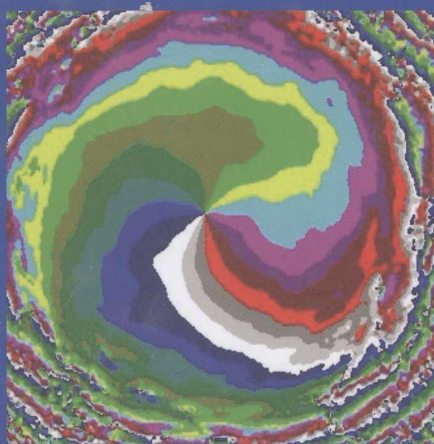


光科学与应用系列

总主编 王之江

光学涡旋 在湍流大气中的传播

饶瑞中 王海燕 编译



上海交通大学出版社
SHANGHAI JIAO TONG UNIVERSITY PRESS

013068685

0438-53
01

光科学与应用系列

光学涡旋在湍流大气中的传播

饶瑞中 王海燕 编译



0438-53
01

上海交通大学出版社



北航

C1675919

内 容 提 要

本书是一本关于光学研究的前沿——光学涡旋在湍流大气中传播的专业著作, 主要内容包括光学涡旋的基本概念、大气湍流的光学性质及光传播的基本理论、光学涡旋的传播动力学、光学涡旋在湍流大气中的传播、光学涡旋对光电工程的影响等几个部分, 汇集了目前的重要研究成果。本书可为开展基础光学、激光大气传输、自适应光学、自由空间光通信等先进光电工程应用方面的研究提供有益的参考。

本书读者对象为物理、光学类高年级本科生和研究生, 高等院校教师以及遥感、大气物理、天文等相关研究领域科研人员。

图书在版编目(CIP)数据

光学涡旋在湍流大气中的传播/饶瑞中, 王海燕编译.

—上海: 上海交通大学出版社, 2012

(光科学与应用系列)

ISBN 978-7-313-08248-0

I. 光... II. ①饶... ②王... III. 光学—文集

IV. O438-53

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2012)第 053791 号

光学涡旋在湍流大气中的传播

饶瑞中 王海燕 编译

上海交通大学出版社出版发行

(上海市番禺路 951 号 邮政编码 200030)

电话: 64071208 出版人: 韩建民

浙江云广印业有限公司 印刷 全国新华书店经销

开本: 787mm×960mm 1/16 印张: 15 字数: 278 千字

2013 年 5 月第 1 版 2013 年 5 月第 1 次印刷

ISBN 978-7-313-08248-0/O 定价: 68.00 元

版权所有 侵权必究

告读者: 如发现本书有印装质量问题请与印刷厂质量科联系
联系电话: 0573-86577317

丛书编委会

总主编

王之江(中国科学院院士)

副总主编

楼祺洪(中国科学院上海光机所研究员)

刘立人(中国科学院上海光机所研究员)

编委(以拼音为序)

陈良尧(复旦大学信息科学与工程学院教授)

陈险峰(上海交通大学物理系常务副系主任、光科学与工程研究中心主任、教授)

刘旭(浙江大学现代光学仪器国家重点实验室主任、教授)

饶瑞中(中国科学院安徽光机所副所长、研究员)

王清月(天津大学超快激光研究室教授)

徐剑秋(上海交通大学物理系教授)

翟宏琛(南开大学现代光学研究所教授)

赵葆常(中国科学院西安光机所研究员)

Ting-Chung Poon(美国 维珍尼亚理工州立大学电子与计算机工程系教授)

总 序

光学是物理学的一部分,是物理学的一个分支,是当前科学研究中最活跃的学科之一,光学的发展是人类认识客观世界的进程中一个重要的组成部分。光学从产生开始就具有强烈的应用性,并形成了光学工程这一独特技术领域,在人类改造客观世界的进程中发挥了重要作用。光学实验的结果曾经推动了近代相对论和量子论的发展。光学为多个学科提供了重要工具,如望远镜对于天文学与大地测量学;显微镜对生物医学与金相学;光谱仪对化学和材料科学。光学的发展还为生产技术提供了许多重要的观察和测量工具。

从爱因斯坦辐射理论可以预见到激光存在。20 世纪中叶,激光问世对光学及相关科学和技术影响很大。激光的本质是受激辐射形成的高亮度、高功率密度,从而派生出种种前所未有的非线性物理现象;形成非线性光学、激光光谱学等新学科分支;开拓了远紫外到太赫兹等新辐射波段;提供了超快过程研究的工具。激光作为新光源已应用于多种科研领域,并很快被运用到材料加工、精密测量、信号传感、生物医学、农业等极为广泛的技术领域。产生了光通讯、光盘等新产业。此外,激光还为同位素分离、受控核聚变以及军事上的应用,展现了光辉的前景。成为现代物理学和现代科学技术前沿的重要组成部分。

