

文章编号: 0253-2239(2009)08-2270-06

两种复周期调制晶格中孤子的开关特性分析

周 骏^{1,2} 孟小波^{1*} 任春阳¹ 高永锋¹ 陈明阳¹

(¹江苏大学机械工程学院光信息科学与技术系, 江苏 镇江 212013)
²宁波大学光学研究所, 浙江 宁波 315211)

摘要 对提出的两种复周期 Kerr 非线性调制光晶格中的孤子开关特性进行了研究, 并与单周期余弦型调制晶格的情形进行了比较。通过数值模拟, 分析了 3 种不同模型对孤子脉冲能量的保持情况, 以及注入相同孤子脉冲时, 脉冲被晶格俘获前可穿越的晶格通道的数量。研究发现, 当注入脉冲的能量范围相同时, 3 种模型中孤子的开关通道数有较大差别; 而在穿越通道数相同的情况下, 开关效应的响应时间却不相同。

关键词 非线性光学; 光学晶格; 空间孤子; 开关效应

中图分类号 O465 **文献标识码** A **doi:** 10.3788/AOS20092908.2270

Analysis of the Switching Characters of Soliton in Two Optical Lattices with Modulation of Multiple Periods

Zhou Jun^{1,2} Meng Xiaobo^{1*} Ren Chunyang¹ Gao Yongfeng¹ Chen Mingyang¹

(¹Department of Optical Information Science and Technology, School of Mechanical Engineering, Jiangsu University, Zhenjiang, Jiangsu 212013, China)
²Institute of Optics, Ningbo University, Ningbo, Zhejiang 315211, China)

Abstract Two multiple-period modulation optical lattices with Kerr-type nonlinear medium were proposed. The switching characters of soliton in these lattices were studied and compared with that of the single-period cosine-type modulation optical lattices. The stabilities of the energy of soliton pulse in all of these optical lattices was numerically analyzed, and the numbers of the channels which were traversed by soliton pulse were numerically calculated before the soliton pulse was trapped in the lattices channel. Within the same energy region, the numbers of switching channels of the soliton were obviously different. And for the same numbers of channels traversed, the response time were different.

Key words nonlinear optics; optical lattices; spatial soliton; switch effect

1 引 言

近些年来, 空间光孤子的研究受到了科研工作者们极大的关注^[1~3], 尤其是在空间周期线性折射率调制的晶格中, 对孤子传输的特性分析成为应用光子学中很重要的一项研究^[4], 并且由于这种晶格对光束控制具有独特的性质, 因此成为众多科研工作者非常感兴趣的课题^[5]。这类研究从早期的周期晶格中离散自聚焦现象进行理论分析^[6]开始, 后来

通过计算机模拟, 得到了一系列周期晶格中的孤子传输现象^[7]。例如空间带隙孤子的产生和操控^[8], 基于周期晶格的表面光孤子特性的研究^[9]和超晶格表面孤子的特性研究^[10,11], 周期晶格中的孤子串^[12]行为, 以及晶格中孤子脉冲间的相互作用^[13]和孤子脉冲的分裂^[14,15]、过滤^[16]现象等, 再到实验观察周期阵列波导中的离散孤子^[17]。

光孤子开关器件的设计在近几年中受到了广泛

收稿日期: 2008-10-13; 收到修改稿日期: 2008-12-10

基金项目: 国家自然科学基金(10574058), 江苏省高校自然科学基金项目(08KJB510001), 宁波市自然科学基金(2008A610001)和江苏大学科研基金(04JDG041)资助项目。

作者简介: 周 骏(1958-), 男, 教授, 博士生导师, 主要从事光孤子通信、光学和光电子技术等方面的研究。

E-mail: ejzhou@yahoo.com.cn

* 通信联系人: E-mail: xbmeng_315@163.com

的重视^[18,19]。对于空间周期折射率调制晶格,尤其是 Kerr 非线性材料的光晶格,由于孤子脉冲在穿越晶格通道的过程中,可能会被晶格中的某一通道俘获,从而产生孤子脉冲的开关效应。这种现象引起了人们的极大兴趣,进行了很多研究^[15,20,21]。本文提出两种类型复周期 Kerr 非线性调制光晶格,讨论其孤子开关效应的特性,并与 Y. V. Kartashov 提出的单周期余弦型调制晶格^[22]进行对比分析,获得了一些有意义的结果。

