

Ince-Gaussian 模式激光的研究进展

张明明 白胜闯 董俊

厦门大学信息科学与技术学院电子工程系, 福建 厦门 361005

摘要 Ince-Gaussian 模式是继 Hermite-Gaussian 和 Laguerre-Gaussian 模式之后的第 3 类近轴波动方程的完整解系, 其横模图形多样, 且螺旋 Ince-Gaussian 模式存在分离的涡旋结构并携带轨道角动量, 这些特点使其在微粒操控、生物医学、光学通信等领域有广阔的应用前景, 因而受到广泛的关注。基于此, 阐述了 Ince-Gaussian 模式的理论基础, 详细介绍了其产生的方法及相应的优缺点, 指出今后实现高效 Ince-Gaussian 模式激光输出的研究方向。

关键词 激光光学; Ince-Gaussian; 模式; 涡旋

中图分类号 O436 **文献标识码** A

doi: 10.3788/LOP53.020002

Advances in Ince-Gaussian Modes Laser

Zhang Mingming Bai Shengchuang Dong Jun

*Department of Electronic Engineering, School of Information Science and Technology, Xiamen University,
Xiamen, Fujian 361005, China*

Abstract Ince-Gaussian modes are the third complete family of exact and orthogonal solutions of the paraxial wave equation following the Hermite-Gaussian and Laguerre-Gaussian modes. Its transverse mode pattern is diversiform, and the helical Ince-Gaussian modes exist separate spiral vortex structures and carry orbital angular momentum, which makes Ince-Gaussian modes have broad prospects in the fields of particle manipulation, biomedical, optical communications and so on, and have attracted a great deal of interests. The theory of Ince-Gaussian beam is presented in the paper, the methods of generation of Ince-Gaussian mode laser are addressed, and the future development of high efficient Ince-Gaussian mode laser is discussed.

Key words laser optics; Ince-Gaussian; mode; vortex

OCIS codes 140.3295; 140.3410; 140.3580

1 引言

激光自问世以来, 因其优良的性能在通信、测距和激光点火等领域^[1-2]有着广泛的应用, 其模式的多样性也受到人们的广泛关注。众所周知, Hermite-Gaussian(HG)模式和 Laguerre-Gaussian(LG)模式分别是自由空间近轴波动方程(PWE)在直角坐标系和圆柱坐标系上的准确正交解。2004年, Bandres等^[3-4]推导出了 PWE 在椭圆坐标系下的准确正交解, 即 Ince-Gaussian(IG)模式, 其光场的横向分布利用因斯多项式来描述。IG 模式是 LG 模式和 HG 模式之间的连续过渡模式, 是一种自然存在于稳定谐振腔中的激光模式。

IG 模式在操纵微粒^[5]、制备涡旋光束^[6-9]等方面有着独特的应用前景。2011年, Woerdemann等^[5,10]利用 IG 光束实现了对微粒的操纵。虽然利用 LG 和 HG 模式光束也可以束缚微粒^[11-12], 但 IG 模式因其光场横向分布更加丰富多样、模式种类更多(不仅包含奇模和偶模, 而且不同椭圆参数的 IG 模式光强分布也不相同), 在俘获微粒时更具优越性。IG 光束的另一个重要用途是制备涡旋光束或涡旋阵列。涡旋光束含有相位奇点, 并且具有螺旋形波前, 在光镊、捕捉和引导冷原子等方面^[13-14]有重要应用。此外由于涡旋光束具有空心结

收稿日期: 2015-07-15; 收到修改稿日期: 2015-10-20; 网络出版日期: 2015-12-28

基金项目: 国家自然科学基金(61475130, 61275143)、厦门大学基础创新科研基金(201312G008)

作者简介: 张明明(1988—), 男, 博士研究生, 主要从事固体激光器中模式输出方面的研究。

E-mail: mingmingzhang@aliyun.com

导师简介: 董俊(1970—), 男, 博士, 教授, 博士生导师, 主要从事固体激光技术方面的研究。

E-mail: jdong@xmu.edu.cn(通信联系人)

构,中心暗斑会降低对生命物质的伤害,因此在生物医学方面^[15]具有独特优势。2007年,Chu等^[6]设计了1个可以通过控制IG模式来产生涡旋光束的三透镜结构,翌年又利用相同的装置实现了多重涡旋光束的产生^[16]。2008年,Ohtomo等^[17]通过控制HG和IG光束实现了涡旋光束的输出,同年,Chu等^[18-20]利用IG模式产生了涡旋阵列,理论上利用2个相互垂直且相位差为 $\pi/2$ 的IG光场叠加可以形成如棋盘一样的暗纹分布,即涡旋阵列。

近年来,IG模式因独特性质和潜在的应用前景而成为研究热点,研究人员对IG模式在二次折射率介质^[21-23]、热透镜^[24]、强非局域非线性介质^[25-30]、单轴晶体^[31]和大气湍流^[32]等条件下的传输特性进行了详细的研究。其中,在强非局域非线性介质传输过程中^[25,28]可以得到IG光孤子和呼吸子,因此IG光束的产生就成为当前激光模式研究领域的一个重要课题。本文围绕IG模式的基本概念、基本理论及其产生方法的研究进展作一综述。

2 IG模式激光的基本理论

对于一个沿 z 方向传输的近轴场记做 $U = \Psi(\xi, \eta, z)\exp(ikz)$,其中 (ξ, η) 是横截面的坐标, Ψ 是一个缓慢变化的复包络,满足近轴波动方程

$$\left(\nabla_i^2 + 2ik\frac{\partial}{\partial z}\right)\Psi(r) = 0, \quad (1)$$

式中 ∇_i^2 是横向拉普拉斯算子, r 是位置矢量, k 是波数。PWE的最低阶解析解是基本的高斯模式:

$$\Psi_G(r) = \frac{\omega_0}{\omega(z)} \exp\left[\frac{-r^2}{\omega^2(z)} + i\frac{kr^2}{2R(z)} - i\psi_{GS}(z)\right], \quad (2)$$

式中, r 为半径, ω_0 为束腰半径, $\psi_{GS}(z) = \arctan(z/z_R)$ 为Gouy相移, $\omega(z) = \omega_0\sqrt{1+z^2/z_R^2}$ 是激光在 z 处的截面宽度, $R(z) = z + z_R^2/z$ 为光波前的曲率半径,其中 $z_R = k\omega_0^2/2$ 为瑞利长度。