信息科学原先以电子学为基础,如电报、电话、雷达等领域。现代科技的发展使图像信息日益重要,光信息的获取、传输、存储、处理、接收、显示等技术在近代都有非常大的进步。光信息科学已是信息科学的重要组成部分。

总之,现代光学和其他学科和技术的结合,在人们的生产和生活中发挥着日益重大的作用和影响,成为人们认识自然、改造自然以及提高劳动生产率的越来越强有力的武器。学术的力量是科技进步的基础,上海交通大学出版社在这个时候策划出版一套“光科学与应用”系列丛书,是一件非常合乎时宜的事情。将许多专家、学者广博的学识见解和丰富的实践经验总结继承下来,对促进我国光学事业的发展具有十分重要的现实意义。

本套丛书的内容涵盖光学领域先进的理论方法和科研成果。图书类别主要以专著、教材为主。旨在从系统性、完整性、实用性和技术前瞻性角度出发,把理论知识与实践经验结合起来,更好地促进光学领域的学术交流与合作、让更多的学者了解该领域的科研成果和研究趋势,为促进我国光学领域科研成果的转化,加速光学技术的发展提供参考和支持。

可以说,本套丛书承担着记载与弘扬科技成就、积累和传播科技知识的使命,凝结了众多国内外光学专家、学者的智慧和成果。期望这套丛书能有益于光学专业人才的培养、有益于光学事业的进一步发展。同时能为祖国吸引更多的愿投身于光学事业的仁人志士。

王之江

前 言

光学涡旋以其本身固有的奇异特性及其在诸如光学微操控技术和信息传递领域等方面的潜在应用价值引起了学术界的高度关注。光学涡旋研究已成为一个飞速发展的光学前沿热点。而光学涡旋的传播动力学特性,特别是在大气湍流中的传播特性,是这个热点的一个重要方面。

光学涡旋在大气湍流中的传播特性的研究工作面临一系列困难,除光学涡旋及其传播动力学本身外,还涉及大气湍流和随机介质中的波传播这两个学术界公认的科学难题。有志于从事这方面研究的学者既缺乏可供参考的专门著作,也面临从大量学术论文中选择合适的文献进行重点研读的问题。有鉴于此,我们从一些权威光学刊物中选择一些重要学术文献进行系统的编译,以期对相关研究领域的学者提供一本入门参考书。

全书包括绪论和 5 章正文。绪论部分是本书大部分内容的基本框架。第 1 章“光学涡旋”概述了光学涡旋的基本特性及其探测方法。第 2 章“大气湍流及光传播理论”主要介绍了大气湍流的基本特性以及光波在大气湍流中传播的基本结果。第 3 章“光学涡旋的传播动力学”阐述光学涡旋在非随机介质中的传播特性。第 4 章“光学涡旋在湍流大气中的传播”主要讨论大气湍流中光学涡旋的传播特性。第 5 章以光学涡旋对光学相位校正(自适应光学)技术的影响为例分析光学涡旋对实际光电工程的影响。

本书绪论、2.1 节、2.4 节、4.2 节内容取材于作者多年取得的科研成果,其余部分取自英文学术期刊。内容选择和编排由饶瑞中负责。第 1 章、第 3 章、4.1 节、4.3 节和 5.2 节由王海燕编译;第 2 章、4.2 节和 5.1 节由饶瑞中负责编译和撰写。由于选题的前沿性,论文中有一些术语尚无通用的中文词汇,编译不妥之处在所难免,敬请读者朋友原谅并批评指正,在此表示感谢。

目 录

绪论 大气中的光学涡旋及其传播	1
第 1 章 光学涡旋	16
1.1 线性光学涡旋	16
1.2 相位函数中的削线	23
1.3 光学涡旋光束的相位与干涉特性	46
1.4 相位歧点探测理论与实现	54
1.5 利用 Shack-Hartmann 波前传感器探测光学涡旋	62
第 2 章 大气湍流及光传播理论	77
2.1 大气湍流强度的描述和测量	77
2.2 湍流大气光传播效应启发式分析	81
2.3 等效湍流谱闪烁理论	90
2.4 湍流大气中光波的闪烁指数	112
第 3 章 光学涡旋的传播动力学	122
3.1 光学涡旋的传播动力学	122
3.2 非各向同性光学涡旋的传播动力学	142
第 4 章 光学涡旋在湍流大气中的传播	158
4.1 湍流引起的相位位错密度	158
4.2 大气湍流光传播相位奇性和分形结构的统计特征	176
4.3 涡旋光束在大气湍流中的传播及其拓扑荷守恒	191
第 5 章 光学涡旋对光电工程的影响	201
5.1 强闪烁条件下的大气补偿实验	201
5.2 歧点存在下的光学相位复原	215

