

光波场中多边位错向螺旋位错的转化*

冯博 甘雪涛 刘圣 赵建林†

(西北工业大学理学院, 陕西省光信息技术重点实验室, 空间应用物理与化学教育部重点实验室, 西安 710072)

(2010年11月15日收到; 2010年12月18日收到修改稿)

实验研究及理论分析了光波场中边位错向螺旋位错的转化行为. 设计了围绕中心沿角向周期排列的多边位错相位结构, 实验上通过计算全息图法研究了其对高斯光束的调制作用以及调制光束的传播特性. 结果表明, 随着调制光束逐渐演化为类涡旋光束, 多边位错结构可以转化为螺旋位错, 且位错结构的总相位变化守恒. 结合光场的线动量密度图详细分析了该演化过程, 并进一步讨论了多边位错结构中的相位突变值对螺旋位错转化的影响, 给出了决定螺旋位错拓扑荷值的定量关系式.

关键词: 边位错, 螺旋位错, 涡旋光束, 拓扑荷

PACS: 42.25.Dd, 61.72.Lk, 42.60.Jf

1. 引言

1974年, Nye 和 Berry 将晶体中的“位错”概念引入到波动理论中^[1]. 他们不仅证实了波面位错的存在, 而且得出了其一系列特殊性质, 从而激起了人们对这种波前缺陷的研究兴趣. 与晶体中原子排列出现晶格周期性的偏离相类似, 光波相位在某条线或某点处突然出现偏离时, 将形成边位错 (edge-dislocation)、螺旋位错 (screw-dislocation) 或边-螺旋位错^[2]. 经过这些位错调制后的光波, 其光场分布将出现缺陷, 形成具有特殊性质的模式. 如光波经 2π 整数倍的螺旋位错调制后, 其波面将绕传播轴以螺旋方式旋转, 形成类似于流体中涡旋现象的模式, 因此被称为光学涡旋^[3]. 这种具有螺旋位错的相位结构使光场产生轨道角动量, 从而使其能量也以螺旋方式流动^[4]. 同时, 由于该光场中心处相位值不确定而出现相位奇点, 相应的光强由于相消干涉而为零^[5]. 其次, 不同螺旋位错值赋予光场不同的拓扑结构, 进一步丰富了涡旋光场的性质. 近年来, 涡旋光场以新颖而奇特的性质使其无论在基础研究还是工程应用中, 均成为光学领域的研究热点之一. 人们对非线性介质中涡旋光束的调制不稳定性及涡旋暗孤子进行了大量的讨

论^[5-7]. 在自由空间中, 多个涡旋之间表现出的流体动力学行为可以为其他领域中涡旋现象提供很好的研究模型^[8-13]. 此外, 涡旋光场的轨道角动量和拓扑特性在光学操控^[14]、光学通信^[15]及日冕观测仪^[16]等方面具有巨大的潜在应用. 与螺旋位错可以调制出涡旋光场相比, 经边位错调制后的光场相对简单, 常见的如经过 π 相位跃变的边位错调制高斯光束后形成的厄米特高斯 (HG) 模式.

螺旋位错呈现出围绕中心奇点螺旋变化的相位结构, 而边位错是在位错线处存在相位突变. 基于此, 令人感兴趣的问题是: 这两种截然不同的位错在调制光波时, 是否存在某些联系? 董亮伟^[8]和张晓波^[9]等分别从理论和实验上研究了两个相反拓扑荷涡旋的传播过程, 发现该涡旋对在传播过程中会湮没为一条暗线, 从而通过光波的线性衍射可实现两个相反螺旋位错向边位错的转化. 那么, 光波中的边位错是否可以转化为螺旋位错? 如果可以, 转化后螺旋位错的拓扑结构将如何? 本文设计了一种围绕光场中心沿角向周期排列的多边位错相位结构并利用计算全息原理对光波进行调制, 进而研究调制光场的传播特性. 实验及数值模拟结果表明, 调制光波经线性传播后演化为类涡旋光场, 其相位结构表明多边位错可以转化为螺旋位错.