为获得PWE在椭圆坐标系下的解析解,首先假设一束沿着 z 轴方向传播的光束,其光场表示为

$$E_{ic}(r) = E(\xi)N(\eta)\exp[iZ(z)]\Psi_G(r), \quad (3)$$

式中 E, N, Z 为实数方程。

在横截面 z 平面定义椭圆坐标: $x = f(z)\cosh\xi \cos\eta$, $y = f(z)\sinh\xi \sin\eta$,其中 $\xi \in [0, \infty)$ 、 $\eta \in [0, 2\pi)$ 分别是径向和角向椭圆变量,并且 ξ 的等值线为共焦的椭圆, η 的等值线为共焦的双曲线。椭圆半焦距 $f(z) = f_0\omega(z)/\omega_0$, f_0 是 $z=0$ 平面处的半焦距。

将(3)式代入(1)式并分离变量,由于 $\Psi_G(r)$ 自身满足PWE,可以得到3个常微分方程

$$\frac{d^2 E}{d\xi^2} - \varepsilon \sinh 2\xi \frac{dE}{d\xi} - (a - p\varepsilon \cosh 2\xi)E = 0, \quad (4)$$

$$\frac{d^2 N}{d\eta^2} + \varepsilon \sin 2\eta \frac{dN}{d\eta} + (a - p\varepsilon \cos 2\eta)N = 0, \quad (5)$$

$$-\left(\frac{z^2 + z_R^2}{z_R}\right)\frac{dZ}{dz} = p, \quad (6)$$

式中 p, a 为分离的常量,椭圆参数 $\varepsilon = 2f_0^2/\omega_0^2$ 表示椭圆率的变化程度。从(6)式可以得到 $Z(z) = -p \arctan(z/z_R)$ 。(4)式和(5)式都是因斯方程,需要注意的是通过改写 η 为 $i\xi$, (5)式可以转变为(4)式,反之亦然。(5)式的解被称为带有阶数 p 和级数 m 的偶次和奇次因斯多项式,分别表示为 $C_p^m(\eta, \varepsilon)$ 和 $S_p^m(\eta, \varepsilon)$,其中对于偶函数 $0 \leq m \leq p$,对于奇函数 $1 \leq m \leq p$,且 p 和 m 始终具有相同的奇偶性,即 $(-1)^{p-m} = 1$ 。

利用级数解,可以得到在椭圆坐标下的2组独立波动方程解^[3-4],分别为

$$IG_{p,m}^e(r, \varepsilon) = \frac{C\omega_0}{\omega(z)} C_p^m(i\xi, \varepsilon) C_p^m(\eta, \varepsilon) \exp\left[\frac{-r^2}{\omega^2(z)}\right] \times \exp\left\{i\left[kz + \frac{kr^2}{2R(z)} - (p+1)\psi_{GS}(z)\right]\right\}, \quad (7)$$

$$IG_{p,m}^o(r, \varepsilon) = \frac{S\omega_0}{\omega(z)} S_p^m(i\xi, \varepsilon) S_p^m(\eta, \varepsilon) \exp\left[\frac{-r^2}{\omega^2(z)}\right] \times \exp\left\{i\left[kz + \frac{kr^2}{2R(z)} - (p+1)\psi_{GS}(z)\right]\right\}, \quad (8)$$

式中 C 和 S 为归一化常数, 上标 e 和 o 分别表示偶模和奇模。由于 $C_0^0(\eta, \varepsilon) = 1$, 带有阶次 ($p=0, m=0$) 的 IG 模式是最简单的高斯模式。图 1 给出了部分 IG 模式的横向光强和相位分布情况, 其中相位分布图的黑色和白色分别对应相位值 0 和 π ^[4]。图 1 中的数字分别对应 p 和 m , 可以发现, 偶模 IG 模式图案会存在如下 2 个特点: m 对应双曲节线数, $(p-m)/2$ 对应椭圆节线数。

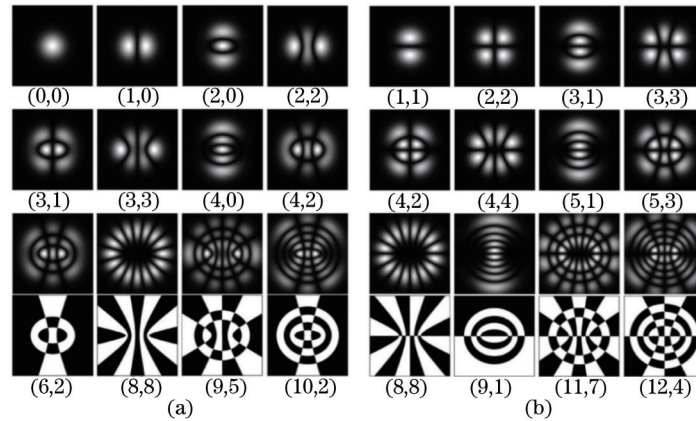


图 1 几种低阶的 IG 模式的横向分布。(a) 偶模; (b) 奇模, $\varepsilon = 2$

Fig.1 Transverse field distributions of several low-order IG modes. (a) even; (b) odd, $\varepsilon = 2$

HG、LG 和 IG 模式是紧密联系的, 其中 HG 模式和 LG 模式可以看作是 IG 模式的特殊形式。当椭圆率参数 $\varepsilon \rightarrow 0$ 时, $IG_{p,m}^{e,o}$ 模式转变为 $LG_{n,l}^{e,o}$ 模式, 且 $m=l$, $p=2n+l$; 当椭圆率参数 $\varepsilon \rightarrow \infty$ 时, $IG_{p,m}^{e,o}$ 模式转变为一个 HG_{n_x, n_y} 模式, 对于偶模 IG 模式: $n_x = m$, $n_y = p-m$, 而对于奇模 IG 模式: $n_x = m-1$, $n_y = p-m+1$ 。此外, 这 3 类模式的任何一类都可以表示为另外一类模式的叠加形式, 即 $IGM \leftrightarrow HGM \leftrightarrow LGM$ 之间可以互相展开。如图 2^[3]所示, $IG_{5,3}^e$ 在 $\varepsilon \rightarrow 0$ 时, 模式过渡到 $LG_{1,3}^e$, 在 $\varepsilon \rightarrow \infty$ 时, 模式过渡到 $HG_{3,2}$, 并且 $IG_{5,3}^e$ 可以用 LG 模式展开为 $IG_{5,3}^e = 0.79LG_{0,5}^e - 0.35LG_{1,3}^e - 0.5LG_{2,1}^e$ 。