2 理论分析

研究自聚焦 Kerr 型周期调制的非线性光晶格,线性折射率在 x 轴方向周期调制,光脉冲沿着 z 轴方向传播。这里考虑的光晶格由 3 种非线性介质组成,它们具有相同的线性折射率 n_0 ,但是非线性系数不同,分别为 n_{21}, n_{22} 和 $n_{23}, n_2 = (n_{21} + n_{22} + n_{23})/3$ 为折射率的平均值。光脉冲在该类型晶格中的传输可以用下面的非线性薛定谔方程(NLSE)描述:

$$i \frac{\partial q}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 q}{\partial \eta^2} + [R_j(\eta) + |q|^2]q = 0, \quad (1)$$

$j = 1, 2, 3.$

并且存在一个能量的表达式

$$U = \int_{-\infty}^{+\infty} |q|^2 d\eta, \quad (2)$$

式中的 $q(\eta, \xi) = I^{-1/2} A(\eta, \xi) (L_{\text{dif}}/L_{\text{nl}})^{1/2}$, 其中 I 为输入脉冲的峰值强度, $A(\eta, \xi)$ 为慢变振幅包络,归一化的横坐标与纵坐标分别为 $\eta = x/r_0, \xi = z/L_{\text{dif}}$ 。 $L_{\text{dif}} = n_0 \omega r_0^2/c$ 为衍射长度, $L_{\text{nl}} = 2c/(\omega n_2 I)$ 为非线性长度, ω 为频率。

晶格的折射率分布情况由方程(1)中的 $R_j(\eta)$ 描述,且假设折射率调制深度远小于线性折射率 n_0 ,只是 Kerr 效应引起的折射率的非线性修正。对于单周期余弦型调制晶格 $R_1(\eta) = \cos(2\pi\xi/T)$ ^[22],

提出的单凸和双凸两种复周期晶格结构分别为

$$R_2(\eta) = -\frac{1}{2} \text{sgn} \left\{ \sin \left[\frac{2\pi}{T} \left(\eta + \frac{5}{16}\pi \right) \right] \right\} - \frac{1}{2} \text{sgn} \left\{ \cos \left[\frac{2\pi}{T} \left(\eta + \frac{5}{16}\pi \right) \right] \right\}, \quad (3)$$

$$R_3(\eta) = \frac{1}{3} - \frac{2}{3} \text{sgn} \left\{ \sin \left[2 \times \frac{2\pi}{T} \left(\eta + \frac{5}{16}\pi \right) \right] \right\} - \frac{1}{3} \text{sgn} \left\{ \sin \left[\frac{2\pi}{T} \left(\eta + \frac{5}{16}\pi \right) \right] \right\} - \frac{1}{3} \text{sgn} \left\{ \cos \left[\frac{2\pi}{T} \left(\eta + \frac{5}{16}\pi \right) \right] \right\}. \quad (4)$$

式中 T 表示调制周期。考虑初始孤子脉冲的形式为 $q(\eta, \xi = 0) = \chi \text{sech} \eta \exp(i\eta \varphi_0)$, χ 为注入脉冲的振幅, φ_0 为初始入射角度。由(1)式描述的在非线性周期晶格中传播的空间孤子可近似为粒子进行分析,此时 $q(\eta, \xi) = \chi \text{sech}(\eta - \langle \eta \rangle) \exp[i\varphi(\eta - \langle \eta \rangle) + i\phi]$, $\varphi(\xi)$ 为孤子的传输角度,并且在 $\xi = 0$ 时, $\varphi(0) = \varphi_0, \phi$ 为相位, $\langle \eta \rangle = (1/U) \int_{-\infty}^{+\infty} |q|^2 \eta d\eta$ 描述的是完整的孤子脉冲中心的变化。通过等效粒子法进行分析^[22],则有

$$\frac{d^2 \langle \eta \rangle}{d\xi^2} = \frac{1}{U} \int_{-\infty}^{+\infty} |q|^2 \frac{dR}{d\eta} d\eta, \quad (5)$$

$$\frac{d^2 \langle (\eta - \langle \eta \rangle)^2 \rangle}{d\xi^2} = \frac{2}{U} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\left| \frac{\partial q}{\partial \eta} \right|^2 + p |q|^2 \frac{dR}{d\eta} (\eta - \langle \eta \rangle) - \frac{1}{2} |q|^4 \right] d\eta + \frac{2}{U^2} \left(\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial q}{\partial \eta} q^* d\eta \right)^2, \quad (6)$$

