

光子晶格中新颖的空间带隙孤子*

——饶毓泰基础光学二等奖介绍

楼慈波 宋道红 唐莉勤 陈星宇 许京军 陈志刚[†]

(南开大学泰达应用物理学院 弱光非线性光子学教育部重点实验室 天津 300457)

摘要 光子晶格作为一种光学周期性离散体系,具有通常均匀介质所无法比拟的独特性质,它为空间离散孤子、表面波以及衍射操控等一系列线性和非线性离散动力学行为的实验观测提供了便利条件,同时在全光路由、全光开关和光子计算机等方面具有重要的应用前景.文章简要回顾了南开大学的研究小组近期在二维光子晶格中有关空间带隙孤子的一系列研究工作,包括二维基本带隙孤子、类偶极带隙孤子、带隙孤子串以及涡旋带隙孤子等.在有的实验过程中,文章作者清晰地观测到探测光束的频谱整形,波常数从具有反常衍射的导带底部演化到光子禁带中,并且通过干涉图反映的相位关系验证了带隙孤子形成.实验的结果可以为其他离散系统中带隙孤子态的观测提供有益参考和启示.

关键词 光子晶格,带隙结构,空间带隙孤子

Novel spatial gap solitons in photonic lattices

LOU Ci-Bo SONG Dao-Hong TANG Li-Qin CHEN Xing-Yu XU Jing-Jun CHEN Zhi-Gang[†]

(The Key Laboratory of Weak-Light Nonlinear Photonics, Ministry of Education and TEDA Applied Physical School, Nankai University, Tianjin 300457, China)

Abstract We briefly review our recent work on a series of spatial gap solitons in two-dimensional optically induced photonic lattices, including fundamental gap solitons, dipole-like gap solitons, gap soliton trains, and gap vortex solitons. In some cases, spectrum reshaping and bifurcation of spatial solitons from the bottom of the 1st transmission band with anomalous diffraction to the forbidden gap is experimentally observed. The π -staggered phase structures of the gap solitons are confirmed with the interferograms. Our experimental results are in good agreement with the theoretical predications.

Keywords photonic lattice, band-gap structure, spatial gap solitons

1 引言

近年来,周期性离散系统中的波传播动力学过程已经成为物理科学研究的前沿课题之一.其研究领域涉及生物学^[1]、凝聚态物理^[2]、光子晶体^[3]、玻色-爱因斯坦凝聚态(BEC)^[4]等等.另一方面,长期以来,利用周期性光学结构控制光波的传输,一直是一个重要的科学设想^[5],并有着极其重要的实用价值^[6].最近除了光子晶体和光栅结构以外,在光学系统中,周期性波导阵列(即光子晶格)作为另一类周期性光学结构引起人们的广泛关注和研究^[7].

光波在光子晶格中的传播行为表现出与在均匀介质中截然不同的现象^[6].即使在线性情况下,不同角度入射的光会表现出正常和反常的衍射行为^[8].在非线性光子晶格中,当离散衍射与非线性自聚焦相平衡时,光波就可以在光子晶格中以离散孤子态的形式传播^[9].在其他非线性周期性离散系统中(如生物链式结构、晶体离子周期势、周期光场下的

* 国家重点基础研究发展计划(批准号 2007CB613203)、长江学者和创新团队发展计划和高等学校学科创新引智计划(批准号 B07013)资助项目

2008-01-23 收到初稿,2008-02-18 收到修改稿

[†] 通讯联系人. Email: zgchen@nankai.edu.cn

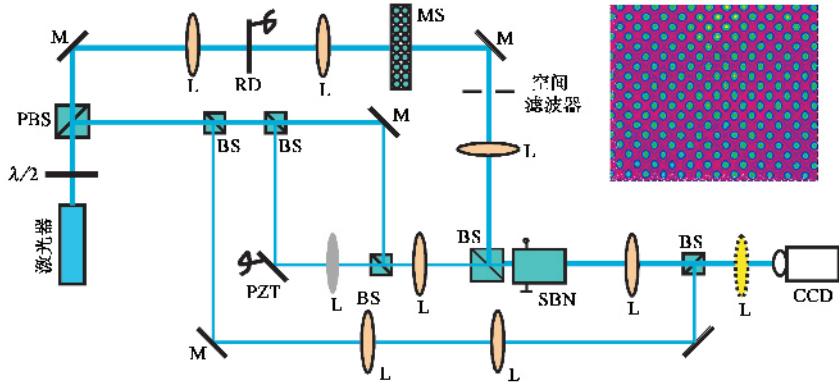


图1 实验光路示意图($\lambda/2$ 为半波片, PBS为偏振分光棱镜, M为反射镜, L为透镜, BS为分光棱镜, RD为旋转散射板, PZT为压电反射镜, MS为强度掩模板, SBN为铌酸锶钡晶体, 右上角为二维晶格诱导光)