* 西北工业大学基础研究基金 (批准号: JC200950) 资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: jlzha@nwpu.edu.cn

2. 理论模型

一般地, 经过螺旋位错调制后, 光场的复振幅分布中含有 $\exp(im\theta)$ 相位项, 其中 θ 表示方位角, 整数 m 为拓扑荷值, 并且通过关系式 $2m\pi$ 决定螺旋位错值的大小. 由于边位错在位错线处可以有不同的相位突变值, 其所调制的光波场一般不具有固定的表达式. 两种位错结构如图 1 所示, 其中图 1 (a) 和 (b) 分别对应螺旋位错 (拓扑荷值为 1) 和边位错 (相位突变值为 π); 从左至右分别为其相位结

构的三维分布、二维分布、与平面波的干涉图样以及高斯光束经其调制后的光场分布. 对于所给出的螺旋位错, 其相位围绕中心奇点旋转一周的变化为 2π (图 1 (a1) 和 (a2)); 而图 1 (a3) 显示, 其与平面波的干涉条纹在奇点处由一条分为两条, 表示在该处存在 2π 的相位突变. 对于边位错的相位结构, 从图 1 (b1) 和 (b2) 可以看出, 在位错线处存在明显的相位突变, 与此对应, 图 1 (b3) 中的干涉条纹在位错线处呈现交错结构. 高斯光束经两种位错调制后, 分别具有拉盖尔高斯 (LG) 模式 (图 1 (a4)) 和厄米特高斯 (HG) 模式 (图 1 (b4)) 的分布.

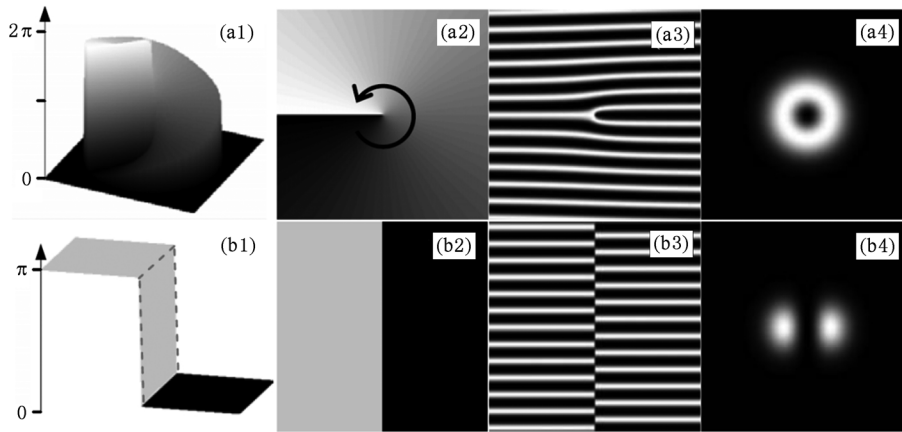


图 1 螺旋位错 (a) 及边位错 (b) 结构的相位及调制光场分布 (自左至右分别为光场相位结构的三维、二维、与平面波的干涉图样以及高斯光束经其调制后的光场分布)

螺旋位错的相位结构表现为相位围绕中心奇点螺旋变化 $2m\pi$, 以构成整数拓扑结构. 因此, 为实现边位错向螺旋位错的转化, 可将相位结构设计为围绕中心沿角向周期排列的 M 个边位错, 且每个边位错均具有相同的相位突变值 $\Delta\varphi$. 其次, 为保证整个结构的整数拓扑特性, 调整相位突变值 $\Delta\varphi$, 使得相位围绕中心一周的变化值 $\Delta\Psi = M\Delta\varphi$ 为 2π 的整数倍. 图 2 上排给出了几种多边位错结构, 其中图 2 (a) — (c) 分别含有边位错的数目为 $M = 4, 6, 8$, 而相位突变值 $\Delta\varphi$ 依次为 $\pi/2, \pi/3, \pi/4$; 图 2 (d) 的边位错数目为 8, 相位突变值为 $\pi/2$. 上述多边位错相位可以表示为 $\exp[i\Delta\varphi \text{int}(M\theta/2\pi)]$, 其中 $\text{int}()$ 表示取整数运算, θ 表示方位角坐标.

为实时、方便地加载任意相位结构, 并研究边位错向螺旋位错的转化, 采用计算全息法^[17] 实现上述多边位错相位结构对光波的调制. 为了生成所需要的计算全息图 (CGH), 将附有多边位错相位结构的均匀光场复振幅 $o(x, y)$ 与倾斜一定角度的平面

波复振幅 $r(x, y)$ 进行叠加, 其中 $o(x, y)$ 和 $r(x, y)$ 分别表示为

$$o(x, y) = C \exp\left[i\Delta\varphi \text{int}\left(\frac{M\theta}{2\pi}\right)\right], \quad (1)$$

$$r(x, y) = C \exp\left(-i\frac{2\pi x}{\Gamma}\right), \quad (2)$$

式中, 两光场的振幅均取为常数 C , 以得到较高衬比度的干涉条纹; $\Gamma = \lambda/\sin\alpha$ 为平面波的空间周期, λ 为波长, α 为平面波入射方向与 x 轴夹角. 叠加光场的强度分布为

$$\begin{aligned} I(x, y) &= |o(x, y) + r(x, y)|^2 \\ &= C^2 \left\{ 2 + \exp\left(-i\frac{2\pi x}{\Gamma}\right) \exp\left[-i\Delta\varphi \text{int}\left(\frac{M\theta}{2\pi}\right)\right] \right. \\ &\quad \left. + \exp\left(i\frac{2\pi x}{\Gamma}\right) \exp\left[i\Delta\varphi \text{int}\left(\frac{M\theta}{2\pi}\right)\right] \right\}. \quad (3) \end{aligned}$$

通过计算机数值模拟该强度分布, 可以得到与图 2 上排对应的计算全息图, 如图 2 下排所示.

