# 基于一维间距调制型光子晶格的光传输现象\*

## 齐新元节 曹政 白晋涛

(西北大学物理学系,西北大学光子学与光子技术研究所,西安 710069)

(2012年8月13日收到;2012年9月20日收到修改稿)

采用数值模拟方法研究了高斯光束在四种间距调制型光子晶格中的传输规律.研究发现:在具有两个正双曲正 割势垒和矩形势垒的晶格阵列中,光波在势垒处发生明显的衍射现象,而在势阱处发生强烈的局域现象;在具有两 个负双曲正割势垒和负矩形势垒的晶格阵列中,光波可在势垒处发生无反射传输或在势垒中发生局域现象;而在势 阱中振荡衰减传输.研究还发现在低功率情况下,负势垒支持的线性模式间可以发生振荡耦合;高功率非线性情况 下,光波将发生局域现象.研究结果为利用光子晶格调节和控制光波传输,实现全光开关提供了新的思路和方法.

关键词:调制型光子晶格,波导阵列,模式,光开关 PACS: 42.82.Et, 42.79.Ta, 42.82.Et, 63.20.Pw

#### **DOI:** 10.7498/aps.62.064217

### 1 引 言

衍射和色散是光子晶格中最基本的光学 现象 [1]. 在一维均匀波导阵列构成的光子晶格 中,窄光束可以发生分立衍射现象,宽光束可以发 生正常衍射、无衍射以及反常衍射的光传输现象, 这些光传输行为都遵循周期性结构中的衍射机制 [1,2]. 近些年来,关于光波在含有缺陷的波导阵列中 的动力学传输理论和实验得到了广泛和深入的研 究<sup>[3,4]</sup>. 常见的缺陷可以概括为: 均匀波导阵列中引 入折射率缺陷,波导阵列沿着传输方向被调制,波 导阵列的折射率深度按一定规律被调制等. 当周期 性结构被破坏时,光束的传输行为会发生改变 [5-8]. 另外,人们发现某些含有缺陷的结构可以支持局域 模式,光能量在波导间还能发生遂穿的相干破坏现 象,实现光束的局域态传输<sup>[9,10]</sup>.此外考虑到探测 光非线性作用时, 当探测光束足够强时, 衍射将被 平衡,形成孤子态<sup>[11-13]</sup>.因此通过缺陷和非线性等 作用调控光波的衍射行为,可以有效地控制光波的 传输行为.

最近人们发现,通过改变相邻波导的间距来调

控波导件的耦合效应,相当于在晶格体系中引入一 种势垒作用<sup>[14]</sup>.例如,间距减小的不均匀波导阵列 可以实现光波的无反射传输<sup>[14-16]</sup>.这种波导全同 但间距不均匀的波导阵列所形成的缺陷结构是一 种非对角线无序的晶格体系.此类缺陷存在共轭的 局域模式,而且支持光波的局域态传输<sup>[17-19]</sup>.

本文将非线性薛定谔方程 (NLSE) 作为理论基础, 波导间距遵从两个正 (负) 双曲正割函数和正 (负) 矩形函数, 并将两个函数极值形成的势垒中间 部分作为势阱, 研究窄高斯光束在正双曲正割 (和 正矩形) 势垒处和势阱处入射时的衍射行为和周期 性振荡现象. 此外, 还利用负双曲正割势垒和负矩 形势垒支持局域模式的特性, 研究在负势垒结构体 系中宽光束的能量耦合现象, 以及在引入非线性作 用后发生的局域现象.

#### 2 模型分析

首先介绍间距调制型光子晶格的理论基础. 归 一化的非线性薛定谔方程可以表述为<sup>[20]</sup>

$$\mathrm{i} \frac{\partial u(x,z)}{\partial z} + \frac{\lambda z_{\mathrm{s}}}{4\pi n_0 x_{\mathrm{s}}^2} \cdot \frac{\partial^2 u(x,z)}{\partial x^2}$$

http://wulixb.iphy.ac.cn

<sup>\*</sup>国家自然科学基金青年基金(批准号:11104221)、陕西省自然科学基金(批准号:2011JQ1005)、高等学校博士学科点专项科研基金(批准号: 20116101120008)和西北大学自然科学基金(批准号:10NW12)资助的课题.