这里的 $\langle (\eta - \langle \eta \rangle)^2 \rangle = (1/U) \int_{-\infty}^{+\infty} (\eta - \langle \eta \rangle)^2 |q|^2 d\eta$ 是脉冲宽度的均方变化。

对式(3),(4)式中的 $R_2(\eta)$ 和 $R_3(\eta)$ 进行一阶傅里叶展开,可以得到下面的变换形式:

$$R_2(\eta) \approx -\frac{2}{\pi} \sin \left[\frac{2\pi}{T} \left(\eta + \frac{5}{16}\pi \right) \right] - \frac{2}{\pi} \cos \left[\frac{2\pi}{T} \left(\eta + \frac{5}{16}\pi \right) \right], \quad (7)$$

$$R_3(\eta) \approx \frac{1}{3} - \frac{8}{3\pi} \sin \left[2 \times \frac{2\pi}{T} \left(\eta + \frac{5}{16}\pi \right) \right] - \frac{4}{3\pi} \sin \left[\frac{2\pi}{T} \left(\eta + \frac{5}{16}\pi \right) \right] - \frac{4}{3\pi} \cos \left[\frac{2\pi}{T} \left(\eta + \frac{5}{16}\pi \right) \right]. \quad (8)$$

将式(7),(8)式中的 $R_2(\eta), R_3(\eta)$ 和 $q(\eta, \xi)$ 带入到式(5),(6)式中,可得到

$$\begin{cases} \left. \frac{d^2 \langle \eta \rangle}{d\xi^2} \right|_{R=R_2(\eta)} = \frac{4}{T} \frac{\pi^2/T}{\sinh(\pi^2/T)} \left[\sin \frac{2\pi \langle \eta \rangle}{T} + \cos \frac{2\pi \langle \eta \rangle}{T} \right]; \\ \left. \frac{d^2 \langle \eta \rangle}{d\xi^2} \right|_{R=R_3(\eta)} = \frac{8}{3T} \frac{\pi^2/T}{\sinh(\pi^2/T)} \left[\sin \frac{2\pi \langle \eta \rangle}{T} + \cos \frac{2\pi \langle \eta \rangle}{T} + 2\cos \frac{4\pi \langle \eta \rangle}{T} \right]; \end{cases} \quad (9)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d^2}{d\xi^2} \langle (\eta - \langle \eta \rangle)^2 \rangle \Big|_{R=R_2 \langle \eta \rangle} = \frac{2}{3} (1 - \chi^2) - \frac{4}{\pi} \frac{\pi^2/T}{\sinh(\pi^2/T)} \left[\frac{\pi^2/T}{\tanh(\pi^2/T)} - 1 \right] \times \\ \left[\sin \frac{2\pi \langle \eta \rangle}{T} + \cos \frac{2\pi \langle \eta \rangle}{T} \right] \\ \frac{d^2}{d\xi^2} \langle (\eta - \langle \eta \rangle)^2 \rangle \Big|_{R=R_3 \langle \eta \rangle} = \frac{2}{3} (1 - \chi^2) - \frac{8}{3\pi} \frac{\pi^2/T}{\sinh(\pi^2/T)} \left[\frac{\pi^2/T}{\tanh(\pi^2/T)} - 1 \right] \times \\ \left[2 \sin \frac{4\pi \langle \eta \rangle}{T} + \sin \frac{2\pi \langle \eta \rangle}{T} + \cos \frac{2\pi \langle \eta \rangle}{T} \right]. \end{array} \right. \quad (10)$$

由于稳定的孤子脉冲在中央波导中传输时, $\langle \eta \rangle = 0$, $d \langle (\eta - \langle \eta \rangle)^2 \rangle / d\xi = 0$, $d^2 \langle (\eta - \langle \eta \rangle)^2 \rangle / d\xi^2 = 0$ 。因此, 稳定的孤子脉冲的振幅可以由方程(9)获得。方程(10)描述的是完整脉冲的中心在光晶格中的运动轨迹。

