的非相干相互作用使非相干光孤子变为相互吸引,但是和同条件下同相位差情况相比, $\pi$  相位差仍然能提供一定程度的排斥力.

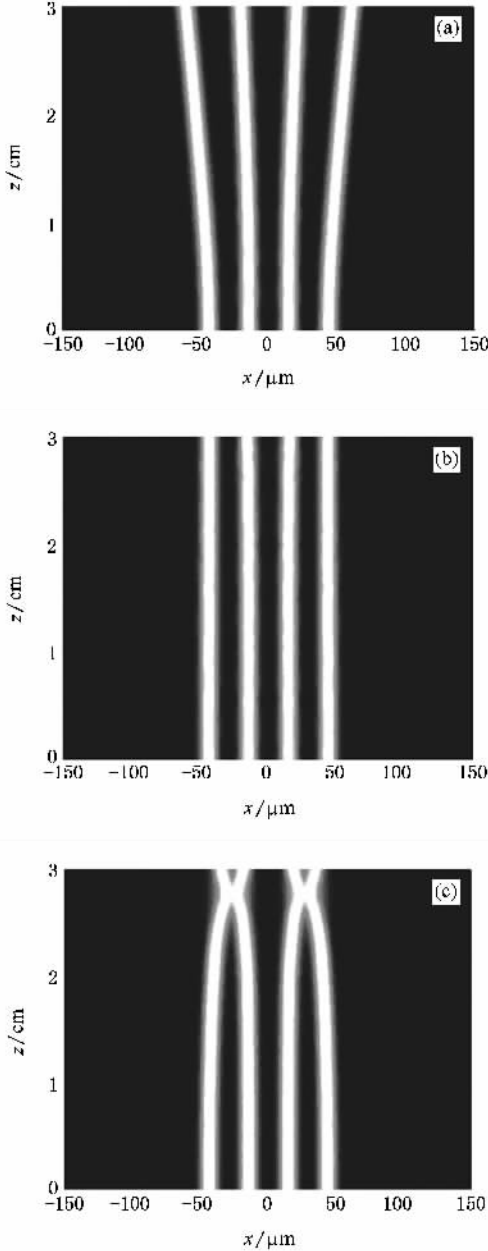


图 4 相位差为  $\pi$  的四个部分非相干光孤子之间的相互作用图像,各组参量分别为 (a)  $\theta_0 = 1.0$  mrad,  $n_2 \approx 1.80 \times 10^{-4}$ ,  $\Delta d = 29.0$   $\mu\text{m}$  (b)  $\theta_0 = 4.1$  mrad,  $n_2 \approx 2.43 \times 10^{-4}$ ,  $\Delta d = 29.0$   $\mu\text{m}$  (c)  $\theta_0 = 10.0$  mrad,  $n_2 \approx 5.76 \times 10^{-4}$ ,  $\Delta d = 29.0$   $\mu\text{m}$

### 3.4. 不同相位差对多孤子相互作用的影响

上面研究结果表明,当非相干参量较大时,非相

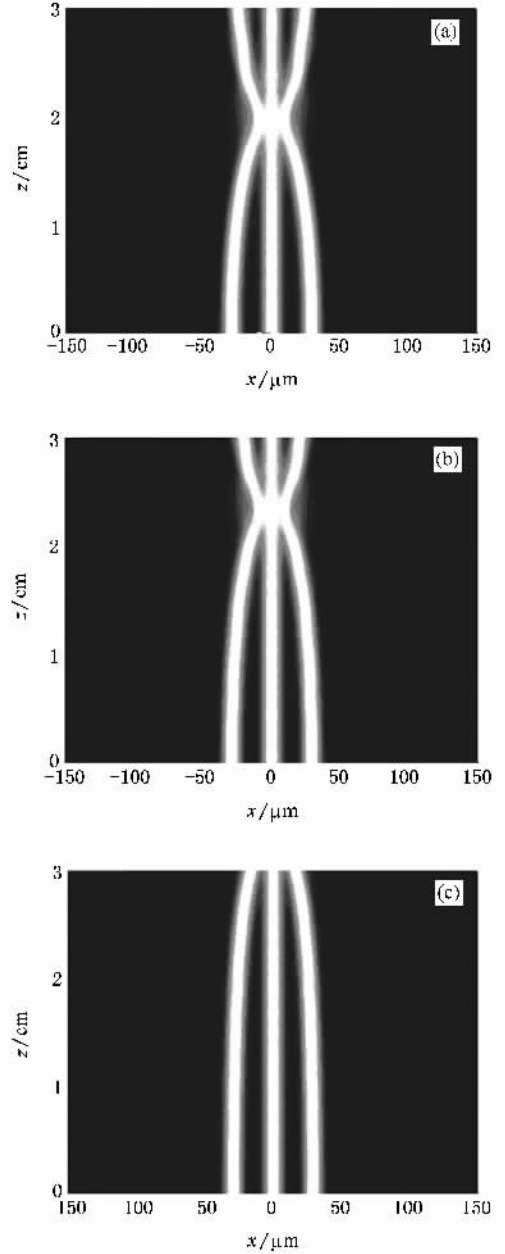


图 5 不同初始相位差对三个部分非相干光孤子相互作用的影响,各组参量分别为 (a)  $\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi_3 = 0$  (b)  $\varphi_1 = \varphi_3 = 0, \varphi_2 = \pi/2$  (c)  $\varphi_1 = \varphi_3 = 0, \varphi_2 = \pi$