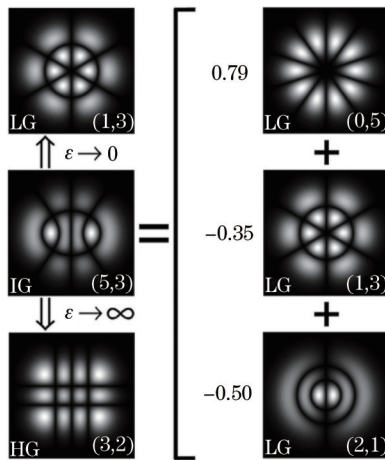


图 2 IG 模式与 LG 和 HG 模式之间的联系

Fig.2 Relationship of IG modes with LG and HG modes

可以通过线性组合偶模和奇模 IG 模式得到螺旋 IG 模式(HIG)^[4,33-34], 其数学表达式为

$$HIG_{p,m}^{\pm} = IG_{p,m}^e(\xi, \eta, \varepsilon) \pm iIG_{p,m}^o(\xi, \eta, \varepsilon), \quad (9)$$

式中 \pm 表示旋转方向。HIG 模式存在 $N = [1 + (p-m)/2]$ 个椭圆环和 m 个分离的内在涡旋。对于一个给定的 HIG 模式, 相位奇点 $x_j = f \cos \eta_j$ 主要分布在内焦线 ($\xi = 0$) 上, 其中 $j = 1, \dots, m$; η_j 是因斯多项式 $C_p^m(\eta, \varepsilon)$ 在区间 $(0, \pi)$ 上的零点。HIG 光束在构造椭圆光学镊子和原子陷阱、以及研究微粒或原子的角动量转移方面有广阔的应用前景, 因此得到了研究人员的高度重视。

图 3^[35] 给出了偶模 IG 模式和奇模 IG 模式通过线性叠加得到的 HIG 模式。图 3 第 1 行为光强分布情况, 第 2 行为其对应的相位分布情况, 相位图中的颜色由黑到白表示相位从 $-\pi$ 到 π , 模式下标 (4,4,2) 分别表示

(p, m, ε) 。从图3可以看出, $\text{HIG}_{4,4,2}^+$ 拥有4个分离的涡旋结构, 每个涡旋的拓扑荷为1, 总拓扑荷为4。

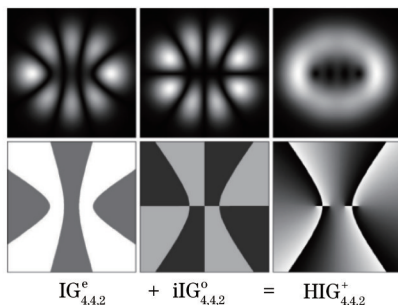


图3 偶模和奇模IG模式构成HIG模式

Fig.3 Formation of HIG modes from even and odd IG modes

HIG模式具有涡旋结构并且携带轨道角动量, 而轨道角动量对于操控微粒、携带信息等方面具有重要价值, 因此具有重要的研究意义。此外产生椭圆空心光束^[34]的方法大概可以分为2种: 第一种, 利用圆形空心光束经像散系统变形得到像散椭圆空心光束, 如椭圆贝塞尔光束; 另一种是波动方程在椭圆坐标系下的本征模式, 如HIG光束。第二种方法相对于第一种方法产生的光束结构更加稳定。研究还发现, HIG模式的轨道角动量与椭圆参数也存在一定的关系^[36]。

利用相同的IG模式可以得到涡旋光束或涡旋阵列, 如图4(a)所示的 $\text{IG}_{3,1}^o$ 模式光束经过由透镜构成的模式转换器后得到图4(b)所示的涡旋光束^[17]。利用2个相互垂直且相位差为 $\pi/2$ 的IG光场叠加可以形成如棋盘一样分布的涡旋阵列^[18-20], 如图4(c)所示的 $\text{IG}_{7,7}^e$ 模式光束经过由道威棱镜构成的Mach-Zehnder干涉仪后得到图4(d)所示的涡旋阵列。

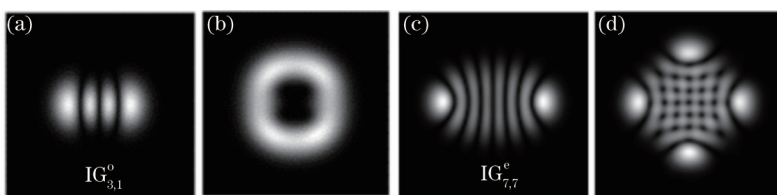


图4 由IG模式构成的涡旋光束和涡旋阵列光束

Fig.4 Formation of vortex beam and vortex array beam from IG modes

另外, Bandres等^[37-39]提出了复宗量IG模式, 证明其为继复宗量HG模式和复宗量LG模式之后的第3类近轴波动方程的准确解和双正交的复宗量解, 并将IG模式推广到广义IG模式。

3 IG模式激光光束的产生方法

产生IG模式的方法有很多种, 主要可以分为2大类: 1) 利用振幅和相位调制的方法获得, 通常利用液晶空间光调制器或数字微镜器件来实现, 这类方法主要是在谐振腔外产生IG模式; 2) 利用打破腔内对称性的方法直接产生, 可以细分为倾斜抽运、离轴抽运、增益控制和损耗控制等方法。

3.1 基于振幅和相位调制产生IG模式光束

振幅和相位调制主要是通过空间光调制器(SLM)来实现的, 早在2006年Bentley等^[33,35]就利用液晶显示器产生了IG光束和HIG光束。2011年, Woerdemann等^[5,10]采用液晶空间光调制器(LCSLM)获得了IG模式, 其实验装置如图5所示。实验中首先利用计算机将设计好的全息图加载到LCSLM上, 然后将激光器产生的高斯光束入射到LCSLM上, 反射的光可以得到预想的IG模式光束。根据不同的计算全息图可以得到不同的IG模式, 而且这些IG光束可以实现对粒子的控制, 如图6所示。