由文献[22]可知, 对于余弦型单周期晶格 $R_1(\eta)$ 来说, $\frac{d^2}{d\xi^2} \langle (\eta - \langle \eta \rangle)^2 \rangle \Big|_{R=R_1 \langle \eta \rangle} = \frac{2}{3} (1 - \chi^2) - 2 \frac{\pi^2/T}{\sinh(\pi^2/T)} \left[\frac{\pi^2/T}{\tanh(\pi^2/T)} - 1 \right] \cos\left(\frac{2\pi \langle \eta \rangle}{T}\right)$ 。

为了比较相同注入脉冲在不同晶格结构中运动轨迹的区别, 这里取 $\Delta = |d^2 \langle (\eta - \langle \eta \rangle)^2 \rangle / d\xi^2|$ 。那么, Δ 的值越大, 则说明完整脉冲的中心偏离晶格中央区的距离越远。令初始脉冲的振幅 $\chi = 1.0$, 初始脉冲入

射角 $\varphi_0 = 0.9$, 周期 $T = \pi/2$, 计算得 $\Delta|_{R=R_1 \langle \eta \rangle} = 0.1052$, $\Delta|_{R=R_2 \langle \eta \rangle} = 0.1579$, $\Delta|_{R=R_3 \langle \eta \rangle} = 0.2480$ 。可以看出, 在给定脉冲的条件下, 3种晶格模型中脉冲偏离晶格中央区的距离是 $R_3(\eta)$ 最大, $R_1(\eta)$ 最小。

3 数值结果与讨论

针对上述两种复周期晶格中的孤子脉冲传输特性进行数值研究, 并与单周期余弦调制晶格中的孤子进行对比。图1(a), (b), (c)分别描述的是3种周期晶格的折射率分布情况 $R_1(\eta)$, $R_2(\eta)$ 和 $R_3(\eta)$, 它们是等周期等幅的周期函数, 周期 $T = \frac{\pi}{2}$ 。对实际制作晶格器件而言, 这里的两种复周期调制晶格的制作工艺相对简单, 如利用光刻等微加工技术, 要比制作余弦型调制晶格容易实现。

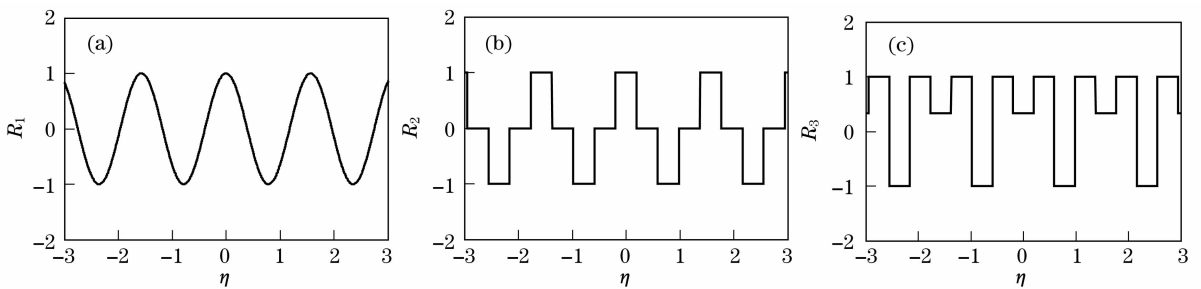


图1 晶格的折射率分布。(a) 单周期余弦型调制光晶格的 $R_1(\eta)$; (b) 单凸复周期调制光晶格的 $R_2(\eta)$; (c) 双凸复周期调制光晶格的 $R_3(\eta)$

Fig. 1 Refractive index profile of the optical lattices. (a) $R_1(\eta)$ of cosine single period modulation lattice; (b) $R_2(\eta)$ of single convexity multiple periods modulation lattice; (c) $R_3(\eta)$ of double convexity multiple periods modulation lattice

令初始脉冲为 $q(\eta, \xi = 0) = \chi \operatorname{sech}(\eta) \exp(i\eta\varphi_0)$, 取脉冲振幅 $\chi = 1.0$, 初始脉冲入射角 $\varphi_0 = 0.9$, 利用有限差分法求解方程(1), 得到3种调制晶格的脉冲传输轨迹, 如图2(a), (b), (c)所示(横坐标 η 以晶格周期 T 为单位, 纵坐标为传输距离)。可以看出, 以一定的初始入射角 ($\varphi_0 = 0.9$) 注入相同的孤子脉冲, 在不同的晶格中穿越的晶格周期数不同, 但最终都会被俘获在某一条晶格通道中。脉冲