<sup>†</sup>通讯作者. E-mail: qixycn@nwu.edu.cn

<sup>© 2013</sup> 中国物理学会 Chinese Physical Society

++-----

$$+ \frac{2\pi z_s}{\lambda} \cdot V(x) \cdot u(x, z) + \gamma \cdot |u(x, z)|^2 \cdot u(x, z) = 0, \qquad (1)$$

其中 u(x,z) 为光场的包络函数, z 为传播方向, x 为 横向.  $x_s = 10 \mu m \pi z_s = 1 mm$  分别为  $x \pi z$  方向上 的归一化系数. 真空中光波的波长  $\lambda = 532 nm$ , 波 导阵列的平均折射率为  $n_0 = 2.35$ .  $\gamma$  为非线性系数, 当  $\gamma = 0$  时对应线性情况; 当  $\gamma = 1$  时, 对应自聚焦 非线性情况. 方程 V(x) 为折射率包络函数, 用来描 述一维间距调制型光子晶格的结构. 用高斯函数的 级数叠加描述 V(x), 形式如下

$$V(x) = \xi \sum_{n=1}^{N} \exp[-(x - nd)^2 / \omega^2],$$
 (2)

 $\xi = 2.5 \times 10^{-4}$  为折射率调制深度, N = 30 为波导 总数目, n 代表从 1 到 N 的每一个波导,  $\omega = 5 \mu m$ 为高斯函数半高宽 (HWFM), d 为相邻波导间 的距离,其变化规律遵循正、负双曲正割和矩 形四种不同的势函数<sup>[14]</sup>. 当  $d = d_0 = 17 \mu m$ ,  $\omega = 5 \mu m$ 时,对应间距全同的均匀波导阵列;当d = $\pm A \times \operatorname{sech}(m - n_a) / \omega_2 \pm A \times \operatorname{sech}(m - n_b) / \omega_2 + d_0$  时, 分别对应间距为两个正 '+' (或负 '-') 双曲正割函 数型波导阵列; 当  $d = \pm A \times \exp\left[-(m - n_a)/\omega_3^{16}\right] \pm$  $A \times \exp\left[-(m-n_b)^{16}/\omega_3^{16}\right] + d_0$ 时,分别对应间距为 两个正 '+'(或负 '-') 矩形函数型波导阵列. 其中, 间距调制振幅 $A = 5 \mu m$ 反映势函数的深度, m 为间 距序号, na 和 nb 分别是两个函数的中心位置, ω2 和 ω,分别反映双曲正割函数和矩形函数的宽度,模拟 中分别取 16 µm 和 13 µm. 通过改变间距 d, 临近波 导间的耦合系数便可被调制.同时,假设波导是全 同的并且每个波导只能支持一种传输模式.

对于线性离散模型,波导间能量的相互耦合满 足耦合波方程<sup>[21]</sup>,

$$i\frac{\partial E_n}{\partial z} + C_{n,n+1}E_{n-1} + C_{n,n+1}E_{n+1} = 0,$$
 (3)

其中  $E_n$  为每个波导中的电场分布,  $C_{n,n+1}$  为第 n个和第 n+1 个波导间的耦合系数. 将  $E_n$  写为  $E_n = E_n(x) \cdot \exp(-i\beta_n z)$  后代入 (3) 式, 可以得到递 推关系式

$$\beta_n \cdot E_n + C_{n,n-1} \cdot E_{n-1} + C_{n,n+1} \cdot E_{n+1} = 0, \quad (4)$$

考虑到边界条件, 当 $n \leq 0$ 时,  $E_n = 0$ ; 当n > N时,  $E_n = 0$ . 由于波导全同, 故而有 $\beta_1 = \beta_2 = \cdots = \beta_n =$ 常数. 对于由N个波导构成的阵列而言, 光场在所 有波导中的分布均满足方程 (4) 式, 用矩阵形式描述可写为 **A**·**X** = 0.

其中  

$$A = \begin{pmatrix} \beta_1 C_{21} & 0 \\ C_{12}\beta_2 C_{32} & \\ & \ddots & \\ 0 & C_{N-2,N-1}\beta_{N-1}C_{N,N-1} \\ 0 & C_{N-1,N}\beta_N \end{pmatrix}$$
为  $n \times n$ 矩阵,  $X = \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \\ \vdots \\ E_N \end{pmatrix}$ 为  $n \times 1$ 维矩阵. 由于耦

合系数 C 与波导间距 d 成反比,因而通过求解矩阵 A 的本征值,便可以计算出该波导阵列所支持的本 征传输模式.