干性模糊了孤子之间的相位差,孤子之间主要表现为非相干相互吸引作用,但是孤子之间的相位差仍能提供一定的排斥力.为了说明这一点,在非相干参量较大情况下,我们研究了孤子间初始相位差的大小对孤子相互作用的影响,从而比较不同的初始相位差提供的不同排斥力.我们仍以三个部分非相干光孤子为研究对象,分别考虑如下三种情况:“0-0-0”;“0- $\pi/2$ -0”和“0- $\pi$ -0”.即中间部分非相干光孤子的相位相对于两边孤子的相位差分别为 0,  $\pi/2$

和  $\pi$ .

我们取如下参数:  $\theta_0 = 10.0 \text{ mrad}$ ,  $n_2 \approx 5.76 \times 10^{-4}$ ,  $\Delta d = 29.0 \text{ }\mu\text{m}$ . 典型的部分非相干光孤子相互作用轨迹如图 5 所示.

比较图 5 中的三种情况可知,这三个非相干光孤子在强的非相干相互作用下能够相互吸引,但是因为孤子之间彼此初始相位差不同,孤子吸引程度各不相同,近邻相位差为  $\pi$  的孤子相互吸引力较弱,这说明  $\pi$  相位差能提供较大的排斥力.

上面研究表明,对于非相干光孤子之间的相互作用,初始相位差的选择也是一个控制多孤子相互作用的有效参量. 适当选择孤子之间的初始相位差也能有效地改变多孤子之间的相互作用.

## 4. 结 论

用相干密度理论数值地研究了饱和对数非线性介质中由部分非相干光构成的多个非相干光空间孤子之间的相互作用. 研究结果表明,非相干光束的

非相干参量能显著地影响孤子之间的相互作用性质. 当非相干参量较小时,非相干光孤子碰撞主要以相干相互作用为主,相互作用规律与相干光孤子相互作用规律较类似,孤子的相互作用对相位比较敏感. 当非相干参量较大时,强的非相干性模糊了孤子之间的相位关系,孤子之间主要以非相干相互作用为主,无论孤子之间是否存在初始相位差,强的非相干相互作用都能使多个非相干光孤子作用变成相互吸引. 特别是在非相干参量较大且孤子彼此相位差为  $\pi$  的情况下,由于适当的非相干吸引作用平衡了  $\pi$  相位差引起的孤子之间的相干排斥作用,多部分非相干光束可形成并行传播的稳定的阵列孤子,进而写入阵列波导. 对于多个非相干光孤子之间的相互作用,不仅非相干参量能有效地控制孤子之间的相互作用,孤子之间的初始相位差也是一个很好的控制参量. 通过适当地选择这些参量,多孤子相互作用可形成多种相互作用形态,这些相互作用形态为非相干光孤子写入各种形式的阵列波导,为实现光控制光,光导向光提供了一种可能性.