绪论:大气中的光学涡旋及其传播

1 引言

当光波在非均匀介质中传播时,光场的相位便会发生改变。当相邻区域的相位差超出 2π 时,就出现了相位奇点。从垂直于光传播方向的平面来看,就是出现了相位不连续性。而沿着光传播方向来看,就是出现了相位的涡旋。光学涡旋由于和光子的轨道角动量相联系,从而具有在诸如光学微操控技术(包括光镊技术)等方面的潜在重要应用价值,又由于它不随传播而丧失本身携带的信息等固有特性,从而引起信息传递领域的关注。所以,对光学涡旋的研究已成为光学前沿问题的热点之一^[1~3]。

对在湍流大气中出现的相位不连续问题引起关注的原因在于它给光传播湍流效应的相位校正带来了新的困难,从而导致许多研究工作的开展。毋庸置疑,相位不连续性和湍流效应一样一般被认为是负面的东西。但同任何事物一样,它也必然在某些方面起正面的作用。

实际上,相位不连续性或光学涡旋问题不仅仅局限在大气中的光传播研究领域,它有着更广泛的应用。本书从光场的相位奇性出发,讨论一般光学涡旋的起源及其形态特征,利用数值模拟方法分析几种光学涡旋及其组合在均匀介质中和非均匀湍流介质中的传播特征。介绍光学涡旋几种可能应用的产生方法,并针对高能激光大气热晕问题,探讨利用光学涡旋的可能性。

2 光场的相位奇性

空间任意一点 ρ 的电磁场由振幅 A 和相位 S 表达的一般形式为:

$$E(\rho) = E_1(\rho) + iE_2(\rho) = A(\rho)\exp[iS(\rho)], \quad (1)$$

则相位的主值:

$$S(\rho) = \arctan(E_2(\rho)/E_1(\rho)) \quad (2)$$

位于 $(-\pi, \pi)$ 。由于 $E(\rho)$ 是时空位置的平滑单值函数,因此沿着一个回路 C , 相位 S 的改变只能是 $2m\pi$ (m 是整数)。如果 m 不为零,让回路 C 收缩到一个非常小的区域而使 m 不变,那么相位 S 的变化率将趋于无穷大,因而回路 C 包围了一个奇

点。场 E 的平滑性使得相位的奇点只能出现在 $E(\rho)=0$ 的位置, 此处相位 S 具有不确定的值。因此, 二维平面内的相位奇性是一个点, 而在三维空间中则是一条线^[4]。如果二维平面内的光场具有相位奇性, 当它和均匀光场进行干涉时, 相位奇点处的干涉条纹就会出现分岔现象。

在已知光场分布的情况下, 可以简单地获得光强、相位分布。相位奇性在一般光学系统中是常见的现象, 出现在各种衍射和散射问题中。图 1 是半无穷大平面衍射的光强分布和等相位线分布图^[5]。显而易见, 在光强为零的地方出现了相位奇点。

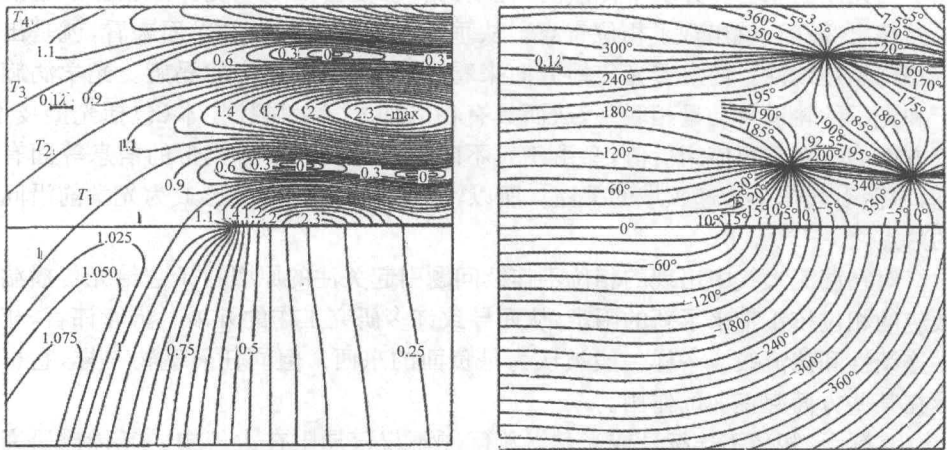


图 1 半无穷大平面衍射的光强等值线分布和等相位线分布^[5]