实验中, 将所得到的计算全息图输入至空间光调制器, 然后利用腰斑半径为 ω_0 , 且振幅为

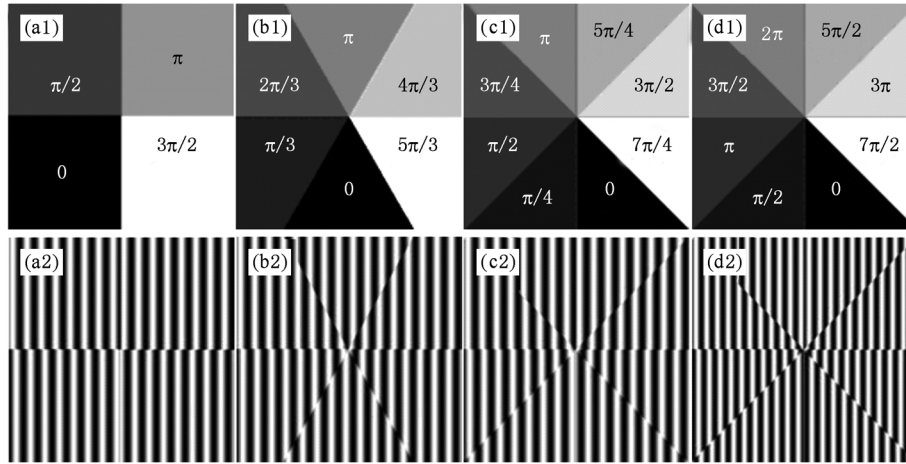


图2 多边位错结构的相位分布(上部)及计算全息图(下部)

$\exp(-r^2/\omega_0^2)$ 的高斯光束垂直照射该计算全息图, 则在衍射角为 $\pm \arcsin(\lambda/\Gamma)$ 的 ± 1 级衍射光场中分别得到复振幅为 $\exp(-r^2/\omega_0^2) \exp[i\Delta\varphi_{\text{int}}(M\theta/2\pi)]$ 和 $\exp(-r^2/\omega_0^2) \exp[-i\Delta\varphi_{\text{int}}(M\theta/2\pi)]$ 的再现光场. 显然, 该再现光场中含有多边位错的相位结构. 在不同传播距离处对光场进行记录, 便可以研究其传播特性.

其次, 采用数值模拟对实验结果进一步对比验证. 将再现得到的光场

$$B(x, y, z = 0) = \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{\omega_0^2}\right) \times \exp[i\Delta\varphi_{\text{int}}(M\theta/2\pi)]. \quad (4)$$

作为初始条件, 求解光波在自由空间中传播时所满足的简化亥姆霍兹方程

$$\nabla_{\perp}^2 B(x, y) + 2ki \frac{\partial B(x, y)}{\partial z} = 0, \quad (5)$$

式中, $k = 2\pi/\lambda$ 为波数, $\nabla_{\perp}^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$. 利用分步束传播法求解方程(5), 便可以得到经多边位错相位调制的光场在自由空间中的传播过程.

3. 实验装置

采用图3所示实验光路实现多边位错相位调制光场的生成, 并研究其传播特性, 其中, 马赫-曾德干涉仪光路用于验证所形成光场的相位分布. 由输出功率为 30 mW、波长为 633 nm 的 He-Ne 激光器发出的细激光束经倒置望远镜系统 RT 扩束准直后, 通过非偏振分光棱镜 BS_1 分为两束. 其中一束经 BS_1 转向, 再由反射镜 M_2 反射并通过 BS_2 到达 CCD 靶面作为参考光波, 光路中的 S 为光屏, 用于阻挡和

打开参考光; 另外一束光穿过由计算机控制的空间光调制器 (SLM), 相应的衍射光经由透镜组 L_1, L_2 和小孔光阑 A 组成的滤波器滤波和压缩后, 作为物光波通过 BS_2 到达 CCD 靶面. 利用 S 挡住参考光后, 将得到所需涡旋光场, 打开 S 后得到相应的干涉图. 实验所用 SLM 为英国 CRL 光电股份有限公司生产的 XGA4 型, 大小为 0.7 英寸, 像素数为 1024×768 , 衬比度 $> 100:1$.