BEC等)人们同样预言或证实了离散孤子的存在。在一维波导阵列中,首次实验验证了空间离散孤子以后^[7,10],人们预言在光诱导的光子晶格中也能实现这种离散孤子^[11]。光诱导光子晶格是利用多光束干涉^[12-14]或部分相干光成像^[15,16]形成周期光场辐照,并通过光折变材料的电光效应在体材料中诱导出具有各种结构的光子晶格(包括一维和二维结构),典型的实验光路如图1所示。由于其实时可调,还具有可引入缺陷等优点,使得光诱导的光子晶格为离散孤子的研究提供了非常理想的介质,随后相关的实验工作相继展开。

光子晶格的带隙结构(图2(c))不同于光子晶体在时间频域上的色散曲线带隙结构,它是对于单频光在空间频域上衍射曲线的带隙结构^[17-19]。这类光子带隙结构表现出很多独特而有趣的物理性质,如反常衍射和负折射等。那么将均匀介质中的空间孤子引入这样的离散光学系统将会出现什么新的现象呢?当光束入射到光子晶格格点后,光束将被耦合到邻近波导中去,在线形条件下表现为离散衍射^[20];而光束自身的非线性效应与其相平衡时,将达到离散孤子或带隙孤子态。离散孤子系列的相关研究我们已有系统报道^[20],其传播常数均位于半无穷禁带(起因于全内反射效应)中(图2(c)中的第一布洛赫带以上部分),并且可以被看作非线性自诱导缺陷模式。空间带隙孤子是离散衍射和非线性自作用相平衡的结果,它的传播常数落在布拉格反射禁带中(图2(c)第一和第二布洛赫带之间或更高阶的禁带中)^[21-24]。从图2(c)可以看出,空间带隙孤子可以通过非线性自聚焦与正常衍射相互平衡^[22,23](从第二布洛赫带顶X2点进入第一禁带)

或自散焦与反常衍射相互平衡来实现^[21,24](从第一布洛赫带底M1点进入第一禁带)。带隙孤子可以利用探测光以布拉格角入射,直接从第一布里渊区边界激发^[21],也可以采用我们最近实验中的正入射配置激发方式(不经过任何相位整形)来实现^[24]。

本文简要回顾我们近期在光诱导“脊背”型光子晶格中的一系列带隙孤子的研究结果。首先介绍“脊背”型二维光子晶格的制备,然后分别介绍利用非线性自散焦与反常衍射平衡得到的二维基本带隙孤子、类偶极带隙孤子、带隙孤子串以及涡旋带隙孤子。

2 二维光子晶格的制备

迄今为止,随着半导体微纳制备技术的成熟,在半导体衬底材料上制备一维的波导阵列已经成为可能。事实上,第一次观测空间离散孤子的实验就是在一维AlGaAs半导体波导阵列中实现的^[7,10]。为了观测更高维度的离散孤子,很自然人们就要设想如何在体材料中制备出二维甚至三维的波导阵列结构,为此人们提出利用弱光非线性效应在光折变材料中以光诱导的方式来制备二维的光子晶格^[11]。随后人们采用多相干光束干涉诱导的方法成功地制备了二维光子晶格^[12,13]。然而相干光诱导的光子晶格由于存在高非线性情况下无法稳定的弊端,逐渐被部分相干光成像的诱导方式所取代,并实现了二维离散孤子^[25,26]。后一种方式不仅解决了光子晶格稳定性的问题,还可以通过设计不同的掩模板制备出带有点、线缺陷的光子晶格,为光子晶格缺陷态的研究提供了可能。实验中,我们采用部分相干光成像的方式

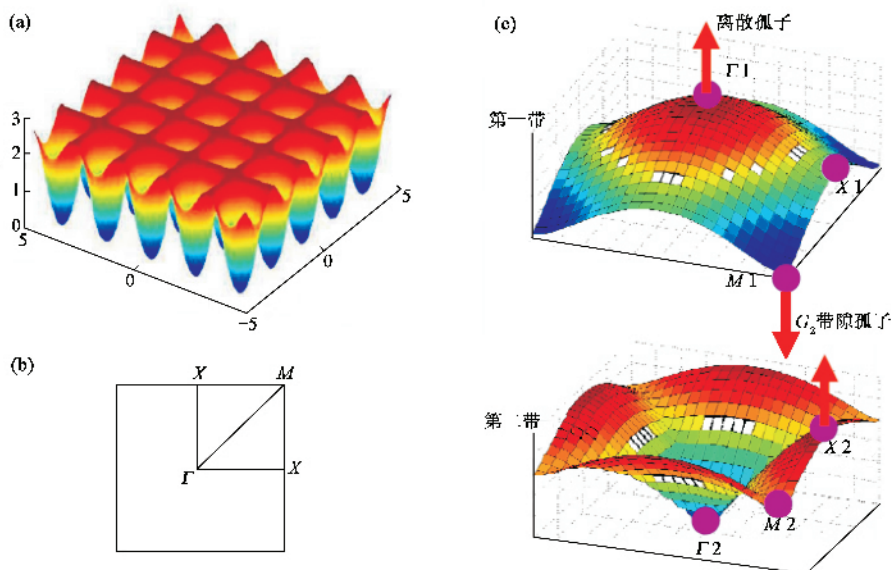


图2 (a)“脊背”型二维正方光子晶格折射率分布图 (b)第一布里渊区及高对称点示意图 (c)衍射曲线带隙结构图 (纵坐标为波传播常数 β , 横坐标为横向传播常数 k_x 和 k_y)

来制备光子晶格,下面介绍一下我们的实验装置.