2013年南非的Ngcobo等^[40]设计了一种模式可控数字激光器, 装置结构如图7所示, 将LCSLM作为谐振腔的1个反射镜, 通过计算机对LCSLM进行操纵, 可以获得包括IG模式在内的各种所需模式, 如图8所示。

2015年, Ren等^[41]利用数字微镜器件(DMD)在腔外产生了IG光束。DMD也是一种SLM, 它是由许多微小的反射镜阵列组成。其实验原理和实验装置与利用LCSLM产生IG模式的方法类似, 也是通过振幅和相位调整得到对应的IG模式。利用计算机将预先设计好的全息图加载到DMD上, 进而通过对入射的激光束

进行空间光调制产生 IG 光束。

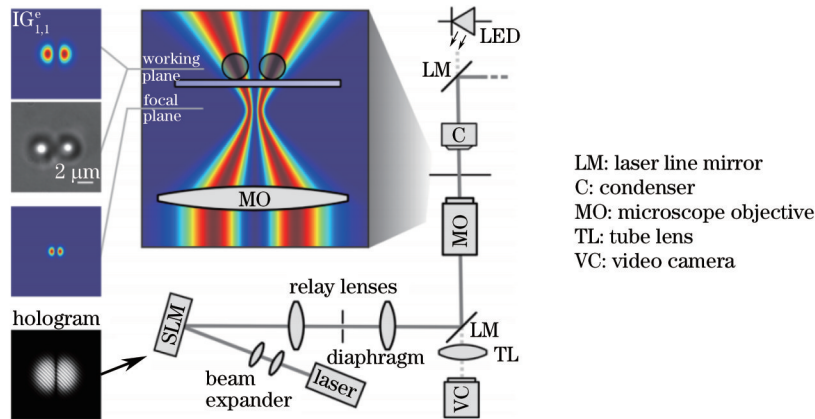


图5 基于 LCSLM 获得 IG 模式的实验装置和聚焦平面附近的结构示意图

Fig.5 Experimental setup of generating IG mode based on LCSLM and configuration in the vicinity of the focal plane

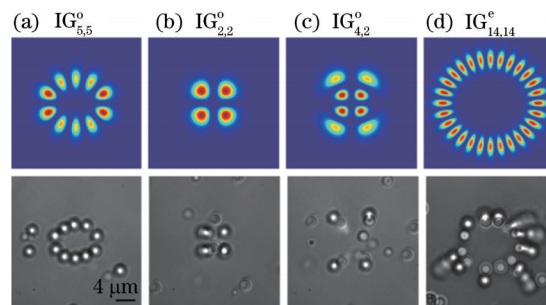


图6 微粒排列显微结构(底部)和对应的 IG 强度图样(顶部)

Fig.6 Optically assembled microstructures (bottom) and corresponding IG intensity pattern (top)

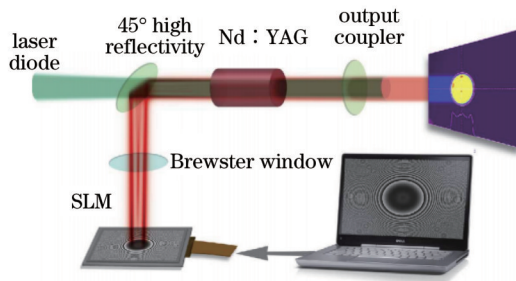


图7 数字激光器示意图

Fig.7 Schematic of the digital laser

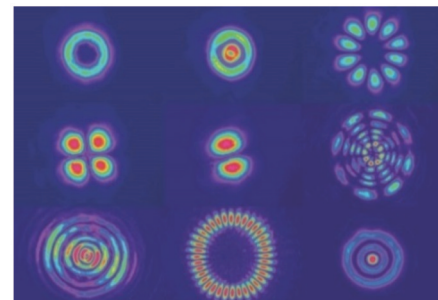


图8 数字激光器产生的高阶模式

Fig.8 Higher-order modes created with the digital laser

利用 SLM 产生 IG 光束的优点是模式实时可控,可以根据所需要的模式来设计全息图图样,并实时控制,输出模式稳定;缺点是液晶以及 DMD 中反射镜的损伤阈值较低,不能实现大功率的输出,产生光束的质量也受器件分辨率的影响。

3.2 打破腔的对称性产生 IG 模式光束

利用打破腔对称性的方法最早实现了 IG 模式的输出。打破腔的对称性有很多种方法,主要包括横向移动输出耦合镜、倾斜谐振腔、离轴抽运、添加不透明线条等。2004年, Schwarz 等^[42-43]首次在实验上从稳定谐振腔中直接产生 IG 模式,其方法是通过侧向移动输出耦合镜几十个微米,并通过在谐振腔中添加十字线的

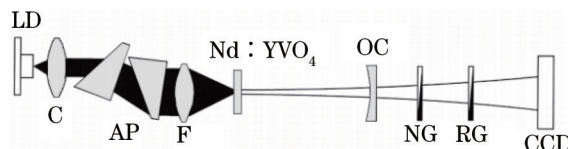


图9 腔内产生 IG 模式的实验装置图

Fig.9 Experimental arrangement for generation of IG modes in a laser cavity

方法打破谐振腔的对称性产生了不同的IG模式,实验装置如图9所示。实验采用808 nm的激光二极管(LD)抽运,图9中C为准直透镜,AP为变形棱镜组,用来降低抽运光束的像散,F为聚焦透镜,OC为输出耦合镜,NG和RG分别为非彩色和彩色玻璃滤光器。实验晶体采用厚度为1 mm、掺杂Nd离子的粒子数分数为2%的Nd:YVO₄晶体,采用平凹腔结构,出射波长为1064 nm。抽运功率为100~300 mW,产生低阶模式的输出功率为20 mW。该实验通过轻微破坏腔的对称性第1次实验验证了IG模式的存在,但输出功率很低,稳定性不强,通过电荷耦合元件(CCD)得到图像如图10所示。图中符号(#)、(<math>)</math>、(<math>)</math>、(<math>)</math>分别表示: $R_o=30$ cm, $L=29.5$ cm,未添加十字线; $R_o=30$ cm, $L=29.5$ cm,添加十字线; $R_o=30$ cm, $L=10$ cm,未添加十字线; $R_o=7.5$ cm, $L=6.8$ cm,未添加十字线。其中 R_o 表示OC的曲率半径, L 表示激光器腔长。