#### 3 一维间距调制型光子晶格

研究中,我们采用分步傅里叶变换光束传输法 (SSFT-BPM)研究光波在晶格中的传输规律,模拟 结果如图 1 所示. 当间距函数 d 的变化满足正双曲 正割函数或正矩形函数时,相当于在均匀波导阵列 中引入正双曲正割势垒或正矩形势垒. 在具有两个 正双曲正割势或正矩形势垒的晶格结构中,当窄高 斯光束入射在任意一种势垒的中心区域时,光能量 都会发生类似于"分立衍射"的效应. 图 1(a), (c) 分 别描述了正双曲正割势垒和正矩形势垒被窄光束 单波导激励时,随着传播距离的增加,光能量在两 个势垒之间耦合传输,并有相当一部分能量泄露出 势垒无法产生局域传输现象.图1(c),(d)分别描述 了宽光束以布拉格角斜入射时,先发生反常衍射现 象;当光波到达正双曲正割势垒边缘时,大部分能 量被反射,还有不小部分能量透射经过势垒[如图 1(c)]. 当光波到达正矩形势垒边缘时, 几乎所有的 能量都被反射 (如图 1(d)).

为进一步研究在这种结构体系中的光场分布 规律,我们计算了该结构体系的线性模式.研究发 现,这两种间距变化的波导阵列都属于非对角元无 序晶格,这样的晶格体系存在一对共轭的本征模式, 而本征模式恰好分布在势阱位置,这就是说势阱部 分可以支持局域模式,即光波可以在势阱处保持局 域态的传播.图 2 (a), (b) 分别展示了在这两种调制 型晶格中的一对共轭的本征模.当窄高斯光束入射 在这两种调制型晶格的势阱中心时,在 300 mm 的 传输过程中大部分能量被局域在势阱范围内,很少 有能量泄露出去.随着传播距离的增长,当光束衍 射碰触到势垒部分时,能量被对称地反射回来并如 此往复向前传输.由于窄光束入射,势阱被分别激 发成两对共轭模式<sup>[15]</sup>,共轭模式之间会发生能量 转移从而出现如图 2 (c), (d) 所示的振荡局域传输 图样.



图 1 高斯光束在具有两个正双曲正割势垒 (a), (b) 和两个正矩形势垒 (c), (d) 的一维调制型光子晶格中传输; (a), (c) 为窄光 束正入射到一个势垒中央的情况; (b), (d) 宽光束以布拉格角斜入到一个势垒边缘的情况; 右侧点状插图为波导间距示意图, *C*<sub>n,n+1</sub> 表示第 *n* 个波导与第 *n*+1 个波导之间的耦合系数, 白色线段标注的是晶格中的势垒位置



图 2 一维调制型光子晶格中共轭本征模式 (a), (b) 和窄高斯光在其中的局域传输 (c), (d); (a), (c) 正双曲正割势阱; (b), (d) 正矩形势阱; 红色点和黑色点分别表示一对共轭本征模式; 白色线段标注的是晶格中的势垒位置

当波导间距函数 d 的变化遵从负双曲正割函 数或负矩形函数时,相当于在均匀波导阵列中引 入负双曲正割势垒或负矩形势垒.当负双曲正割 势阱的中心波导被激励时,势阱部分不存在共轭 的局域模式.在 100 mm 的传输长度内,光能量能 无反射地穿透两侧的势垒并继续沿着分立衍射的 方向向前传输而几乎不发生任何畸变 (图 3(a)).在 传输中能量很好地保持了其对称性,这点与分立 衍射现象类似,只是发生了能量的平移和形状的 放大现象.由负矩形势垒构成的势阱同样不支持局 域传输模式,部分能量碰到势垒后会被对称反射回 来,同时又有部分能量会穿透势垒,所以能量只能 在里面发生振荡衰减,而无法形成稳定的局域状态 (图 3(b)).