尽管如此, 但只到 1974 年 Nye 和 Berry 发现了海水声波相位的奇点后^[6], 相位奇性问题才引起人们的广泛关注。实际上, 相位奇点并不仅仅是数学或物理上的理论现象, 它也表现在现实世界中, 图 2 就是一张大漠沙浪的照片, 简直就是一幅绝妙的有相位奇点的干涉条纹图^[7]。

由于相位奇点处的干涉条纹会出现分岔, 故相位奇点一般被称作相位歧点 (branch point)。在相位歧点存在的情况下, 为了获得最简单的单值相位分布, 可将相邻的异性歧点连接起来 (连线称作削线 branch cut), 在削线的两侧相位出现跃变^[8]。

3 光学涡旋

相位代表了光波的局域传播方向, 光波的等相位面 (波前) 的法线方向与光波的能流方向一致。显而易见, 在光强为零的相位奇点处能流成为涡旋。图 3 是半

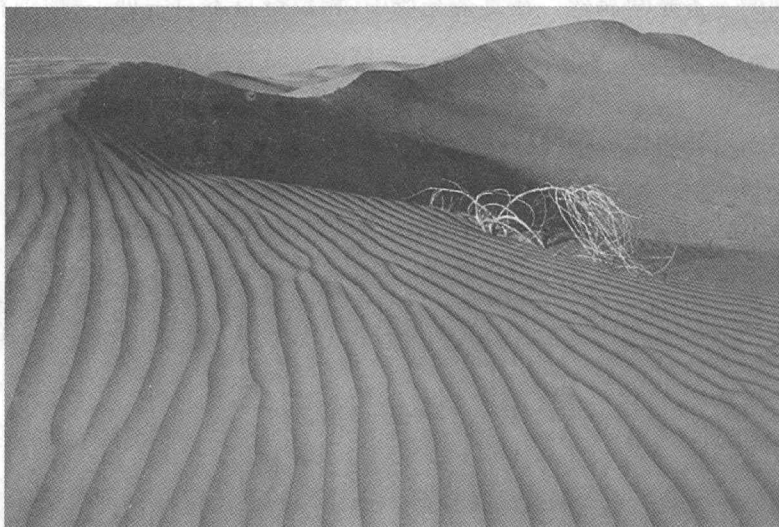


图 2 大漠沙浪

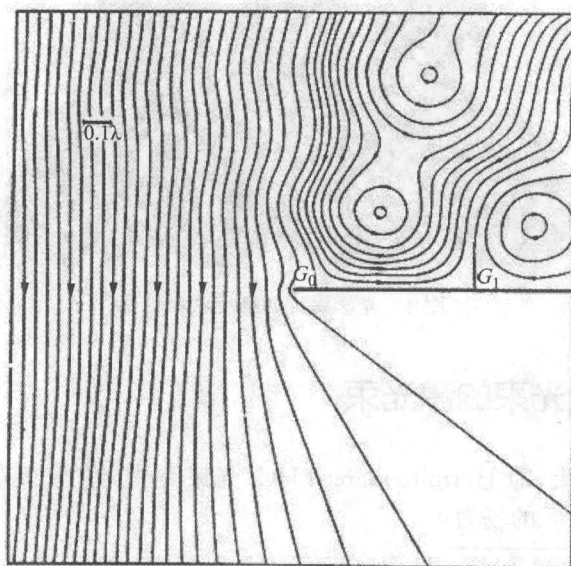


图 3 半无穷大平面衍射的能量方向^[5]

无穷大平面衍射的能流方向分布图^[5]。因此,二维平面内的一个相位奇点对应于三维空间的一条光学涡丝。在复杂光场中,相位奇点不只一处,一般通称为光学涡旋。

由式(1)在一个背景场 $E_b(r, \theta, z)$ 的 r_0 位置上存在一个特征尺度为 ω_v 的光学涡旋的光场可以在柱坐标系下表示为:

$$E(r, \theta, z) = E_b(r, \theta, z)V(r, r_0, \theta, z) \quad (3)$$

其中涡旋函数为:

$$V(r, r_0, \theta, z) = A(r, r_0, z)e^{im\theta} \quad (4)$$

一个光学涡旋的振幅轮廓函数可以有多种形式。两种典型的振幅函数分别为光学涡旋孤子对应的双曲正切涡旋和圆柱波导中产生的径向涡旋,它们的表达形式分别为^[9]:

$$V(r) = \tanh(r/\omega_v)e^{im\theta} \quad (5)$$

$$V(r) = (r/\omega_v)^{|m|}e^{im\theta} \quad (6)$$

式中,整数 m 代表了光学涡旋的拓扑荷。拓扑荷的正负符号分别对应于相位螺旋面沿传播方向右旋或左旋。图 4 是一个光学涡旋的螺旋状相位面的示意图。

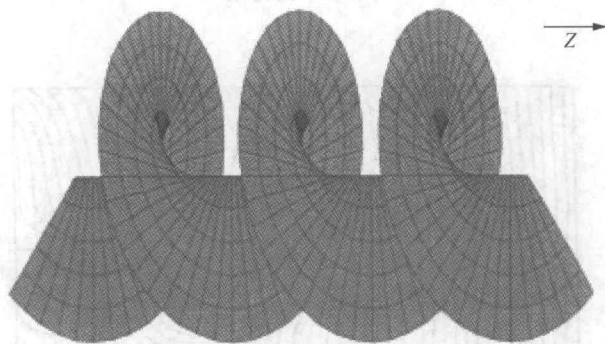


图 4 光学涡旋的螺旋状相位面

4 作为涡旋光束的激光束

高阶高斯光束,即 Hermite-Gauss(HG)光束是激光的稳定输出模式^[10,11],略去传播因子 $e^{i(kz-\omega t)}$ 的场为:

$$E_{mn}(x, y) = \sqrt{\frac{2}{\pi n! n! 2^{m+n}}} \frac{1}{\omega} e^{-(x^2+y^2)/\omega^2} e^{-ik(x^2+y^2)/2R} e^{-i(m+n+1)\theta} H_m(\sqrt{2}x/\omega) H_n(\sqrt{2}y/\omega) \quad (7)$$

式中, ω, R 和 θ 是光束的形状参量, H_m 是 m 阶 Hermite 多项式。HG 光束经一定

的光学变换后可以得到 Laguerre-Gauss(LG)光束,它是一种最常见的涡旋光束,略去传播因子 $e^{i(kz-\omega t)}$ 的场为:

$$E_{mn}(\rho, \varphi) = \sqrt{\frac{2}{\pi m! n!}} \frac{p!}{\omega} e^{-\rho^2/\omega^2} e^{ik\rho^2/2R} e^{-i(m+n+1)\theta} \left(\frac{\sqrt{2}\rho}{\omega} e^{i\varphi} \right)^l L_p^l \left(\frac{2\rho^2}{\omega^2} \right) \quad (8)$$

式中, $p = \min(m, n)$, $l = |m - n|$, L_p^l 是连带 Laguerre 多项式。

对于不同的阶次,该光束具有不同的拓扑荷。实验测得的几种低阶次的 Hermite-Gauss 光束(第 1 列)、Laguerre-Gauss 光束(第 2 列)的光强、Laguerre-Gauss 与平面波的干涉图(第 3 列)以及 Laguerre-Gauss 与异荷 Laguerre-Gauss 的干涉图(第 4 列)如图 5 所示^[11],图中 $N = m + n$ 。

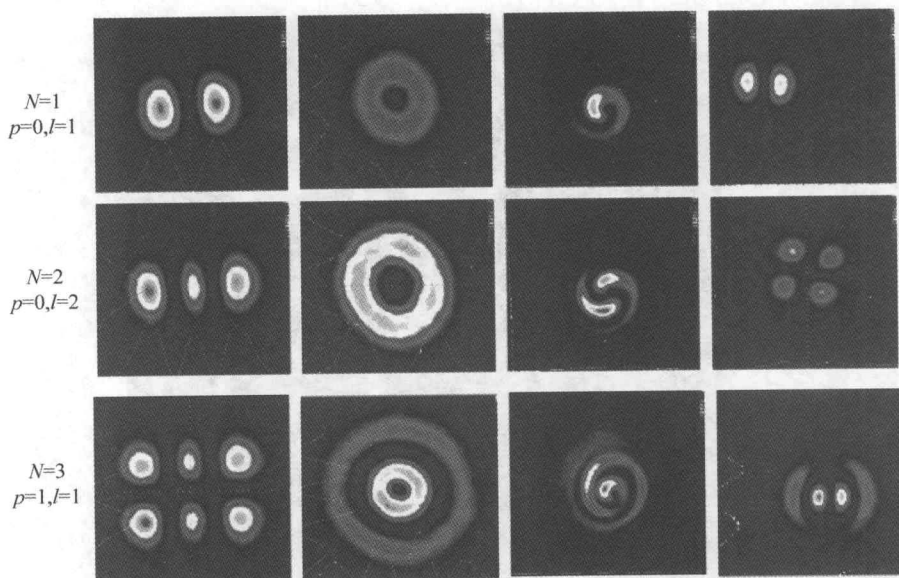


图 5 Hermite-Gauss(第 1 列)、Laguerre-Gauss 光束(第 2 列)的光强、LG 与平面波的干涉图(第 3 列)以及 LG 与异荷 LG 的干涉图(第 4 列)^[11]