实验中所采用的光路配置如图1所示.连续激光束(波长为488 nm或532 nm)被偏光分光棱镜分成正交偏振的两束光.其中一束聚焦后通过旋转的散射板照射到二维强度掩模板上,然后将掩模成像到工作介质光折变SBN:60晶体的前表面,作为二维晶格诱导光(如图1右上角插图).同时,沿晶体c轴方向施加电压,以提供实验所需的非瞬态屏蔽光折变效应^[27],从而在晶体中诱导光子晶格.另一束作为孤子的激发光束(也称为探测光),入射到光诱导的光子晶格中,为了激发出不同的带隙孤子态,激发光可以是单光束或双光束以不同的方式入射.通过晶体的光束经过成像系统后,由CCD监测光子晶格和带隙孤子的形成.另外,从激发光束引出一束参考光,与晶体后表面处的探测光束干涉,以确定探测光的相位分布情况,为带隙孤子的确认提供依据.同时还可以通过在CCD前加傅里叶透镜(虚线),观测探测光的空频谱分布,来确定带隙孤子的形成,这是由带隙结构特征和布洛赫模式决定的,将在下文中给出解释.另外,采用冷光源发出的白光照射晶体,来精细调控光折变非线性的强弱^[25-30].

需要说明的是,为了利用SBN晶体的各向异性特点,实验中光子晶格的诱导光和探测光的偏振态始终分别保持为寻常光和异常光.在SBN晶体中,光诱导的折射率变化对于异常光和寻常光分别为 $\Delta n_e = 0.5n_e^3\gamma_{33}E_0(1+I)^{-1}$ 和 $\Delta n_o = 0.5n_o^3\gamma_{13}E_0(1$

$+I)^{-1}$]^[11],其中 E_0 是沿晶体c轴方向的外加电场(正、负分别对应自聚焦和自散焦非线性), I 为背景光强度归一化后的光强.由于非线性电光系数 γ_{33} 和 γ_{13} 存在很大差异,在同样条件下,光诱导的折射率变化对于异常光约为寻常光的10倍.因此,用于诱导光子晶格的寻常偏振的周期光场在SBN晶体中传播时,可以近似认为是线性的,而对于异常偏振的探测光则表现出很强的非线性.这样大大提高了光子晶格的稳定性,实验上也得到了证实^[31-36].因此就能够在保证光诱导光子晶格稳定性的同时,对探测光的非线性效应进行实时观测.

3 带隙孤子的实验观测

实验中我们沿晶体c轴方向施加反向电压以提供实验所需的自散焦非线性效应,从而在晶体中形成与晶格诱导光光强(图1右上角插图)相反的折射率分布,即“脊背”型光子晶格.图2(a)给出了该光子晶格折射率分布,其中的高折射率区互相连通;图2(b)给出了光子晶格的第一布里渊区以及高对称点的示意图.图2(c)给出了晶格第一和第二阶导带的衍射关系分布,其中各带的高对称点由实心圆点标出,箭头表示激发光是如何从导带进入到禁带,从而形成离散或带隙孤子的.从图2(c)不难看出,带隙孤子既可以从第一阶导带的底部(M1对称点)通过非线性自散焦效应与反常衍射平衡作用进入布

拉格反射禁带实现(频谱在 $M1$ 点附近的光波在晶格中传播时呈反常衍射)^[13,37,38],也可以从第二阶导带顶部($X2$ 对称点)通过非线性自聚焦效应与正常衍射相平衡进入布拉格反射禁带得到^[22,23]. 本文工作主要针对第一种激发模式^[24,39].

在具体描述各类带隙孤子之前,这里我们先给出它们的激发方式. 进行二维基本带隙孤子实验时,将探测光直接聚焦入射到一根波导中并沿波导方向传播(即正入射配置);激发带隙孤子串时,采用柱面镜将探测光聚焦成一条状光束,并正入射到一排波导中;对于类偶极带隙孤子的激发,需要利用马赫-曾德尔(Mach-Zehnder)干涉仪将其分成两束相位关系可控的相干光束对(如图1所示,相位关系采用压电反射镜控制),然后正入射到相邻两条波导中;涡旋带隙孤子的激发,则需要先将高斯探测光通过一个涡旋掩模板,以形成涡旋光束,再入射到光子晶格中.