图 3 一维调制型晶格中, (a) 窄高斯光束入射到两个负双曲正割势全间的势阱处发生的无反射传输; (b) 窄高斯光束入射到 两个负矩形势全间的势阱处发生的振荡衰减现象; 白色线段标注的是晶格中的势垒位置; 右侧点状插图为波导间距示意图, *C*<sub>n,n+1</sub> 表示第 *n* 个波导与第 *n*+1 个波导之间的耦合系数; 白色线段标注的是晶格中的势垒位置; 两个势垒中间所夹区域即 为势阱位置



图 4 宽高斯光束在一维间距调制型光开关中的动态耦合;左右两列图分别对应负双曲正割势垒和负矩形势垒的情况;(a), (d) 两对共轭的本征模式;(b),(e) 为光强传输俯视图;(c),(f) 为两个势垒中光强关于传播长度的变化曲线;白色线段标注的是 晶格中的势垒位置,黑色和红色分别对应 1 势垒和 2 势垒中的光能量

类似地,我们通过计算发现,对于含有两个负 双曲正割势垒和两个负矩形势垒的晶格结构,也存 在一对共轭的本征模,只是它们都分布在势全部分, 而且这样的一对共轭模式均可以看作是每个势垒 所支持的基态模式的线性叠加<sup>[15,16]</sup> (图 4(a), (d)). 当两个势垒之间的距离足够近时,基态模式之间也 能发生能量转移和耦合(能量遂穿)效应,图4(b), (e) 即为分别在具有两个负双曲正割势和负矩形势 的结构中,当两个势垒之间的距离仅为一个波导宽 度时,一束与势垒宽度相当(4-6个波导周期)的 宽光束正入射到一个势垒的传播图样.显然,随着 距离的增长,光波能量将局域在两个势垒中并来 回耦合. 这是因为光波在两个势垒之间耦合传输 光波在任意一个势垒中均存在基态模式,随着传 输距离的增大,两个基态模式之间来回跳跃实现耦 合,并最终使得光波能量在两个势垒之间来回振荡. 在 300 mm 的传播距离中, 光强在由负双曲正割势 组成的光开关中能耦合两次,对于负矩形情况,在 350 mm 的传输距离中,在 334 mm 处能量发生第

一次完全耦合,这主要是由于高斯型势全函数是渐变的,而矩形势全函数则是突变的.图4(c),(f)为两种结构中光波能量随着传输距离的变化曲线.由于存在散射效应,曲线最大值均不能达到1.从图(b)—(f)还可以发现两个势垒之间的耦合作用强弱不仅取决于势垒函数,还取决于它们间的中心距离,与波导之间的耦合相类似的,势垒之间的间距越大,两种基态模式之间的能量转移也越弱.这两种结果表明间距调制型光子晶格在全光开关方面是很有价值和意义的.

当入射光的非线性效应足够强时,研究发现这 种效应会破坏如图 4 所示的耦合效应,使能量不能 在两个势垒中来回发生遂穿 (振荡耦合),而是使得 光波在传输过程中一直被局域在入射的那个势垒 中.图 5 展示了光波能量在非线性作用下,被局域 在一个势垒中的现象,实现了光路中实时"开"和 "关"的功能和对于不同的入射光波的定向选择传 输的目的,是一种新型的光学开关.



图 5 非线性作用后分别在由两个负双曲正割势垒 (a) 和负矩形势垒 (b) 所构成的光开光中的能量局域传输效应; 白色线段标注的是晶格中的势垒位置;  $\gamma = 1$ , 当入射光强 (归一化后) 分别增大到  $I_1 = 0.1225$  和  $I_2 = 0.0625$  时, 在两个势垒中出现局域传输效应

### 4 结论

综上所述,本文数值研究了高斯光束在四种不同间距调制型光子晶格中的传输规律.通过在这四种晶格中不同位置入射不同的高斯光束,发现在对于波导间距变化满足正双曲正割函数和正矩形函数的调制型晶格,势阱部分可以支持稳定的局域传输现象.对于间距变化满足负双曲正割函数和负矩

形函数的情况,势阱部分不存在本征局域模式而不 能支持光波的局域态,光束在其中分别将发生无反 射遂穿和振荡衰减过程;但是势垒部分却可以实现 局域传输.因此具有负双曲正割势垒和负矩形势垒 的光子晶格可以被用作全光开关.在线性情况下, 光束在两个势垒间来回振荡耦合传输;在非线性情 况下,光波将发生局域现象.研究结果在光信号处 理和光调制方面有着潜在的应用价值.

```
Lett. 88 093901
```

Eisenberg H S, Silberberg Y, Morandotti R, Aitchison J S 2000 Phys. Rev. Lett. 85 1863

<sup>[2]</sup> Pertsch T, Zentgraf T, Peschel U, Bräuer A, Lederer F 2002 Phys. Rev.