5 光学涡旋在均匀介质中的传播

光学涡旋的动力学行为研究结果表明:如果波前上只有一个单独的光学涡旋,那么它沿着光的传播方向传播;两个以上的光学涡旋在传播上会相互影响,同荷的一对光学涡旋将围绕对方旋转,其共同的质心沿着光的传播方向传播;异荷的一对光学涡旋将不围绕对方旋转,其共同的质心将偏离光的传播方向;如果传播光的波前汇聚或与其他波前干涉,光学涡旋将成对(异荷)地产生或湮灭^[9,12]。

在目前进行的光学涡旋传播动力学的研究中,大都以背景场为高斯光束的光学涡旋为例进行。Mansuripur 和 Wright 对光腰半径为 ω_0 的高斯光束内嵌的单个和成对的光学涡旋的传播进行了模拟计算^[13]。他们所采用的单个和多个涡旋的光场为:

$$E(x, y, z = 0) = E_0 \left\{ \prod_{n=1}^N [(x - x_n) + i \text{sign}(m)(y - y_n)]^{|m|} \right\} \exp[-(x^2 + y^2)^2 / \omega_0] \quad (9)$$

他们模拟的一阶光学涡旋、同荷光学涡旋对和异荷的光学涡旋对在均匀介质中传播的光强和相位分布如图 6~图 8 所示^[13]。

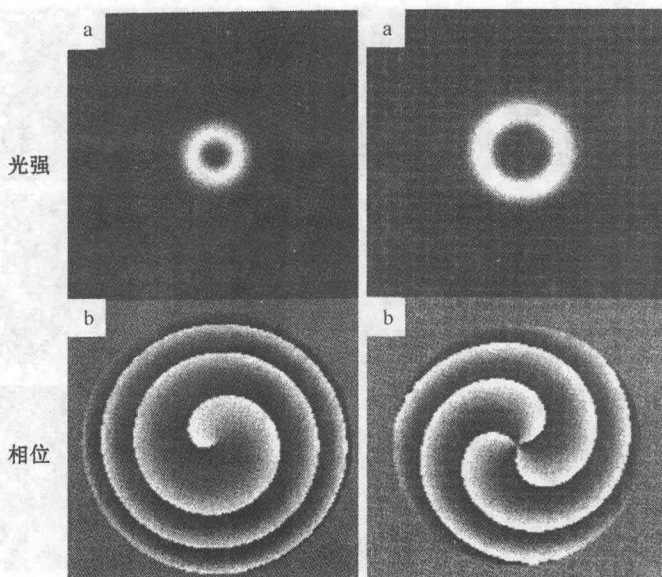
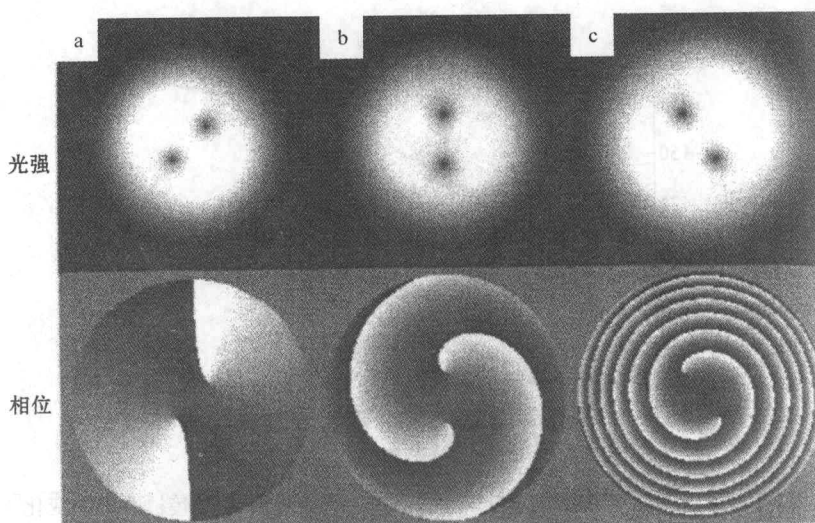
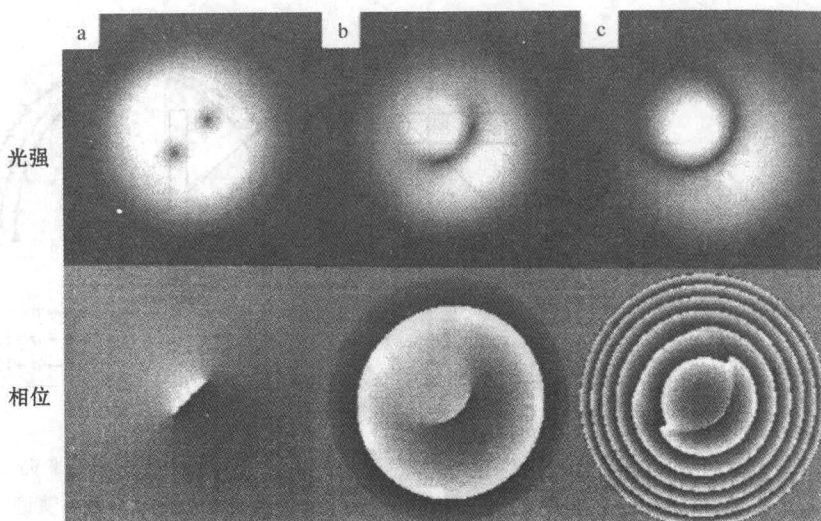