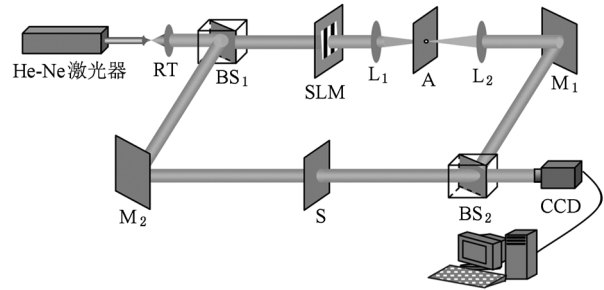


图3 螺旋位错的获得及传播特性观察的实验光路

4. 实验结果及分析

4.1. 多边位错向螺旋位错转化

为观察多边位错对高斯光束的调制效果, 在 SLM 的共轭像平面处, 记录所生成光场, 结果如图4所示. 其中图4(a)~(c)上排和下排分别对应由图2(a)~(c)中多边位错结构调制后光束强度分布的实验结果和数值模拟结果. 可以看出, SLM 上加载的计算全息图所携带的多边位错相位信息使再现光波受到调制. 由于各位错线处存在相位突变, 光场调制后出现由暗线分隔的 M 个区域.

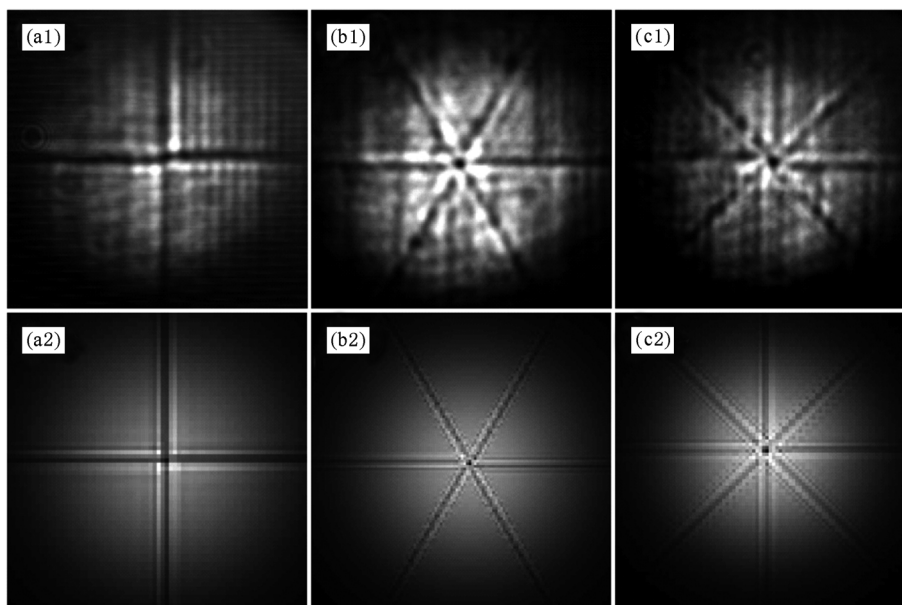


图4 受多边位错调制的光束强度分布的实验(上排)及模拟结果(下排)((a)–(c)(自左至右分别对应边位错的数目为 $M=4,6,8$)

文献[8]曾在研究涡旋对相互作用过程中证实,可在涡旋光场传播一段距离后的衍射光场中观察到两个拓扑荷相反的螺旋位错向边位错的转化. 同样,为实现边位错向螺旋位错的转化,我们在实验中通过轴向移动图3中 CCD 的位置,以记录不同传播距离后光场的强度分布. 图5为所记录到的受图2(d)中多边位错调制后光场的传播演化结果,其中自左至右对应的 CCD 记录位置分别位于 SLM 的共轭像平面处、及其后 15 cm, 45 cm 处. 图5(a)和(b)分别显示了调制光束的强度分布和与平面参考光波的干涉图样. 由图5(a1)和(b1)可以看出,在其共轭像平面处,高斯光束受到多边位错调制,在位错线处出现了清晰暗线,光场被分为明显的8个区域;干涉图样中每个区域的干涉条纹在暗线处存在一定的错位,说明边位错仍然存在. 由图5(a2)和(b2)可以看出,随着传播距离的增大,调制光场的暗线趋于模糊,但中心演化成一个暗核,其附近形成了圆对称的亮环;相应地,暗线处的干涉条纹错位现象不再明显,而中心暗核处出现了叉形条纹. 由图5(a3)和(b3)可以看出,在传播较长距离后,初始光场的8条暗线几乎消失,取而代之的是中心具有较大暗核的类涡旋环形光场;干涉图样中心出现了明显的由一条分为三条的叉形条纹,表明该处存在 4π 的相位突变;在边位错位置处的条纹变得连续,意味着边位错已经转化为螺旋位错. 由此