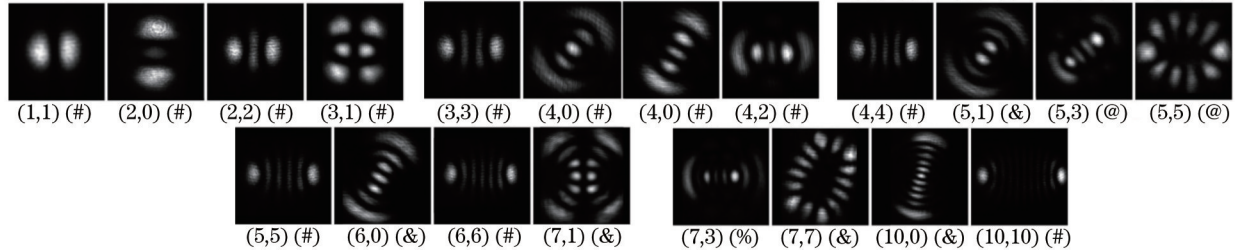


图10 CCD观测到的偶模IG模式

Fig.10 Beam intensity patterns of even IGMs measured with the CCD camera

2007年,Ohtomo等^[44-45]通过倾斜谐振腔的方法,分别利用LiNdP₄O₁₂(LNP)和Nd:GdVO₄晶体^[44]以及Nd:YAG陶瓷材料^[45]实现了微片固体激光器单频IG模式激光输出。实验装置图如图11所示。通过倾斜谐振腔来打破腔的对称性,实现IG模式的振荡。实验中, M_1 和 M_2 这2个透镜与激光晶体封装在一起,为了方便整体倾斜,其角度倾斜范围为 $0 < \theta < 30$ mrad。

对于LNP材料,实验采用厚度为1 mm的a平面LNP晶体作为增益介质,抽运阈值为140 mW,斜效率为8%。在已有倾斜角的情况下,输出的基模会随着抽运功率的增高而变成高阶模。实验中能够清晰地观察到高阶IG模式($p < 7$),但是由于晶体本身的缘故,随着抽运功率的增高,热效应会改变谐振腔的结构,输出模式会失真,并且不能使用很高的抽运功率,这些都会限制高阶模式在实际中的应用。此外输出功率低、效率不高也是不足之处。

而对于Nd:GdVO₄晶体,采用厚度为1 mm、a切割、掺杂离子Nd的粒子数分数为3%的晶体作为工作物质,抽运阈值为20 mW,斜效率为13%。Nd:GdVO₄的热传导系数大约是LNP的4倍,所以温度对Nd:GdVO₄晶体的影响要小于LNP,当增大抽运功率时,会得到更多的IG模式。

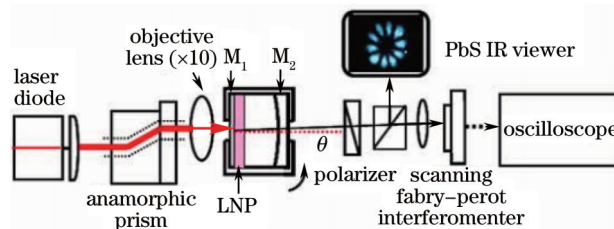


图11 倾斜谐振腔产生IG模式的实验装置图

Fig.11 Experimental setup for generation of IG modes by tilting the resonator

对于Nd:YAG陶瓷材料,采用厚度为1 mm、掺杂离子Nd的粒子数分数为1.2%的Nd:YAG陶瓷材料作为增益介质,其抽运功率阈值为40 mW,斜效率为6%。通过倾斜谐振腔的方法可以不用在腔内加入十字线,实验操作更为简单直接。

2013年Dong等^[46-47]在倾斜抽运下采用Cr,Nd:YAG双掺自调Q激光晶体在被动调Q微片激光器中直接产生了高效的纳秒量级的IG光束,实验原理如图12所示。

实验所用的Cr,Nd:YAG双掺晶体厚度为1.8 mm,该晶体中Nd离子的粒子数分数为1%和Cr离子粒子数分数为0.01%,利用808 nm的LD端面抽运,在吸收抽运功率为8.2 W时,平均输出功率超过2 W,对应的光-光转换效率为25%,同时产生了不同纳秒量级的IG模式,如图13所示,其最高峰值功率超过2 kW。该实

验采用的是平平腔的整体倾斜,相对之前的平凹腔,结构更为紧凑,谐振腔腔长大幅减小,对实现小型化IG模式输出具有重要意义。

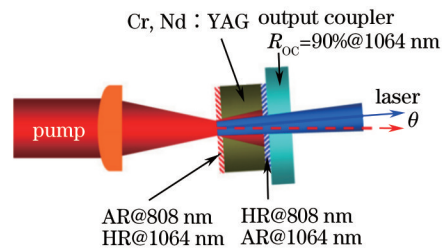


图12 LD抽运Cr,Nd:YAG自调Q微片激光器产生IG光束的示意图

Fig.12 Schematic diagram of the laser-diode pumped Cr,Nd:YAG self-Q-switched microchip laser for generation of IG beams

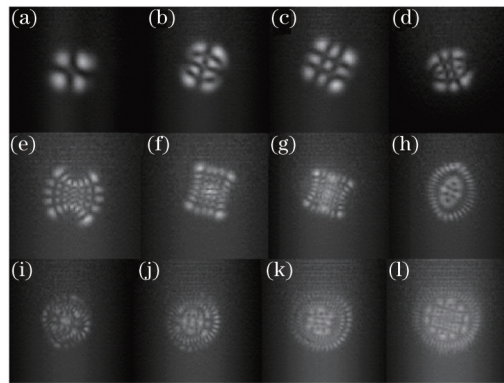


图13 不同吸收抽运功率下Cr,Nd:YAG自调Q微片激光器产生的IG光束横向强度分布。(a) 1.3 W; (b) 1.7 W; (c) 2.2 W; (d) 3.5 W; (e) 3.9 W; (f) 4.3 W; (g) 4.8 W; (h) 5.6 W; (i) 6.5 W; (j) 7.3 W; (k) 7.8 W; (l) 8.2 W