- [ 1 ] Christodoulides D N, Joseph R I 1988 *Opt. Lett.* **13** 794
- [ 2 ] Chen Z G, Xu J J, Lou C B 2005 *Physics* **34** 12 ( in Chinese ) [ 陈志刚、许京军、楼慈波 2005 物理 **34** 12 ]
- [ 3 ] Song T, Liu S M, Guo R, Liu Z H, Zhu N, Gao Y M 2006 *Opt. Express* **14** 1924
- [ 4 ] Chen F, Stepic M, Ritter C E, Runde D, Kip D, Shandarov V, Manela O, Segev M 2005 *Opt. Express* **13** 4314
- [ 5 ] Hou C F, Pei Y B, Zhou Z X, Sun X D 2004 *Chin. Phys.* **14** 349
- [ 6 ] Lu K Q, Zhao W, Yang Y L, Zhang M Z, Li J P, Li H J, Zhang Y P 2006 *Chin. Phys.* **15** 403
- [ 7 ] Mitchell M, Chen Z, Shih M, Segev M 1997 *Phys. Rev. Lett.* **77** 490
- [ 8 ] Christodoulides D N, Coskun T H, Mitchell M, Segev M 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 646
- [ 9 ] Christodoulides D N, Coskun T H, Joseph R I 1997 *Opt. Lett.* **22** 1080
- [ 10 ] Mitchell M, Segev M, Coskun T H, Christodoulides D N 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 4990
- [ 11 ] Christodoulides D N, Coskun T H, Mitchell M, Segev M 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 2310
- [ 12 ] Shkunov V V, Anderson D 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 2683
- [ 13 ] Christodoulides D N, Eugenieva E D, Coskun T H, Segev M, Mitchell M 2001 *Phys. Rev. E* **63** 035601(R)
- [ 14 ] Wang X S, She W L 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 573 ( in Chinese ) [ 王晓生、余卫龙 2002 物理学报 **51** 573 ]
- [ 15 ] Chen Y Y, Wang Q, Shi J L 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 559 ( in Chinese ) [ 陈圆圆、王 奇、施解龙 2002 物理学报 **51** 559 ]
- [ 16 ] Huang C F, Guo R, Liu S M 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1218 ( in Chinese ) [ 黄春福、郭 儒、刘思敏 2006 物理学报 **55** 1218 ]
- [ 17 ] Mitchell M, Segev M 1997 *Nature ( London )* **387** 880
- [ 18 ] Buljan H, Segev M, Soljačić M, Efremidis N K, Christodoulides D N 2003 *Opt. Lett.* **28** 1239
- [ 19 ] Huang C F, Guo R, Liu S M, Zhu N, Wand D Y, Gao Y M, Lu Y 2005 *Opt. Comm.* **248** 449
- [ 20 ] Lu Y, Liu S M, Guo R, Yang L S, Huang C F, Wang D Y 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 3075 ( in Chinese ) [ 陆 猗、刘思敏、郭 儒、杨立森、黄春福、汪大云 2003 物理学报 **52** 3075 ]
- [ 21 ] Shen M, Wang Q, Shi J L, Chen Y Y, Wang X L 2005 *Phys. Rev. E* **72** 026604
- [ 22 ] Segev M, Stegeman G I 1999 *Science* **286** 1518
- [ 23 ] Królikowski W, Saffman M, Luther-Davise B, Denz C 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 3240
- [ 24 ] Xu C B, Guo Q 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 5194 ( in Chinese ) [ 许超彬、郭 旗 2005 物理学报 **54** 5194 ]
- [ 25 ] Rasmussen P D, Bang O, Królikowski W 2005 *Phys. Rev. E* **72** 066611
- [ 26 ] Dreischuh D, Neshev D N, Petersen D E, Band O, Królikowski W 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 043901
- Nikolov N I, Neshev D, Królikowski W, Band O, Rasmussen J J, Christiansen P L 2004 *Opt. Lett.* **29** 286

- [ 27 ] Ku T S , Shih M , Sukhrukov A A , Kivshar Y S 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 063904
- [ 28 ] Stepken A , Kaiser F , Belić M R 2000 *J. Opt. Soc. Am. B* **17** 68
- [ 29 ] Jiang D S , She W L 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 2090 ( in Chinese )  
[ 江德生、余卫龙 2005 物理学报 **54** 2090 ]
- [ 30 ] Träger D , Strinić A , Schröder J , Denz C , Belić M , Petrović M , Matern S , Purwins H G 2003 *J. Opt. A : Pure. Appl. Opt.* **5** S518
- [ 31 ] Chen Z , McCarthy K 2002 *Opt. Lett.* **27** 2019
- [ 32 ] Zhang X H , Liu S M , Guo R , Gao Y M , Wang D Y , Liu Z H , Lu Y 2005 *Opt. Comm.* **252** 84

## Mutual interactions of multiple partially incoherent spatial solitons <sup>\*</sup>

Huang Chun-Fu Guo Ru<sup>†</sup> Liu Si-Min

( Department of Physics , Nankai University , Tianjin 300071 , China )

( Received 21 March 2006 ; revised manuscript received 20 June 2006 )

### Abstract

We investigate numerically the interactions of multiple partially incoherent spatial solitons in a nonlinear medium with logarithmic saturable nonlinearity based on the coherent density approach. Numerical results show that the interactions of incoherent solitons is somewhat similar to that of coherent solitons when the incoherence parameter is small ; while for large incoherence parameter , the interactions of incoherent solitons are always attractive because the strong incoherent interactions blur out the initial relative phase between the incoherent solitons. Especially for the  $\pi$ -out-of-phase incoherent solitons , they can propagate in parallel under appropriate incoherence parameter. Mutual interactions of multiple partially incoherent spatial solitons can lead to a variety of induced waveguide configurations that allows steering , switching and guiding light with light.

**Keywords :** multiple partially incoherent spatial solitons , interaction of optical spatial solitons , coherent density approach , logarithmic saturable nonlinearity

**PACC :** 4265S , 4280L

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant Nos. 60278006 , 60378013 and 10474047 ).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail : guoru@nankai.edu.cn