偏离晶格中央区的距离是 $R_3(\eta)$ 最大, $R_1(\eta)$ 最小, 这与理论计算部分注入相同的初始脉冲时所得到的结论是完全吻合的。图3是初始注入脉冲波形与输出脉冲波形的对比, χ_{in} 为注入脉冲, χ_1, χ_2, χ_3 分别为在传输方向 $\xi = 250$ 处, 3种调制晶格中的输出脉冲波形。由图3可以看出, 3种调制晶格中的输出脉冲相对于注入脉冲, 波形保持比较好, 由于在传输过程中有穿越晶格的阶段, 因此脉冲的振幅有一定

的减小。图中显示出， χ_1 脉冲在正方向的第 8 个通道被俘获，而与 χ_2 、 χ_3 脉冲相对应的被俘获的通道

数分别为第 9 个和第 24 个，由于穿越的通道数多，因此 χ_3 脉冲的振幅略小于其它脉冲的振幅。

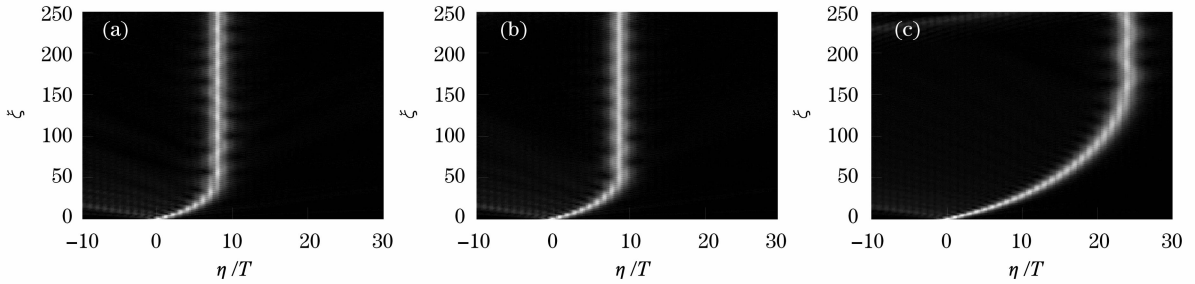


图 2 当入射脉冲振幅 $\chi=1.0$ ，入射角 $\varphi_0=0.9$ 时，3 种调制晶格 (a) R_1 ，(b) R_2 ，(c) R_3 中的孤子脉冲传输轨迹
Fig. 2 Propagation tracks of the soliton pulse in three different modulation optical lattices (a) R_1 ，(b) R_2 ，and (c) R_3 ，
respectively, at $\chi=1.0$ and $\varphi_0=0.9$

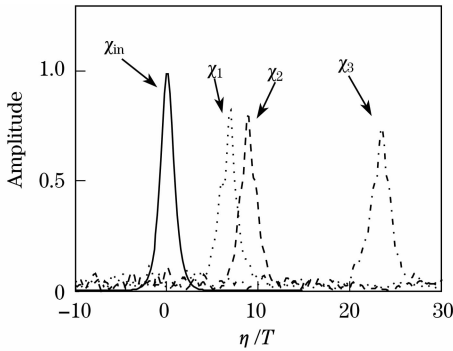


图 3 注入振幅 $\chi=1.0$ ，入射角 $\varphi_0=0.9$ 的入射脉冲 χ_{in} 时，在 $\xi=250$ 处，3 种调制晶格 R_1, R_2, R_3 对应的输出脉冲的波形分别为 χ_1, χ_2, χ_3
Fig. 3 The profiles of output pulse in three optical lattices with modulation are showed as χ_1, χ_2 and χ_3 ，respectively, with the input pulse χ_{in} at $\chi=1.0$ and $\varphi_0=0.9$

当一束脉冲被晶格中的某一通道俘获后，在继续传输的过程中，能量的保持非常重要。图 4 中的 (a)，(b)，(c) 分别对应于图 2 中 (a)，(b)，(c) 的脉冲能量变化情况。可以看出，脉冲在穿越晶格的过程