Fig.13 Various IG beam transverse intensity distributions observed in Cr,Nd:YAG self-Q-switched lasers under different absorbed pump power levels. (a) 1.3 W; (b) 1.7 W; (c) 2.2 W; (d) 3.5 W; (e) 3.9 W; (f) 4.3 W; (g) 4.8 W; (h) 5.6 W; (i) 6.5 W; (j) 7.3 W; (k) 7.8 W; (l) 8.2 W

增益控制和损耗控制的方法也是产生IG模式的一类重要方法,其中利用增益控制激励IG模式在腔内的振荡输出是2007年由Chu等^[48]提出的,其主要思想是利用离轴的光束抽运激光晶体,如图14所示。主要操作过程是根据所希望产生的IG光束在横截面上最亮的一块光斑的形状、尺寸和位置,来确定抽运光束照射到激光晶体上的形状、尺寸和位置,实现增益振荡,从而实现该IG模式的产生。这种方法理论上可以产生任何想得到的IG模式,但在实验上由于抽运光斑大小、形状和位置难以精确控制,细微的差别就可能导致相近的IG模式产生,从而难以准确实现所需要的IG模式输出。

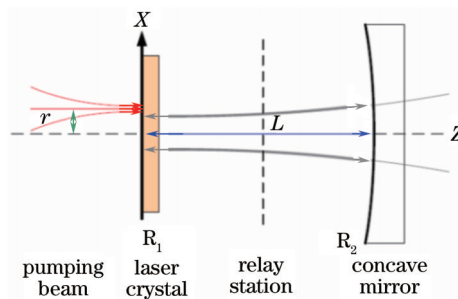


图14 离轴抽运示意图

Fig.14 Schematic diagram of off-axis pump

损耗控制的思想在2004年Schwarz等^[42]首次实现IG模式输出时就已采用,通过在谐振腔内添加十字线来实现。2014年,Lei等^[49]同样利用损耗控制的概念来实现IG模式在腔内的振荡,通过在平平腔内加入不透明的线条,从而增加激光在特定区域的损耗,使得只有特定IG模式的振荡不受影响,而别的模式振荡受到抑制。如图15所示,根据IG模式的横向结构来确定节线形状、位置和尺寸,最终设计出放入腔内的不透明线

段的形状。理论上通过这种方法可以得到所有的IG模式。该设计通过计算机仿真验证了其可行性。

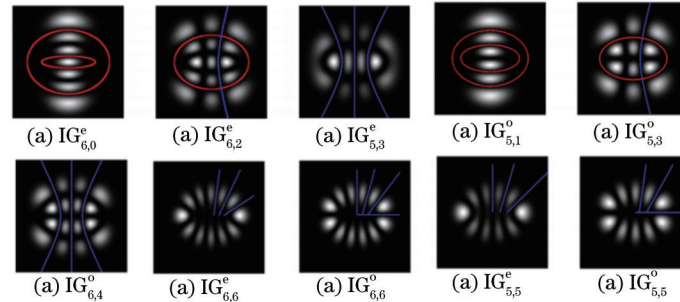


图15 谐振腔内的不透明线条。红线表示椭圆线,蓝线表示双曲线或直线

Fig.15 Opaque lines in a resonator. Red lines depict elliptic lines, and blue lines depict hyperbolic or straight lines

2015年, Han等^[50]通过移动圆孔和抽运光束的相对位置来实现对激光晶体上增益尺寸的调制,产生了亚纳秒级的IG光束。

图16描绘了平均输出功率随着入射抽运功率的变化情况,同时图中也展现了抽运光和小孔位置的变化情况。实验采用Nd:GdVO₄/Cr⁴⁺:YAG晶体,其中c切割的Nd:GdVO₄晶体厚度为0.4 mm、掺杂Nd离子的粒子数分数为2%, [111]方向的Cr⁴⁺:YAG晶体厚度为0.2 mm、初始透射率为89%。实验最终得到了脉宽500~600 ps的IG光束,重复频率变化范围为7~16 kHz。在入射抽运功率为0.16 W时, IG_{6,0}^o模式出现,此时光-光转换效率为6.9%;当入射抽运功率增加到2.37 W时,可以得到脉宽为568 ps、峰值功率为7.2 kW的IG模式。

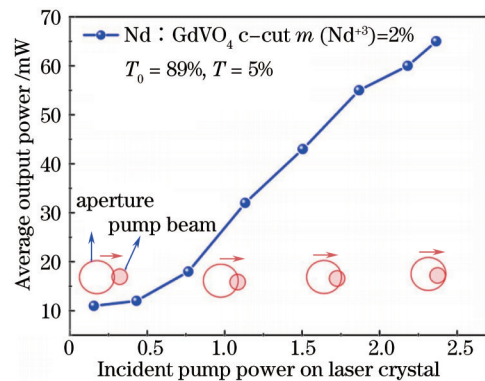


图16 平均输出功率随入射到Nd:GdVO₄晶体上抽运功率的变化曲线

Fig.16 Average output power versus incident pump power on the Nd:GdVO₄ microchip

表1列出了在固体激光器实验中直接产生IG模式的一些参数对比,通过比较可知,采用的固体激光材料基本都是掺Nd离子的晶体或陶瓷,这是由于掺Nd离子的材料相对于其他掺杂材料来说,阈值较低,比较容易得到高阶模式。

表1 在固体激光器中产生IG模式的参数对比

Table 1 Comparison of parameters of IG modes generation in solid-state lasers

Year	Laser material	Pump power /mW	Output power /mW	Optical-to-optical efficiency /%	Slope efficiency /%	Reference
2004	Nd:YVO ₄	300	20	6.7	—	[42]
2007	LiNdP ₄ O ₁₂	550	32	5.8	8	[44]
2007	Nd:GdVO ₄	70	6.5	9.3	13	[44]
2007	Nd:YAG ceramic	550	25	4.5	6	[45]
2013	Cr,Nd:YAG	8200	2000	25	—	[46]
2015	Nd:GdVO ₄ / /Cr ⁴⁺ :YAG	160	11	6.9	—	[50]

总的来说,采用空间光调制器的方法,可以得到任意所需的模式,并且可以实时控制模式变化,但其效率较低,不能实现高功率输出,且装置体积较大;通过打破腔的对称性的方法,可以直接从激光腔内输出IG