3.1 二维基本带隙孤子

图3给出了我们观测二维基本带隙孤子的实验结果以及相应的数值模拟结果. 从图中可以看出,探测光经历线性离散衍射后,它的空间频谱覆盖了第一布里渊区,并且大部分能量集中在中间(图3(d)). 而经过反向偏压下的非线性传播后,空间频谱进行了重构,集中到了第一布里渊区的4个 M 点(图3(h)),进而形成了二维带隙孤子(图3(e)). 将带隙孤子与另外一束参考平面光波进行干涉后,干涉图中可以明显看出相邻格点处的干涉条纹相互错开了半个周期,清楚地表明带隙孤子具有交错(π 相位跃变)的相位分布(图3(f)和3(g)). 实验结果与基于实验参数进行的数值模拟符合很好(图3(i)(j)(k)(l)).

需要特别指出的是,我们的实验方法与以往报道的不同,过去探测光入射时,要么是离轴入射来匹配第一布里渊区的边缘^[12,13],要么就是通过预先调制使入射光的相位或者空间频谱符合带隙孤子的相位分布^[37,38]. 我们的结果表明,二维带隙孤子同样可以采用同轴入射的方式激发,这种方法不用预先进行相位或者频谱调制.

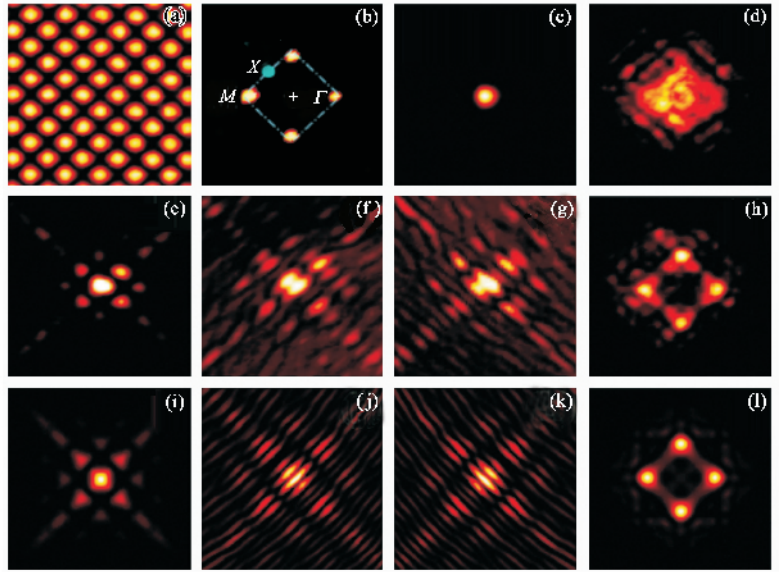


图3 单光束正入射激发二维基本带隙孤子的结果 (a) 光子晶格诱导光 (b) 晶格诱导光的空间频谱分布 图中标出了第一布里渊区的高对称点 (c) 入射面的探测光 (d) 探测光离散衍射后的空间频谱分布 (e) 带隙孤子在晶体后表面的出射光; (f)(g)分别为带隙孤子与平面波的干涉图 (h) 带隙孤子的空间频谱分布 (i), (j)(k)(l)分别为与对应于(e)(f)(g)(h)对应的模拟结果

3.2 二维类偶极带隙孤子

为了比较自散焦非线性下的偶极带隙孤子和自聚焦非线性下形成的偶极离散孤子^[40,41]间的相似和不同之处,我们在二维光诱导“脊背型”自散焦光子晶格中导入两束探测光,进行了偶极带隙孤子的实验研究^[39]. 为了便于表述,我们用 DIP 和 DOOP 分别表示沿晶格主轴方向相邻两格点激发的同相位和反相位的模式. 从图4所示的实验结果可以看出,当光折变非线性还没有发生作用时(即在线性情况下),光束处于一种瞬时的导波状态(图4(a)(c),第一排),而在非线性作用发生后,光束沿晶格的轴向延伸,并最终达到稳定的孤子态(图4(b)(d),第一排). 在图4给出的光强分布图中,线性和非线性的最大区别在于线性是瞬态的,而非线性情况则是一种稳定状态,并且在晶格主轴方向上有长长的拖尾,与基本带隙孤子类似. 但更大的区别则来自于傅里叶频谱分布(图4,第二排)和孤子的相位结构(图4,第三排). 由于同相位相干相长的缘故,线性情况下,DIP的频谱覆盖了整个第一布里渊区,并且能量集中在第一布里渊区的中心附近,如图4(a)所示,图中虚线框代表第一布里渊区. 当非线性发生作用之后,频谱被重构,能量从中心区域(正常衍射区域)向第一布里渊区沿 k_y 方向上接近 $X1$ 点的两个侧边迁移(y 方向上的反常衍射区域),并且沿 k_x 方