中，能量缓慢减小，当脉冲被某一通道俘获后，脉冲能量便不再减小，而是在某一固定值上下振荡。图 4(a) 中，当脉冲被俘获在第 8 通道后，脉冲能量便稳定在 0.05。图 4(b) 对应于调制晶格 R_2 的情况，脉冲被第 9 通道俘获后，能量稳定在 0.048，并且振荡的幅度很小，稳定性明显好于图 4(a)。图 4(c) 对应调制晶格 R_3 ，由于穿越了 23 条晶格通道，所以能量的减小过程略长，最终稳定于 0.04 左右，振荡的幅度与图 4(a) 相当。这里着重考察 $150 \leq \xi \leq 250$ 的范围，也就是三束脉冲均被俘获后的情况，图 4(a) 中的能量在这个范围内振荡了约 5 个周期，图 4(c) 中的能量在此范围内振荡了 4 个周期，说明在新的调制晶格 R_2, R_3 中，脉冲被晶格通道俘获后，能量的振荡频率小于余弦型调制晶格 R_1 。

由分析可知，注入脉冲穿越一些晶格通道后被某一通道俘获，这是一种典型的孤子脉冲的开关效应。当输入脉冲的其它参量不变，只有振幅 χ 改变时，孤子脉冲在周期晶格中穿越的通道数是不同的。图 5 描述了 3 种不同的周期调制晶格 R_1, R_2 和 R_3

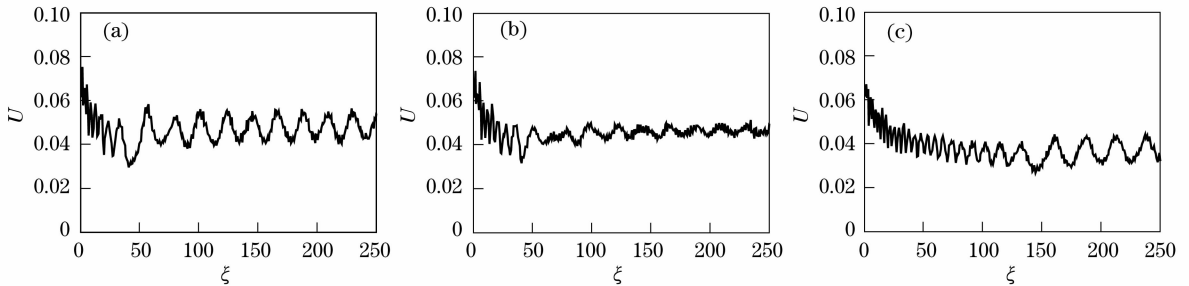


图 4 注入振幅 $\chi=1.0$ ，入射角 $\varphi_0=0.9$ 的入射脉冲时，脉冲能量与传输距离 ξ 的对应关系。(a) 单周期余弦型调制光晶格 R_1 ；(b) 单凸复周期调制光晶格 R_2 ；(c) 双凸复周期调制光晶格 R_3
Fig. 4 Energy of the pulse versus the propagation distance ξ at $\chi=1.0$ and $\varphi_0=0.9$. (a) optical lattices with modulation of cosine single period; (b) optical lattices with modulation of single convexity multiple periods. (c) optical lattices with modulation of double convexity multiple periods

中,注入脉冲的振幅 χ 与穿越晶格通道数 N 之间的关系。当 χ 由 0.94 增加至 1.30 时,如图 5(a),在单周期余弦型调制晶格中,脉冲能够穿越的晶格通道数由 20 逐渐减小到 1,也就是说在这样的脉冲能量范围内,此类晶格的开关通道数是 20 个。而如

图 5(b),(c) 所示,对于单凸和双凸复周期调制晶格,它们的开关通道数分别为 25 个和 60 个。可见,对于两种新型调制晶格,其孤子开关的通道数多于单周期余弦型晶格的通道数目,而 R_3 晶格的开关通道数更大。

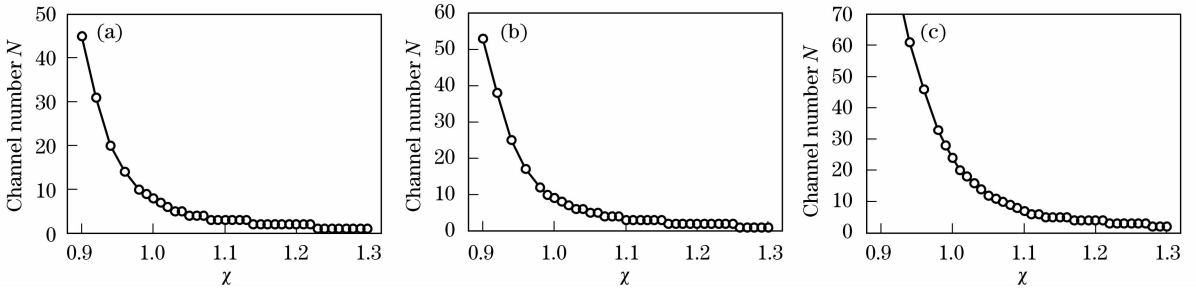


图 5 当入射脉冲的振幅 χ 在 $[0.9, 1.3]$ 范围内变化时,调制晶格 (a) R_1 , (b) R_2 , (c) R_3 时脉冲穿越的通道数 N 与入射脉冲的振幅 χ 之间的关系