模式,有利于得到纯净高效的IG光束,但实验上模式的种类很难控制,尽管理论上通过增益和损耗控制的方法可以得到任何想要的IG模式,但在实际实验中,精度要求较高,条件稍有改变,就会得到不同种类的IG模式。此外,虽然采用Cr,Nd:YAG晶体微片激光器获得了高效、高阶IG模式激光输出,但是具体的IG模式产生机理尚待进一步深入探讨,对于模式可控的IG光束输出的条件也有待深入研究。

4 结束语

IG模式不仅具有LG模式和HG模式的一些共有的性质特点,而且其结构具有更加灵活多样的特性,在诸多领域中具有更广阔的应用前景,因此成为研究热点。探寻新的激光材料和产生方法,获取高性能、高效率的IG模式激光输出就成为今后的主要研究方向,并为IG模式激光的应用提供有力支撑;固体激光器中IG模式的产生机理还有待完善;控制固体激光器中IG模式进行激光输出是一个重要的研究方向,探索如何利用抽运源、增益材料和谐振腔等参量对IG模式进行精确控制是其重要研究内容;IG模式光束的应用研究可以借鉴LG模式和HG模式的一些应用研究成果,例如LG光束所拥有的轨道角动量可作为自由空间光通信中的信息载体,同样携带轨道角动量的HIG光束未来可应用到信息传输等领域。

参考文献

- 1 Zhao Xin, Niu Junpo, Liu Yunqing, *et al.*. Laser communication/ranging integrated technology and link characteristics in navigation satellite system[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2015, 52(6): 060601.
赵馨, 牛俊坡, 刘云清, 等. 导航卫星中激光通信/测距一体化技术及链路特性分析[J]. *激光与光电子学进展*, 2015, 52(6): 060601.
- 2 Yang Lin, Dong Jun. Progress in laser ignition based on passively Q-switched solid-state lasers[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2015, 52(3): 030007.
杨林, 董俊. 基于被动调Q固体激光器的激光点火系统的研究进展[J]. *激光与光电子学进展*, 2015, 52(3): 030007.
- 3 M A Bandres, J C Gutierrez-Vega. Ince-Gaussian beams[J]. *Opt Lett*, 2004, 29(2): 144-146.
- 4 M A Bandres, J C Gutierrez-Vega. Ince-Gaussian modes of the paraxial wave equation and stable resonators[J]. *J Opt Soc Am A*, 2004, 21(5): 873-880.
- 5 M Woerdemann, C A Ipman, C Denz. Optical assembly of microparticles into highly ordered structures using Ince-Gaussian beams[J]. *Appl Phys Lett*, 2011, 98(11): 111101.
- 6 S C Chu, K Otsuka. Stable donutlike vortex beam generation from lasers with controlled Ince-Gaussian modes[J]. *Appl Opt*, 2007, 46(31): 7709-7719.
- 7 C F Kuo, S C Chu. Numerical study of the properties of optical vortex array laser tweezers[J]. *Opt Express*, 2013, 21(22): 26418-26431.
- 8 S C Chu, T Ohtomo, K Tokunaga, *et al.*. Generating vortex laser beams by converting Ince-Gaussian laser beams with an astigmatic mode converter[C]. 2009 Lasers & Electro-Optics & the Pacific Rim Conference on Lasers And Electro-Optics, 2009, 1-2: 631-632.
- 9 K Otsuka, S C Chu. Generation of vortex array beams from a thin-slice solid-state laser with shaped wide-aperture laser-diode pumping[J]. *Opt Lett*, 2009, 34(1): 10-12.
- 10 M Woerdemann, C A Ipman, M Esseling, *et al.*. Advanced optical trapping by complex beam shaping[J]. *Laser Photon Rev*, 2013, 7(6): 839-854.
- 11 Wang Juan, Ren Hongliang. Trapping forces of core-shell particles using Laguerre-Gaussian beams[J]. *Chinese J Lasers*, 2015, 42(6): 0608001.
王娟, 任洪亮. 拉盖尔-高斯光束捕获双层球的捕获力计算[J]. *中国激光*, 2015, 42(6): 0608001.
- 12 Luo Hui, Wang Bing, Yuan Yangsheng, *et al.*. Two types of particle trapping using a partially coherent elegant Hermite-Gaussian beam[J]. *Chinese J Lasers*, 2014, 41(5): 0502006.
罗慧, 汪冰, 袁扬胜, 等. 部分相干复宗量厄米-高斯光束捕获两种类型粒子[J]. *中国激光*, 2014, 41(5): 0502006.
- 13 J N g, Z F Lin, C T Chan. Theory of optical trapping by an optical vortex beam[J]. *Phys Rev Lett*, 2010, 104(10): 103601.
- 14 X Y Xu, K W Kim, W H Jhe, *et al.*. Efficient optical guiding of trapped cold atoms by a hollow laser beam[J]. *Phys Rev A*, 2001, 63(6): 063401.
- 15 R Dasgupta, S Ahlawat, R S Verma, *et al.*. Optical orientation and rotation of trapped red blood cells with Laguerre-Gaussian mode[J]. *Opt Express*, 2011, 19(8): 7680-7688.