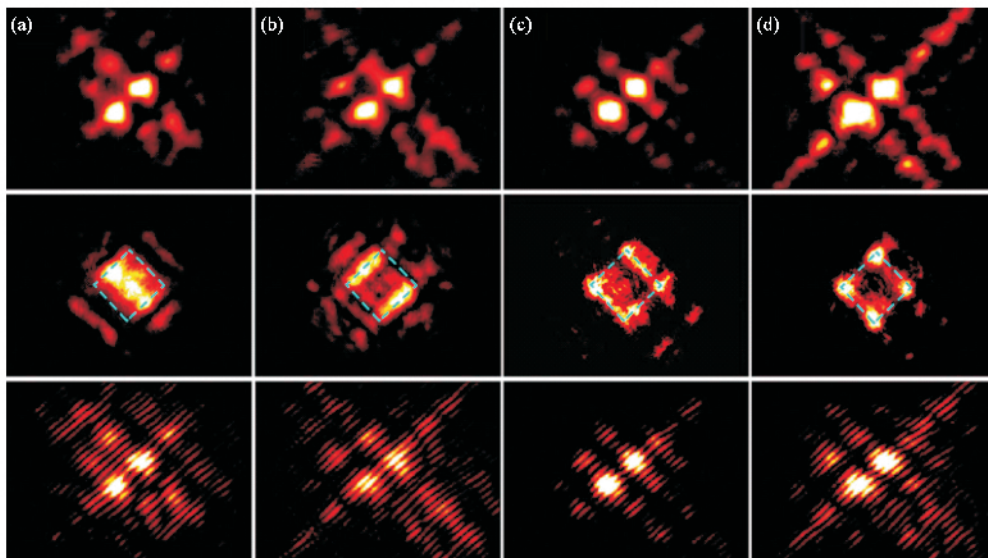


图4 偶极带隙孤子的实验结果 (a)(b)和(c)(d)分别对应于沿晶格主轴方向相邻两格点激发的同相位和反相位模式 (a)(c)和(b)(d)分别对应线性和非线性情况;从上至下分别对应孤子光强分布、空间频谱分布和干涉图,图中虚线框代表第一布里渊区

向拉长.这是由于在 $X1$ 点附近两个主轴方向上的衍射关系相反造成的.通过将孤子光束与一束倾斜的平面波相干涉,得到的干涉图如图4中第三排所示.从线性干涉图中可以看出,格点之间相位为同相位关系(图4(a)).当形成稳定孤子态后,中心两格点间仍然是同相位关系,但在孤子拖尾方向可以看出交错的相位结构(图4(b)),正好与 $M1$ 点的 Bloch 模式相匹配^[42].

对于 DOOP 类偶极孤子,孤子的拖尾比 DIP 更长(图4(d)).由于反相位相干相消,DOOP 的线性频谱覆盖了第一布里渊区的4个 M 点和两个 X 点(图4(c)).而在非线性情况下,DOOP 频谱的能量从其他区域转移到4个 M 点上(图4(d)).对比线性和非线性情况下孤子和参考光的干涉图(图4(c)(d)),可以看出入射的两孤子在保持原来相位关系的同时,在孤子拖尾上可以发现交错的相位结构,符合 $M1$ 点的 Bloch 模式的相位特征.

3.3 带隙孤子串及非线性空间频谱整形

采用条形光束(准一维平面波)在二维光子晶格中激发形成带隙孤子串的实验结果如图5所示.竖直方向的条形光束与晶格共线传播,图5(a)给出了晶格诱导光和入射条形光束的强度分布,它们的空间频谱如图5(b)所示.可以看出,条形光束的空间频谱也呈条状分布,并且沿水平方向延伸到了晶格第一布里渊区对角的两个 M 点上.在非线形传播

后,条形光束演化成一个带隙孤子串(图5(c)).从孤子串与平面波的干涉图可以看出(图5(d)),中间的一串光点与相邻的两串光点处的干涉条纹相互交错断开,说明它们之间相位相反.需要特别指出,与图3中所示的基本带隙孤子不同的是,图3中探测光束的空间频谱尽管大部分的能量还是集中在中央,但覆盖到了第一布里渊区的4个 M 点,而条形探测光束的空间频谱只覆盖了第一布里渊区的很小一部分,也就是说,在竖直方向的2个 M 点上并没有空间频率的分量(图5(b)下).这样的光束怎么能演化成带隙孤子串呢?下面我们通过一系列的实验和数值模拟来回答这个问题,以更好地解释条形光束在二维晶格中的线性和非线性传播特性.