Fig. 5 Channel numbers N the soliton pulse traversed versus amplitude χ of the incident pulse for optical lattices with modulation (a) R_1 , (b) R_2 and (c) R_3

另外,如图 6(a) 所示,定义当孤子脉冲穿越同样数量的晶格通道并被俘获时在 ξ 轴方向传输距离 $\Delta\xi$ 所需的时间为孤子开关的响应时间,则响应时间随 $\Delta\xi$ 值的增大而增大。图 6(b) 给出了孤子脉冲被第 3, 4, \dots , 9 条通道俘获时 3 种晶格模型所对应的

$\Delta\xi$ 值。不难看出,单凸调制晶格 R_2 与单周期余弦型晶格 R_1 的差别不是很大,而对于双凸调制晶格 R_3 来说,每个通道数 N 所对应的 $\Delta\xi$ 值均小于其它两类模型,说明在穿越同样晶格通道数的情况下,复周期调制晶格 R_3 的响应时间相对较小。

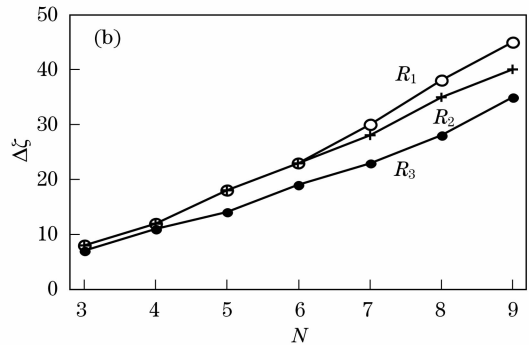
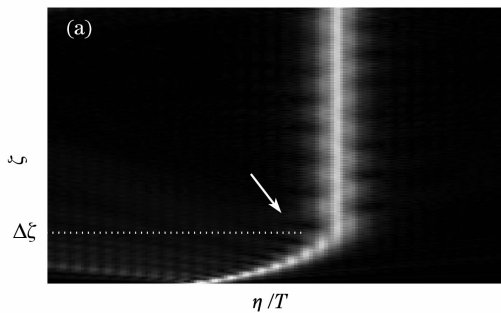


图 6 脉冲被某一晶格通道俘获时的开关距离为 $\Delta\xi$ (a); $\Delta\xi$ 所处位置穿越晶格通道数 N 为 3, 4, \dots , 9 时,不同的调制晶格对应的开关距离 $\Delta\xi$ (b)

Fig. 6 Propagation distance $\Delta\xi$ before soliton pulse is trapped in the channel. The situation of $\Delta\xi$ (a); $\Delta\xi$ versus the channel numbers N the soliton pulse traversed for different modulation optical lattices (b)

4 结 论

提出了两种复周期 Kerr 非线性调制光晶格,通过注入具有一定初始角度的孤子脉冲,考察了这两种模型对孤子脉冲能量的保持情况,以及注入相同孤子脉冲时,脉冲被晶格俘获前可穿越的晶格通道的数量,并与单周期余弦型调制晶格做了比较。分析了这 3 种模型的开关效应,当注入脉冲在同一能量范围内时,对孤子局域通道数进行了比较,也对孤子稳定在相同穿越通道数情况下的响应时间进行了

对比。提出的两种复周期光晶格结构在孤子开关效应方面优于单周期余弦型调制晶格,尤其是第二种复周期结构光晶格模型,对于光孤子开关的器件设计有很好的应用价值和前景。

参 考 文 献

- 1 Liu Jinlong, Chen Jinhua, Li Hai *et al.*. Family of supergaussian beam spatial optical solitons in strong non-local nonlinear media[J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, **27**(7): 1261~1265