- 16 S C Chu. Generation of multiple vortex beams with specified vortex number from lasers with controlled Ince-Gaussian modes [J]. *Jpn J Appl Phys*, 2008, 47(7): 5297-5303.
- 17 T Ohtomo, S C Chu, K Otsuka. Generation of vortex beams from lasers with controlled Hermite- and Ince-Gaussian modes [J]. *Opt Express*, 2008, 16(7): 5082-5094.
- 18 S C Chu, C S Yang, K Otsuka. Vortex array laser beam generation from a Dove prism-embedded unbalanced Mach-Zehnder interferometer[J]. *Opt Express*, 2008, 16(24): 19934-19949.
- 19 S C Chu. Generation of vortex array laser beams with Dove prism embedded unbalanced Mach-Zehnder interferometer[C]. *SPIE*, 2009, 7227: 72270L.
- 20 S C Chu, K Otsuka. Selective excitation of high-order laser modes and its application to vortex array laser beam generation [C]. *SPIE*, 2010, 7613: 761303.
- 21 P Elahi, H Nadgaran, F K Fard. Longitudinally modes characteristics of Ince-Gaussian beams in laser resonators with quadratic-index active medium[C]. *CAOL 2005: Proceedings of the 2nd International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers*, 2005, 1: 218-221.
- 22 J C Gutierrez-Vega, M A Bandres. Ince-Gaussian beams in a quadratic-index medium[J]. *J Opt Soc Am A*, 2005, 22(2): 306-309.
- 23 Z Y Bai, D M Deng, Q Guo. Elegant Ince-Gaussian beams in a quadratic-index medium[J]. *Chin Phys B*, 2011, 20(9): 094202.
- 24 T Xu, S Wang. Propagation of Ince-Gaussian beams in a thermal lens medium[J]. *Opt Commun*, 2006, 265(1): 1-5.
- 25 D Deng, Q Guo. Ince-Gaussian solitons in strongly nonlocal nonlinear media[J]. *Opt Lett*, 2007, 32(21): 3206-3208.
- 26 S Lopez-Aguayo, J C Gutierrez-Vega. Elliptically modulated self-trapped singular beams in nonlocal nonlinear media: Ellipticons[J]. *Opt Express*, 2007, 15(26): 18326-18338.
- 27 D Deng, Q Guo. Ince-Gaussian beams in strongly nonlocal nonlinear media[J]. *J Phys B*, 2008, 41(14): 145401.
- 28 Zhang Xiaping, Liu Youwen. Analytical solution in the Ince-Gaussian form of the beam propagating in the strong nonlocal media[J]. *Acta Physica Sinica*, 2009, 58(12): 8332-8338.
张霞萍, 刘友文. 强非局域非线性介质中光束传输的 Ince-Gauss 解[J]. *物理学报*, 2009, 58(12): 8332-8338.
- 29 Z Y Bai, D M Deng, Q Guo. Elegant Ince-Gaussian breathers in strongly nonlocal nonlinear media[J]. *Chin Phys B*, 2012, 21(6): 064218.
- 30 A Keshavarz, G Honarasa. Propagation of Ince-Gaussian beams in strongly nonlocal nonlinear media using paraxial group transformation[J]. *J Nonlinear Opt Phys*, 2014, 23(3): 1450035.
- 31 Y Q Xu, G Q Zhou. Propagation of Ince-Gaussian beams in uniaxial crystals orthogonal to the optical axis[J]. *Eur Phys J D*, 2012, 66(3): 1-6.
- 32 H T Eyyuboglu. Propagation analysis of Ince-Gaussian beams in turbulent atmosphere[J]. *Appl Opt*, 2014, 53(11): 2290-2296.
- 33 J B Bentley, J A Davis, M A Bandres, *et al.*. Generation of helical Ince-Gaussian beams with a liquid-crystal display[J]. *Opt Lett*, 2006, 31(5): 649-651.
- 34 J C Gutierrez-Vega. Characterization of elliptic dark hollow optical beams[C]. *2008 Digest of the LEOS Summer Topical Meetings*, 2008: 7-8.
- 35 J A Davis, J B Bentley, M A Bandres, *et al.*. Generation of helical Ince-Gaussian beams: Beam-shaping with a liquid crystal display[C]. *SPIE*, 2006, 6290: 62900R.
- 36 W N Plick, M Krenn, R Fickler, *et al.*. Quantum orbital angular momentum of elliptically symmetric light[J]. *Phys Rev A*, 2013, 87(3): 033806.
- 37 M A Bandres. Elegant Ince-Gaussian beams[J]. *Opt Lett*, 2004, 29(15): 1724-1726.
- 38 M A Bandres, J C Gutierrez-Vega. Generalized Ince Gaussian beams[C]. *SPIE*, 2006, 6290: 62900S.
- 39 M A Bandres, J C Gutierrez-Vega. Elliptical beams[J]. *Opt Express*, 2008, 16(25): 21087-21092.
- 40 S Ngcobo, I Litvin, L Burger, *et al.*. A digital laser for on-demand laser modes[J]. *Nat Commun*, 2013, 4: 2289.
- 41 Y X Ren, Z X Fang, L Gong, *et al.*. Dynamic generation of Ince-Gaussian modes with a digital micromirror device[J]. *J Appl Phys*, 2015, 117(13): 133106.
- 42 U T Schwarz, M A Bandres, J C Gutierrez-Vega. Observation of Ince-Gaussian modes in stable resonators[J]. *Opt Lett*, 2004, 29(16): 1870-1872.
- 43 U T Schwarz, M A Bandres, J C Gutierrez-Vega. Formation of Ince-Gaussian modes in a stable laser oscillator[C]. *SPIE*, 2005, 5708: 124-131.

- 44 T Ohtomo, K Kamikariya, K Otsuka, *et al.*. Single-frequency Ince-Gaussian mode operations of laser-diode-pumped microchip solid-state lasers[J]. *Opt Express*, 2007, 15(17): 10705-10717.
- 45 K Otsuka, K Nemoto, K Kamikariya, *et al.*. Linearly polarized single-frequency oscillations of laser-diode-pumped microchip ceramic Nd:YAG lasers with forced Ince-Gaussian mode operations[J]. *Jpn J Appl Phys*, 2007, 46(9A): 5865-5867.
- 46 J Dong, J Ma, Y Y Ren, *et al.*. Generation of Ince-Gaussian beams in highly efficient, nanosecond Cr, Nd:YAG microchip lasers[J]. *Laser Phys Lett*, 2013, 10(8): 085803.
- 47 J Dong, X Zhou, G Z Xu, *et al.*. Direct generation of Ince-Gaussian beam in Cr,Nd:YAG self-Q-switched microchip laser [C]. 2013 Conference on Lasers and Electro-Optics Pacific Rim (CLEO-PR), 2013: 1-2.
- 48 S C Chu, K Otsuka. Numerical study for selective excitation of Ince-Gaussian modes in end-pumped solid-state lasers[J]. *Opt Express*, 2007, 15(25): 16506-16519.
- 49 J Lei, A Hu, Y Wang, *et al.*. A method for selective excitation of Ince-Gaussian modes in an end-pumped solid-state laser [J]. *Appl Phys B*, 2014, 117(4): 1129-1134.
- 50 S Han, Y Liu, F Zhang, *et al.*. Direct generation of subnanosecond Ince-Gaussian modes in microchip laser[J]. *IEEE Photonics J*, 2015, 7(1): 1-6.

栏目编辑: 宋梅梅