我们对二维平面波和一维准平面波(条形光)形式的探测光束穿过二维光子晶格后的空间频谱分布在线性和非线性情况下的变化进行研究,结果表明,带隙孤子串的形成是由于非线性空间频谱整形造成的,实验和数值模拟的结果如图6所示.根据布洛赫波在周期结构中的激发理论^[43],二维平面波正入射传播时(横向波矢 k 为零)对应于第一布里渊区中心的高对称点 Γ 点(图6(a)中的中心最亮点).由于晶格的周期性,它同样激发了高阶布里渊区的中心点,如图6(a)所示,但是没有激发第一布里渊区边缘的 M 点.而对于正入射传播时的条形光束,线性传输后的空间频谱相对于二维平面波的频谱分布,只是每个亮点在水平方向被拉长.由于条形

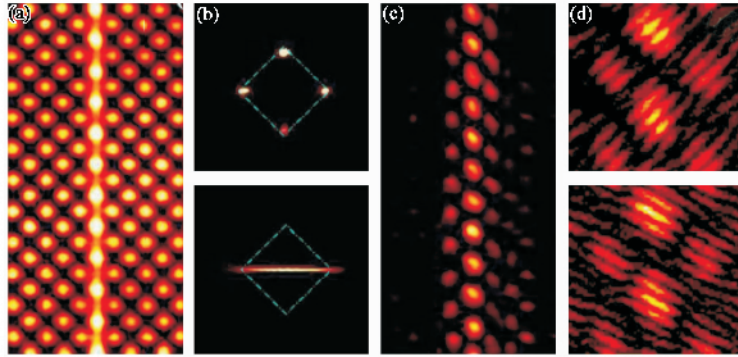


图5 带隙孤子串的实验结果(a)条形探测光束与晶格诱导光束的光强分布 ; (b)晶格诱导光(上)和探测光(下)的空间频谱 ,其中虚线框代表第一布里渊区边界 (c)带隙孤子串的出射图样 (d)孤子串与平面波的干涉图

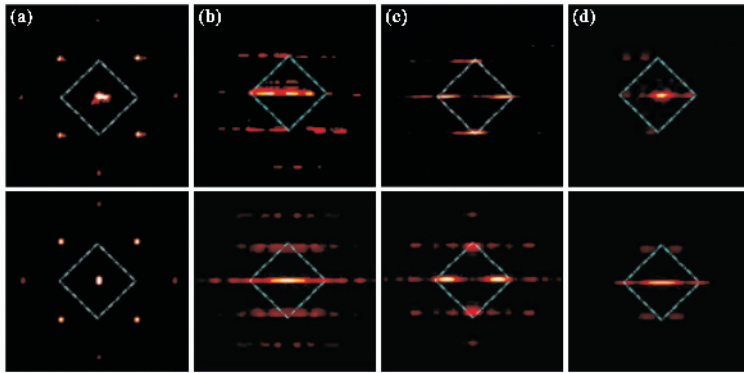


图6 非线性空间频谱整形的实验(第一排)和模拟(第二排)结果 (a)和(b)分别对应于二维平面波和一维条形光束线性通过晶格后的空间频谱分布 (c)和(d)分别对应于条形光束在自聚焦和自散焦非线性传播后的空间频谱分布

光束很窄 ,频谱分布呈现很强的各向异性 ,尽管功率还是大部分集中在中间的亮线上 ,但亮点可以拉长到接近第一布里渊区 4 个 M 点的位置(图 6(b)). 在非线性传播后 ,情况发生了巨大改变 ,从图 6(c)可以看出 ,自散焦的非线性作用使得条形光束的空间频率分布集中到了位于反常衍射区的 4 个 M 点上 ,而中间的功率谱几乎降低到零(图 6(c)). 为了比较 ,在图 6(d)中 ,我们给出了同一条形光束在自聚焦非线性下传播后的频谱分布 ,显然 ,自聚焦情况下条形光束空间频谱的分布向中央的正常衍射区集中 . 实验观测的结果跟我们利用分步束传播法得到的数值模拟结果吻合(图 6 第二排) .

3.4 涡旋带隙孤子

涡旋光是一种具有角动量的光束 ,它在体介质中传播时只有在自散焦非线性下才能形成涡旋孤子 ,而在自聚焦非线性情况下不能稳定传播 . 但在光子晶格中 ,由于晶格的调制使得在自聚焦非线性下也能形成离散涡旋孤子和高阶的涡旋带隙孤

子^[44-46] . 在自散焦光子晶格中 ,只存在带隙孤子 ,我们的研究重点就是用实验证明在自散焦非线性光子晶格中能否形成涡旋带隙孤子 . 实验中 ,我们把由全息涡旋掩模板得到的涡旋光束以非格点激发的方式(涡旋光的中心位于晶格中折射率的最小值处)入射到光子晶格中 ,并且让涡旋光束和晶格诱导光共线传播 . 在合适的自散焦非线性作用下 ,涡旋光束在光子晶格中可以形成自陷 ,典型的实验结果如图 7 所示 . 入射的一阶($m = 1$)和二阶($m = 2$)涡旋光束与平面波的离轴干涉图中的叉形条纹结构 ,清晰地反映出入射光的涡旋相位结构(图 7(a)). 当外加电场为 -1.2 kV/cm 时 ,涡旋光束发生自陷(图 7(b)),一阶和二阶涡旋光由于受到晶格调制 ,主要形成了 4 个点 ,类似于离散涡旋孤子 . 但与离散涡旋孤子不同的是 ,这里自陷的光束沿主轴方向有比较长的拖尾 . 为了验证它们的相位结构 ,我们引入一束倾斜的平面波与输出面的光场干涉 ,结果表明 ,通过 1 cm 长的 SBN 晶体后 ,其涡旋的相位结构仍然能够得到保持 ,如图 7(c)所示 . 如果把一束共轴的宽高