可以得出,最终演化的光场具有阶数为2的类涡旋光束特性. 因此,初始的8条边位错随着光场传播逐渐转化为拓扑荷为2的螺旋位错,同时说明围绕光场中心,总相位变化守恒. 图5(c)给出了数值模拟得到的调制光束强度分布,表明多边位错调制光场在传播过程中逐渐演化为类环形光束,与实验结果相符合. 同时由图5(c3)可以看到,亮环的周围存在沿切向分布的亮斑,说明此时光场中由于出现了螺旋位错而在传播过程中作横向旋转. 该旋转特性在实验结果中也得到了体现. 由图5(d)中的相位分布可以直观地判断位错的演化过程. 可以看出,图5(d1)中多边位错的八个离散相位区域随着光场的传播逐渐演化为中心含有奇点、相位围绕中心连续变化的螺旋位错,同时该位错存在两个相位值由0到 2π 连续变化的螺旋结构,表征拓扑荷值为2.

由于边位错和螺旋位错都可以使波前产生缺陷,从而使光场在横向存在非均匀的能量密度分布. 因此,可以通过光束横向能流在位错转化过程中的作用^[18],进一步分析多边位错的调制影响. 图5(e)给出了光束传播的线动量密度,其中箭头的长短和方向分别代表线动量的大小和方向. 图5(e1)表明光束在传播初始阶段,仅在边位错处存在线动量. 当光场进一步传播后,会跨过边位错而进入彼此分离的区域,且使得位错线处的缺陷模糊. 另外,