<sup>[3]</sup> Trompeter H, Peschel U, Pertsch T, Lederer F 2003 Opt. Express 113404

- [4] Liu S, Zhang P, Xiao F J, Gan X T, Zhao J L 2009 Acta Phys. Sin. 58 5467 (in Chinese) [刘圣, 张鹏, 肖发俊, 甘雪涛, 赵建林 2009 物理学 报 58 5467]
- [5] Kartashov Y V, Vysloukh V A 2010 Opt. Lett. 35 205
- [6] Lobanov V E, Vysloukh V A, Kartashov Y V 2010 Phys. Rev. A 81 023803
- [7] Qi X Y, Garanovich I L, Xu Z, Sukhorukov A A, Krolikowski W, Mitchell A, Zhang G, Neshev D N, Kivshar Y S 2009 Opt. Lett. 34 2751
- [8] Szameit A, Garanovich I L, Heinrich M, Sukhorukov A A, Dreisow F, Pertsch T, Nolte S, Tuennermann A, Kivshar Y S 2009 *Nature Phys.* 5 271
- [9] Szameit A, Kartashov Y V, Dreisow F, Heinrich M, Pertsch T, Nolte S, Tünnermann A, Vysloukh V A, Lederer F, Torner L 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 153901
- [10] Valle G D, Ornigotti M, Cianci E, Foglietti V, Laporta P, Longhi S 2007 Phys. Rev. Lett. 98 263601
- [11] Ablowitz M J, Musslimani Z H 2003 Phys. Rev. Lett. 87 254102

- [12] Liu S L 2003 Acta Phys. Sin. 52 2825 (in Chinese) [刘山亮 2003 物 理学报 52 2825]
- [13] Wu J H, Fu X Q, Wen S C 2006 Acta Phys. Sin. 55 1840 (in Chinese) [吴锦花, 傅喜泉, 文双春 2006 物理学报 55 1840]
- [14] Cao Z, Qi X Y, Feng X Q, Ren Z Y, Zhang G Q, Bai J T 2012 Opt. Express 20 19119
- [15] Sukhorukov A A 2010 Opt. Lett. 35 989
- [16] Szameit A, Dreisow F, Heinrich M, Nolte S, Sukhorukov A A 2011 Phys. Rev. Lett. 106 193903
- [17] Khorasani S, Rashidian B 1981 Phys. Rev. B 24 5698
- [18] Lahini Y, Bromberg Y, Shechtman Y, Szameit A, Christodoulides D N, Morandotti R, Silberberg Y 2011 Phys. Rev. A 84 041806
- [19] Keil R, Lahini Y, Shechtman Y, Heinrich M, Pugatch R, Dreisow F, Tünnermann A, Nolte S, Szameit A 2012 Opt. Lett. 37 809
- [20] Sukhorukov A A, Neshev D N, Dreischuh A, Fischer R, Ha S, Krolikowski W, Bolger J, Mitchell A, Eggleton B J, Kivshar Y S 2006 Opt. Express 14 11265
- [21] Christodoulides D N, Lederer F, Silberberg Y 2003 Nature 424 817

# The beam propagation based on one-dimensional separation modulated photonic lattices\*

## Qi Xin-Yuan<sup>†</sup> Cao Zheng Bai Jin-Tao

(Department of Physics, The Institute of Photonic and Photonic Technology, Northwest University, Xi'an 710069, China)

(Received 13 August 2012; revised manuscript received 20 September 2012)

#### Abstract

We numerically study the propagations of Gaussian beams in four types of separation modulated photonic lattices. The results shows that the potential wells between double positive hyperbolic secant and rectangular potential barriers and between the potential barriers in the forms of double negative hyperbolic secant and rectangular functions can both support localized linear modes. Moreover, the coupling effects between two linear modes in the potential barriers can be used to realize all-optical switch. Furthermore, the nonlinear localization can also be observed in high power. Our results supply new ideas for all optical switch, light controlling and manipulation in photonic lattices.

Keywords: modulated photonic lattices, waveguide arrays, coupled mode, optical switch

PACS: 42.82.Et, 42.79.Ta, 42.82.Et, 63.20.Pw

DOI: 10.7498/aps.62.064217

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11104221), the Natural Science Foundation of Shaanxi Province, China (Grant No. 2011JQ1005), the Natural Science Foundation of Northwest University, China (Grant No. 10NW12), and the Higher School Specialized Research Fund for the Doctoral Program Funding Issue, China (Grant No. 20116101120008).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: qixycn@nwu.edu.cn