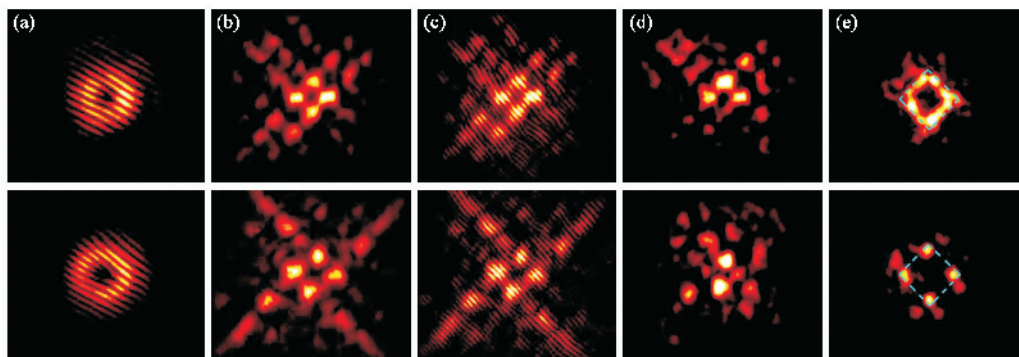


图7 一阶(上)和二阶(下)涡旋光束在自散焦光子晶格中自陷的实验结果 (a)入射涡旋光束的干涉图 (b)自陷的涡旋光束 (c) (d)自陷涡旋光束分别与倾斜的平面波和共轴的宽高斯光束的干涉图 (e)自陷涡旋光束的空间频谱分布

斯光作为参考光,与自陷的涡旋光束干涉,我们能够清晰地看到,自陷的一阶和二阶涡旋的相位是不同的,如图7(d)所示.一阶涡旋带隙孤子对角的两点是反相位的,而对于二阶涡旋带隙孤子的对角两点是同相位的.图7(e)给出了自陷涡旋光束的空间频谱分布,显然,大部分能量都分布在第一布里渊区的边界($m=1$)或4个M点上($m=2$)

4 结束语

我们成功地利用光诱导的方法制备了具有自散焦非线性的二维“脊背型”光子晶格,并从实验上实现了二维基本带隙孤子、类偶极带隙孤子、带隙孤子串以及涡旋带隙孤子等.在实验过程中,我们清晰地观测到探测光束的空间频谱整形,波常数从具有反常衍射的导带底部演化到布拉格反射光子禁带中,并且通过干涉图反映的相位关系验证了带隙孤子的形成.此外,着重讨论了带隙孤子形成过程中有趣的非线性频谱整形现象,提出了以正入射配置方式激发带隙孤子的新方式.实验结果和数值模拟的结果吻合.光诱导的光子晶格为其他周期性非线性系统提供一个直观(光强类比能量,空间频谱类比动量)、可控(带隙结构和非线性强度)的模拟平台.相信我们的结果能够为促进周期性非线性离散系统的研究以及周期光学结构在光控光技术方面的应用有所贡献.进一步的相关工作(如矢量带隙孤子、带隙工程、衍射和折射控制等)正在积极开展.

致谢 感谢王晓生、杨建科和 P. Kevrekidis 对本工作所做的贡献和帮助

参 考 文 献

- [1] Davydov S. *Biology and Quantum Mechanics* (Eds.). Oxford: Pergamon, 1982
- [2] Ain M, Lorenzo J E, Regnault L P *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1997, 78:1560
- [3] Sukhorukov A A, Kivshar Y S. *Phys. Rev. E*, 2002, 65: 036609
- [4] Ostrovskaya E A, Kivshar Y S. *Phys. Rev. Lett.*, 2003, 90: 160407
- [5] Christodoulides D N, Eugenieva E D. *Phys. Rev. Lett.*, 2001, 87: 233901
- [6] Christodoulides D N, Lederer F, Silberberg Y. *Nature*, 2003, 424: 817
- [7] Eisenberg H S, Silberberg Y, Morandotti R *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1998, 81: 3383
- [8] Pertsch T, Zentgraf T, Peschel U *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2002, 88: 093901
- [9] Christodoulides D N, Joseph R I. *Opt. Lett.*, 1988, 13: 794
- [10] Morandotti R, Eisenberg H S, Silberberg Y *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2001, 86: 3296
- [11] Efremidis N K, Sears S, Christodoulides D N *et al.* *Phys. Rev. E*, 2002, 66: 046602
- [12] Feischer J W, Segev M, Efremidis N K *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2003, 90: 023902
- [13] Fleischer J W, Segev M, Efremidis N K *et al.* *Nature*, 2003, 422: 147
- [14] Neshev D, Ostrovskaya E, Kivshar Y *et al.* *Opt. Lett.*, 2003, 28: 710
- [15] Martin H, Eugenieva E D, Chen Z *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2004, 92: 123902
- [16] Chen Z, Martin H, Eugenieva E D *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2004, 92: 143902
- [17] Mandelik D, Eisenberg H S, Silberberg Y *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2003, 90: 53902
- [18] Efremidis N K, Hudock J, Christodoulides D N *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2003, 91: 213906