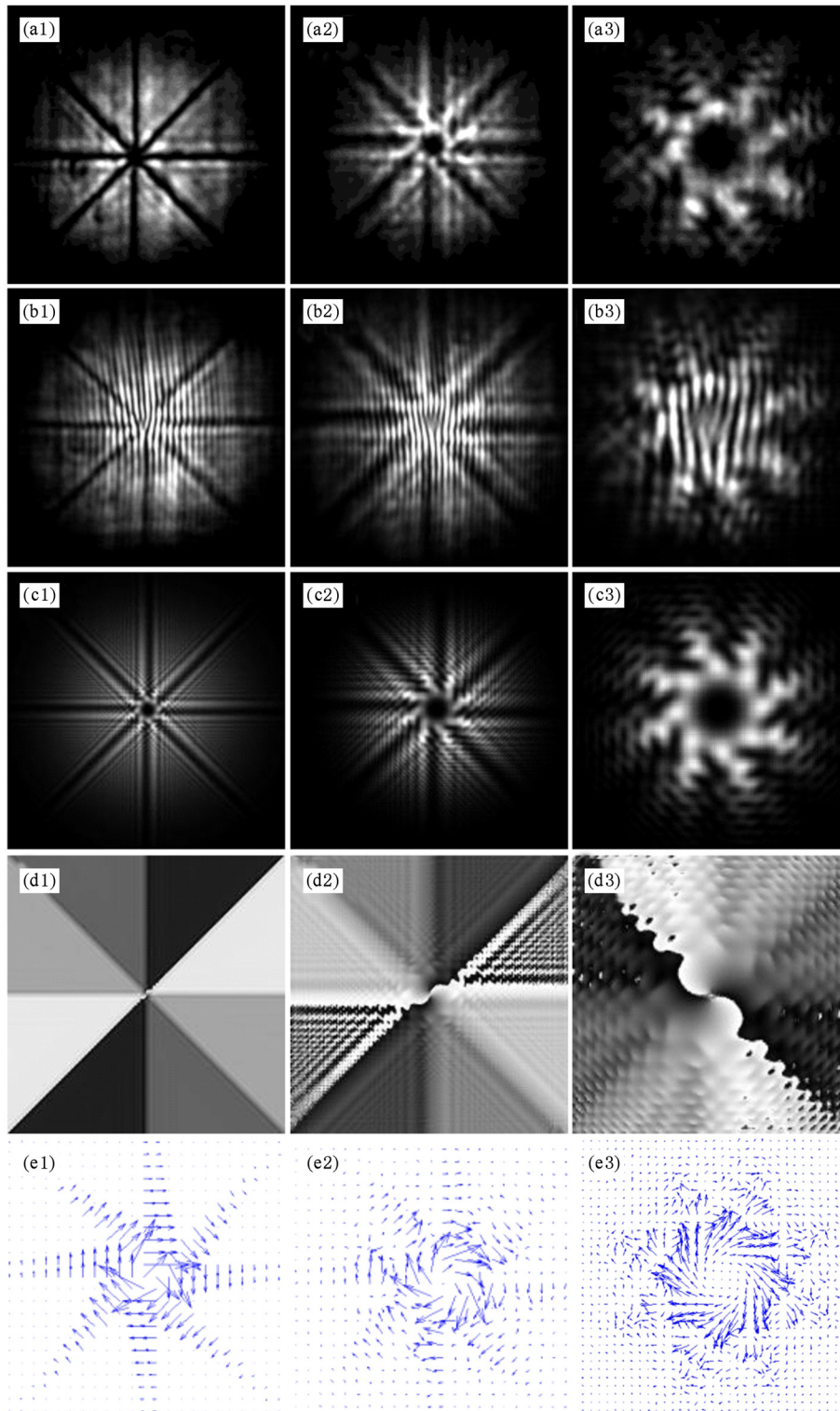


图5 多边位错向螺旋位错转化过程. 自左至右分别对应光束传播距离为 0 cm, 15 cm, 45 cm. (a), (b) 实验得到的调制光束的强度分布、干涉图样; (c) — (e) 数值模拟得到的调制光束的强度、相位及线动量密度分布

由于入射的高斯光束强度沿径向逐渐衰减, 使调制后的光场线动量密度沿径向逐渐减小, 光场受到高

斯振幅梯度和相位梯度调制的共同影响, 从而其能流沿径向不再均匀分布. 这种非均匀分布的能流使

得光场在进一步传播过程中,其中心附近的区域出现沿角向的旋转线动量分布,如图 5(e2) 所示. 通过旋转能流的作用,光场中逐渐出现了亮环. 对比图 5(e2) 和 5(e3) 可以发现,随着光场向前传播,旋转线动量的区域不断增大. 此时,由于存在横向的旋转能流,光束在向前传播过程中,波前呈螺旋状,证实了通过转化所得螺旋位错的调制作用.

4.2. 多边位错相位突变值对转化效果的影响

为验证上述结论,进一步分析了多边位错参数对光束转化特性的影响,以及由多边位错所形成的螺旋位错的拓扑特性. 图 6(a)–(h) 给出了边位错数目仍为 8, 相位突变值 $\Delta\varphi$ 分别为 $\pi/4, \pi/2, 3\pi/4, \pi, 5\pi/4, 3\pi/2, 7\pi/4, 2\pi$ 等八种情况的实验结果,其中上排和下排分别为调制光束的强度分布和干涉图样,记录位置在 SLM 共轭像平面后 30 cm. 图 6(d) 显示出光斑被呈“米”字形排列的暗线分为

8 个区域,表明当边位错的相位突变值 $\Delta\varphi$ 为 π 时,各区域间不发生能量流动^[18],光场受到调制后将发生完全的相消干涉,整个光场不会出现旋转的能量流. 对应的干涉图样在位错线处仍然是严格的交错条纹,且中心未出现表征螺旋位错的叉形条纹. 可见此时的多边位错将不能演化为螺旋位错. 图 6(h) 所对应的相位突变为 2π ,即各区域间不存在相位差,入射的高斯光束在均匀相位调制下自然不会发生畸变,所对应的干涉图样为一系列平行条纹. 图 6(a)–(c) 和 6(e)–(g) 中光场的干涉图样均出现叉形条纹,与图 5 中的分析类似,表明高斯光场在这些调制情况下,其各个区域间发生了能量流动,从而使多边位错逐渐演化为螺旋位错.

多边位错在演化过程中,其总相位变化 $\Delta\Psi$ 守恒. 因此,图 6(a)–(c) 对应的多边位错的总相位值 $\Delta\Psi$ 分别为 $2\pi, 4\pi, 6\pi$,演化后螺旋位错的拓扑荷分别为 1, 2, 3. 这些拓扑特性可通过观察相应干涉图中的叉形条纹而得到. 令人感兴趣的是,图 6