图 6 一阶和三阶光学涡旋的传播^[13]

Rozas 等人详细研究了单个光学涡旋、同荷光学涡旋对和异荷光学涡旋对在均匀介质中传播时的动力学特征^[9]。他们发现:在线性和非线性介质中,光学涡旋具有和流体动力学涡旋相似的传播动力学特征。具有定域特征的光学涡旋对(如双曲正切光学涡旋)围绕对方旋转的速度比非定域光学涡旋对(如径向光学涡旋)大几个量级。在线性介质中,光学涡旋将由于衍射而变为非定域性;而在自聚焦非线性介质中,光学涡旋可以以孤子的形式传播,从而达到非常大的旋转角。

图 9 为一个正切涡旋对在线性和非线性介质中传播的旋转角随传播距离的变化。

Kim 等人进一步研究了具有非各向同性相位轮廓的光学涡旋的传播动力学特


 图 7 同荷一阶光学涡旋对的传播^[13]

 图 8 异荷一阶光学涡旋对的传播^[13]

征^[14]。一阶非各向同性相位轮廓的光学涡旋的光场可以表示为:

$$E(x, y, z = 0) = E_0(x + i\sigma y) \quad (10)$$

式中, σ 为非各向同性系数。图 10 和图 11 分别显示了几个非各向同性系数的双曲正切涡旋对在线性和非线性介质中的传播轨迹。

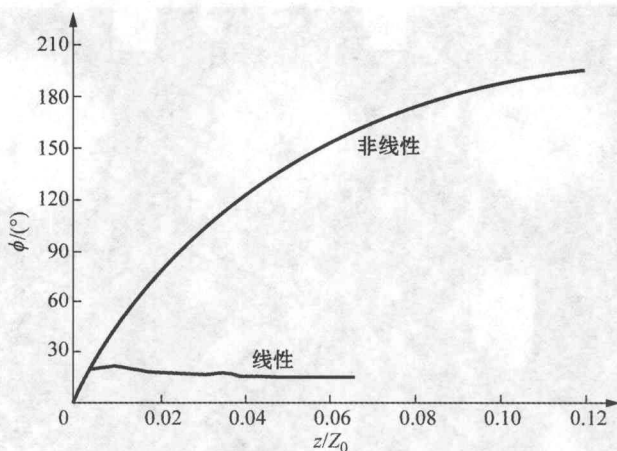


图9 一个正切涡旋对在线性和非线性介质中传播的旋转角随传播距离的变化^[9]

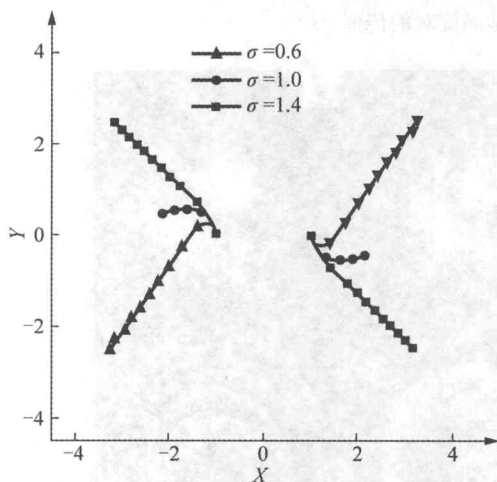


图10 几个非各向同性系数的双曲正切涡旋对在线性介质中的传播轨迹^[14]