- [19] Sukhorukov A A , Neshev D , Krolikowski W *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2004 ,92 :093901
- [20] 陈志刚 ,许京军 楼慈波. 物理 ,2005 ,34 :12 [Chen Z , Xu J , Lou C. Wul(Physics) ,2005 ,34 :12 (in Chinese)]
- [21] Feischer J W , Segev M , Efremidis N K *et al.* Phys. Rev. Lett ,2003 ,90 :023902
- [22] Mandelik D , Morandotti R , Aitchison J S *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2004 ,92 :093904
- [23] Neshev D N , Sukhorukov A A , Hanna B *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2004 ,93 :083905
- [24] Lou C , Wang X , Xu J *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2007 ,98 :213903
- [25] Chen Z , McCarthy K. Opt. Lett. ,2002 ,27 :2019
- [26] Chen Z , MacCarthy K , Martin H. Optics and Photonic News ,2002 ,13 :30
- [27] Shih M , Chen Z , Mitchell M *et al.* J. Opt. Soc. Am. B ,1997 ,14 :3091
- [28] Mitchell M , Chen Z , Shih M *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1996 ,77 :490
- [29] Chen Z , Mitchell M , Segev M *et al.* Science ,1998 ,280 :289
- [30] Chen Z , Segev M , Christodoulides D N. J. Opt. A ,2003 ,5 :S389
- [31] Coskun T H , Christodoulides D N , Kim Y R *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2000 ,84 :2374
- [32] Kip D , Soljacic M , Segev M *et al.* Science ,2000 ,290 :495
- [33] Klinger J , Martin H , Chen Z. Opt. Lett. ,2001 ,26 :271
- [34] Chen Z , Klinger J , Christodoulides D N. Phys. Rev. E ,2002 ,66 :66601
- [35] Chen Z , Sears S , Martin H *et al.* Proc. Natl. Acad. Sci. ,2002 ,99 :5523
- [36] Kip D , Soljacic M , Segev M *et al.* J. Opt. Soc. Am. B ,2002 ,19 :502
- [37] Chen F , Stepic M , Ruter C *et al.* Opt. Express ,2005 ,13 :4314
- [38] Bartal G , Cohen O , Manela O *et al.* Opt. Lett. ,2006 ,31 :483
- [39] Tang L , Lou C , Wang X *et al.* Opt. Lett. ,2007 ,32 :3011
- [40] Yang J , Makasyuk I , Bezryadina A *et al.* Opt. Lett. 2004 ,29 :1662
- [41] Yang J , Makasyuk I , Bezryadina A *et al.* Stud. Appl. Math. ,2004 ,113 :389
- [42] Trager D , Fischer R , Neshev D N *et al.* Opt. Express ,2006 ,14 :1913
- [43] Sukhorukov A A , Neshev D , Krolikowski W *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2004 ,92 :093901
- [44] Neshev D N , Alexander T J , Ostrovskaya E A *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2004 ,92 :123903
- [45] Fleischer J W , Bartal G , Cohen O *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2004 ,92 :23904
- [46] Bartal G , Manela O , Cohen O *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2005 ,95 :053904



北京欧普特科技有限公司

光学元件库—欧普特科技

欢迎访问:

www.goldway.com.cn

北京欧普特科技有限公司严格参照国际通常规格及技术指标,备有完整系列的精密光学零部件(备有产品样本供参考)供国内各大专院校、科研机构、试验室随时选用,我公司同时可为您的应用提供技术咨询。我公司可以提供美国及欧洲产的优质红外光学材料,如硒化锌,硫化锌,多光谱硫化锌等。



- 光学透镜:平凸、双凸、平凹、双凹、消色差胶合透镜等。
- 光学棱镜:各种规格直角棱镜,及其他常用棱镜。
- 光学反射镜:各种尺寸规格的镀铝、镀银、镀金,及介质反射镜。直径5mm—200mm。
- 光学窗口:各种尺寸规格,材料的光学平面窗口,平晶。直径5mm—200mm。
- 各种有色玻璃滤光片:规格为直径5mm—200mm。(紫外、可见、红外)及窄带干涉滤片。
- 紫外石英光纤:进口紫外石英光纤,SMA接口光纤探头,紫外石英聚焦探头。

地址:北京市海淀区知春路49号希格玛大厦B座#306室

电话:010-88096218/88096217 传真:010-88096216 网址:www.goldway.com.cn

联系人:陈镛先生 施楠小姐 曾安小姐

E-mail: kevinchen@goldway.com.cn shinan@goldway.com.cn zengan@goldway.com.cn