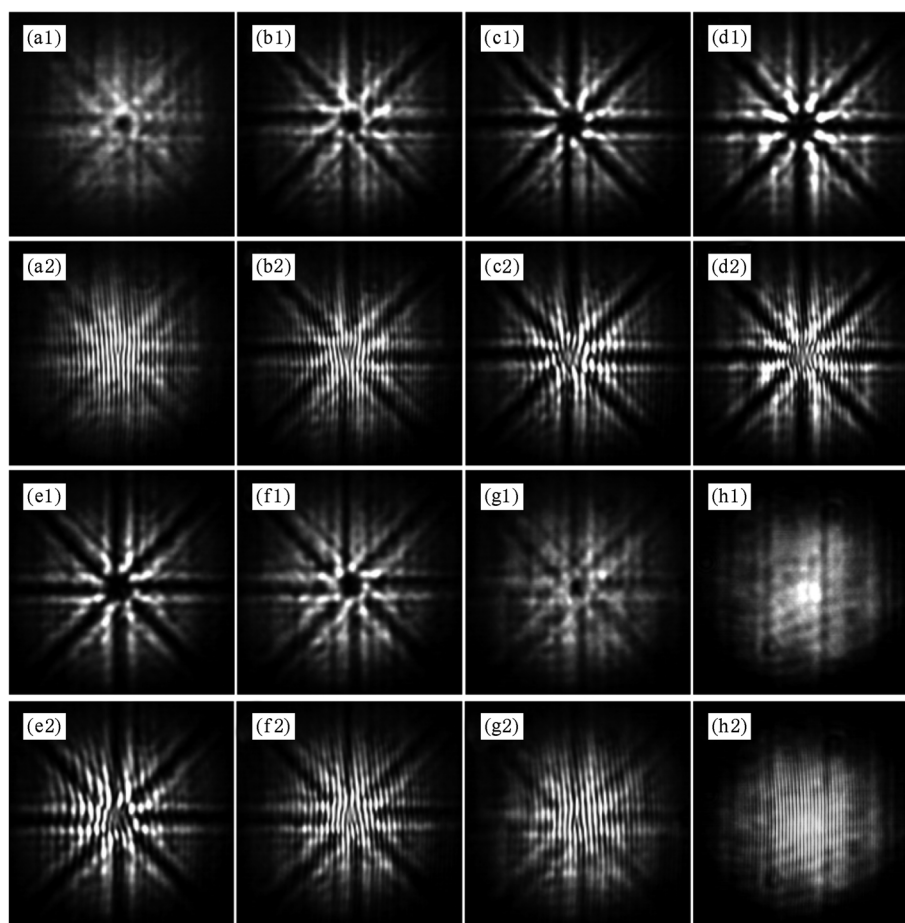


图 6 高斯光束经多边位错结构调制并演化后的强度分布(上排)和干涉图样(下排) (a)–(h) 分别对应相位突变为 $\pi/4, \pi/2, 3\pi/4, \pi, 5\pi/4, 3\pi/2, 7\pi/4, 2\pi$

(e)–(g)所对应多边位错结构的总相位变化分别为 $10\pi, 12\pi, 14\pi$, 但从其干涉图样中的叉形条纹向下可判读出对应的拓扑荷值分别为 $-3, -2, -1$. 这是由于当边位错的相位突变分别为 $5\pi/4, 3\pi/2, 7\pi/4$ 时, 8 个区域的相位将分别以 $5\pi/4, 3\pi/2, 7\pi/4$ 沿顺时针方向递增. 然而相位总是以 2π 为周期, 因此, 这些多边位错结构也可理解为 8 个区域的相位分别以 $3\pi/4, \pi/2, \pi/4$ 沿逆时针方向递增. 于是导致图 6(e)–(g) 与图 6(c)–(a) 的多边位错结构虽然分别具有相同的相位突变, 但相位递增方向相反. 相应地, 虽然演化光场具有相同的强度分布, 但所演化的螺旋位错的拓扑荷符号相反. 由以上分析可以得出, 相位突变值 $\Delta\varphi$ 在一个 2π 周期中, 高斯光束经具有不同相位突变的多边位错调制后将演化为以下几种状态:

$$\begin{aligned} & \text{螺旋位错, 且 } m = \frac{M\Delta\varphi}{2\pi}, \quad \Delta\varphi < \pi, \\ & \text{严格暗条纹分隔的光场,} \quad \Delta\varphi = \pi, \\ & \text{螺旋位错, 且 } m = \frac{M\Delta\varphi}{2\pi} - M, \Delta\varphi > \pi, \\ & \text{均匀光场,} \quad \Delta\varphi = 2\pi. \end{aligned}$$

此外, 对比图 6(a)–(c) 中的光场强度分布图样, 可以发现, 位错线处的强度缺陷随着相位突变的增大而变得更为明显. 同时, 由图 6(e)–(g) 也可以看出类似现象, 但此时的相位突变值仍应分别按沿逆时针方向递增 $3\pi/4, \pi/2, \pi/4$ 来考虑. 据此, 也说明了具有较小相位突变值的多边位错结构更容易向螺旋位错转化.