- 刘金龙, 陈金华, 李 海等. 强非局域非线性介质中的超高斯空间光孤子族[J]. 光学学报, 2007, **27**(7): 1261~1265
- 2 Ren Biao, Guo Qi, Lan Sheng *et al.*. The interaction of multi-spatial solitons in strongly nonlocal media [J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, **27**(9): 1668~1674
- 任 标, 郭 旗, 兰 胜等. 强非局域介质中多个空间孤子的相互作用[J]. 光学学报, 2007, **27**(9): 1668~1674
- 3 Wang Xiaosheng, She Weilong. Polychromatic spatial solitons in photorefractive polymers[J]. *Acta Optica Sinica*, 2004, **24**(4): 507~511
- 王晓生, 余卫龙. 光折变有机聚合物中的双色光空间孤子[J]. 光学学报, 2004, **24**(4): 507~511
- 4 D. N. Christodoulides, F. Lederer, Y. Silberberg. Discretizing light behaviour in linear and nonlinear waveguide lattices [J]. *Nature*, 2003, **424**(6950): 817~823
- 5 G. P. Agrawal. *Nonlinear Science at the Dawn of the 21st Century*[M]. Berlin: Heidelberg Press, 2000: 195~211
- 6 D. N. Christodoulides, R. I. Joseph. Discrete self-focusing in nonlinear arrays of coupled waveguides [J]. *Opt. Lett.*, 1988, **13**(9): 794~796
- 7 I. Tsopelas, Y. Kominis, K. Hizanidis. Soliton dynamics and interactions in dynamically photoinduced lattices [J]. *Phys. Rev. E*, 2006, **74**(3): 036613
- 8 D. Neshev, A. A. Sukhorukov, B. Hanna *et al.* Controlled generation and steering of spatial gap solitons [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, **93**(8): 083905
- 9 Y. V. Kartashov, V. A. Vysloukh, L. Torner. Surface gap solitons [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2006, **96**(7): 073901
- 10 W. H. Chen, Y. J. He, H. Z. Wang. Surface defect superlattice solitons [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2007, **24**(10): 2584~2588
- 11 Y. J. He, W. H. Chen, H. Z. Wang *et al.*. Surface superlattice gap solitons [J]. *Opt. Lett.*, 2007, **32**(11): 1390~1392
- 12 Y. V. Kartashov, V. A. Vysloukh, L. Torner. Soliton trains in photonic lattices [J]. *Opt. Express*, 2004, **12**(13): 2831~2837
- 13 Y. V. Kartashov, V. A. Vysloukh, L. Torner. Soliton modes, stability, and drift in optical lattices with spatially modulated nonlinearity [J]. *Opt. Lett.*, 2008, **33**(15): 1747~1749
- 14 Y. V. Kartashov, Lucian-Cornel Crasovan, A. S. Zelenina *et al.*. Soliton eigenvalue control in optical lattices [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, **93**(14): 143902
- 15 Jun Zhou, Chunhua Xue, Yihong Qi *et al.*. Soliton control in optical lattices with periodic modulation of nonlinearity coefficient [J]. *Phys. Lett. A*, 2008, **372**(24): 4395~4398
- 16 Y. V. Kartashov, V. A. Vysloukh, L. Torner. Soliton percolation in random optical lattices [J]. *Opt. Express*, 2007, **15**(19): 12409~12417
- 17 J. W. Fleischer, T. Carmon, M. Segev. Observation of discrete solitons in optically induced real time waveguide arrays [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2003, **90**(2): 023902
- 18 Y. D. Wu. All-optical $1 \times N$ switching device by use of the phase modulation of spatial solitons [J]. *Appl. Opt.*, 2005, **44**(19): 4144~4147
- 19 Y. D. Wu. New all-optical switch based on the spatial soliton repulsion [J]. *Opt. Express*, 2006, **14**(9): 4005~4012
- 20 Y. V. Kartashov, V. A. Vysloukh, L. Torner. Soliton control in chirped photonic lattices [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2005, **22**(7): 1356~1359
- 21 Y. V. Kartashov, L. Torner, V. A. Vysloukh. Parametric amplification of soliton steering in optical lattices [J]. *Opt. Lett.*, 2004, **29**(10): 1102~1104
- 22 Y. V. Kartashov, A. S. Zelenina, L. Torner. Spatial soliton switching in quasi-continuous optical arrays [J]. *Opt. Lett.*, 2004, **29**(7): 766~768