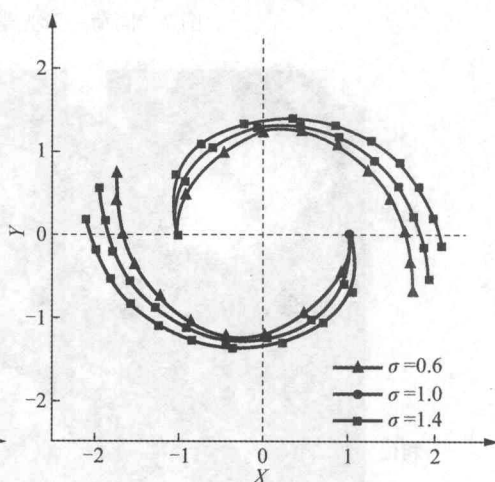


图11 几个非各向同性系数的双曲正切涡旋对在非线性质中的传播轨迹^[14]

6 光学涡旋在湍流大气中的传播

在湍流大气等非均匀介质中,光学涡旋附近的光场(振幅和相位)都受到影响,表现出随机起伏的特征。表征起伏强度的物理量是 Rytov 指数,它在弱起伏条件下对应于光强的起伏方差^[7]。其定义为:

$$\beta_0^2(L) = 1.23C_n^2 k^{7/6} L^{11/6} \quad (11)$$

式中, k 为光的波数, L 为传播距离, C_n^2 为折射率结构常数, 通常用来描述光学湍流的起伏强度。传播的光学条件一般由 Fresnel 尺度决定:

$$l_{\text{Fr}}(L) = \sqrt{\lambda L} \quad (12)$$

数值模拟显示, 光学涡旋在湍流大气中传播时, 从弱起伏到中等强度的起伏, 光学涡旋的特点未被抹杀, 一直得以保存下来。Rytov 指数分别为 0.588 和 5.88 时一个一阶光学涡旋在湍流大气中传播时的光强和相位分布如图 12 和 13 所示。

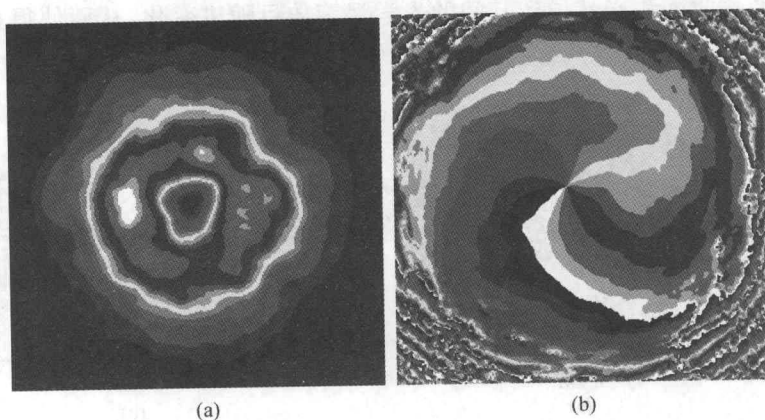


图 12 一阶光学涡旋在湍流大气中的传播($\beta_0^2=0.588$)
(a) 光强; (b) 相位

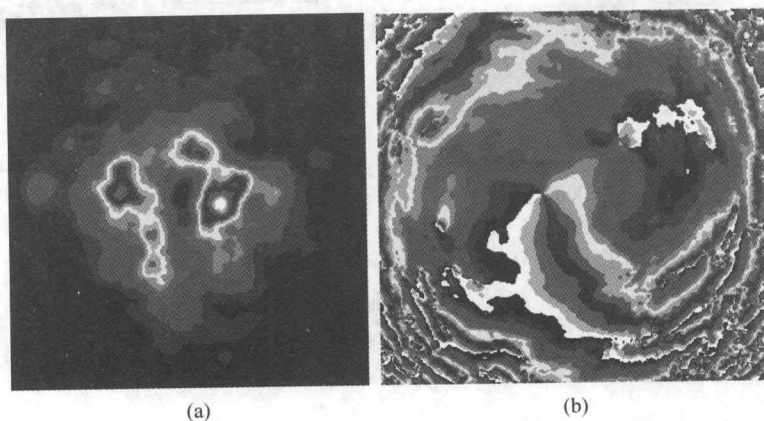


图 13 一阶光学涡旋在湍流大气中的传播($\beta_0^2=5.88$)
(a) 光强; (b) 相位