5. 结 论

通过设计围绕中心沿角向周期排列的多边位错结构, 并利用其对高斯光束进行调制, 在线性衍射光场中实现了边位错向螺旋位错的转化. 利用计算全息原理及空间光调制技术实验观察了多边位错调制光束的演化过程, 证实了形成螺旋位错结构的可行性. 进而, 通过数值模拟分析了光场的线动量密度演化过程; 通过改变边位错结构的相位突变值大小分析了从边位错到螺旋位错的转化特性, 表明具有较小相位突变的多边位错结构更容易向螺旋位错转化.

- [1] Nye J F, Berry M V 1974 *Proc. R. Soc. London Sect. A* **336** 165
- [2] Basistiy I V, Soskin M S, Vasnetsov M V 1995 *Opt. Commun.* **119** 604
- [3] Cullet P, Gil L, Rocca F 1989 *Opt. Commun.* **73** 403
- [4] Allen L, Beijersbergen M W, Spreeuw R J C, Woerdman J P 1992 *Phys. Rev. A* **45** 8185
- [5] Desyatnikov A S, Kivshar Y S, Torner L 2005 *Prog. Opt.* **47** 291
- [6] Skryabin D V, Firth W J 1998 *Phys. Rev. E* **58** 3916
- [7] Gan X T, Zhang P, Liu S, Zheng Y M, Zhao J L, Chen Z G 2009 *Opt. Express* **17** 23130
- [8] Dong L W, Ye F W, Wang J D, Li Y P 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 3353 (in Chinese) [董亮伟、叶芳伟、王建东、李永平 2004 物理学报 **53** 3353]
- [9] Zhang X B, Zhang W, Shu F J, Li Y P 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 213 (in Chinese) [张晓波、张巍、舒方杰、李永平 2007 物理学报 **56** 213]
- [10] Rozas D, Sacks Z S, Swartzlander G A 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 3399
- [11] Gan X T, Zhao J L, Liu S, Fang L 2009 *Chin. Opt. Lett.* **7** 1142
- [12] Yan H W, Cheng K, Lü B D 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 5542 (in Chinese) [闫红卫、程科、吕百达 2008 物理学报 **57** 5542]
- [13] Cheng K, Liu P S, Lü B D 2008 *Chin. Phys. B* **17** 1743
- [14] Grier D G 2003 *Nature* **424** 810
- [15] Gibson G, Courtial J, Padgett M J, Vasnetsov M, Pas'ko V, Barnett S M, Franke-Arnold S 2004 *Opt. Express* **12** 5448
- [16] Palacios D M 2005 *Proc. SPIE* **5905** 59050N
- [17] Heckenberg N R, McDuff R, Smith C P, White A G 1992 *Opt. Lett.* **17** 221
- [18] Yang D X, Ren X Y, He D S, Cui Y, Gan X T 2010 *Acta Opt. Sin.* **30** 3323 (in Chinese) [杨德兴、任小元、何东升、崔勇、甘雪涛 2010 光学学报 **30** 3323]

Transformation of multi-edge-dislocations to screw-dislocations in optical field^{*}

Feng Bo Gan Xue-Tao Liu Sheng Zhao Jian-Lin[†]

(*Shaanxi Key Laboratory of Optical Information Technology, The Key Laboratory of Space Applied Physics and Chemistry, Ministry of Education, School of Science, Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, China*)

(Received 15 November 2010; revised manuscript received 18 December 2010)

Abstract

Transformation of edge-dislocations to screw-dislocations in the optical field is experimentally and numerically demonstrated. A special multi-edge-dislocation structure is designed by arranging multiple edge-dislocations, which have the same phase-step value, periodically along the azimuthal orientation. Experimentally, in virtue of the computer-generated holography, a Gaussian beam is modulated by the multi-edge-dislocation, whose propagation dynamics is investigated as well. The results reveal that the multi-edge-dislocation can be converted into a screw-dislocation with the evolution of the Gaussian beam into a vortex-like beam. What is more, the sum phase change of the dislocations is conserved in this process. Then, the experimental results are verified by numerical simulations, and discussed in detail by analyzing the evolutions of the linear momentum density. Furthermore, the influence of the phase-step value of the edge-dislocation on the transformation is discussed, which illustrates the quantitative relation between the phase-step value and the topological charge of screw-dislocation.

Keywords: edge-dislocation, screw-dislocation, vortex beam, topological charge

PACS: 42.25.Dd, 61.72.Lk, 42.60.Jf

^{*} Project supported by the Northwestern Polytechnical University (NPU) Foundation for Fundamental Research (Grant No. JC200950).

[†] Corresponding author. E-mail: jlzhao@nwpu.edu.cn