

密级: _____



中国科学院大学

University of Chinese Academy of Sciences

硕士学位论文

基于 Yb^{3+} 掺杂晶体的涡旋激光研究

作者姓名: _____ 卢洁玲 _____

指导教师: _____ 张戈 _____

_____ 中国科学院福建物质结构研究所 _____

学位类别: _____ 理学硕士 _____

学科专业: _____ 凝聚态物理 _____

研究所: _____ 中国科学院福建物质结构研究所 _____

2016 年 5 月

Direct generation of Yb³⁺-doped crystal vortex laser

By

Jieling Lu

A Dissertation Submitted to

The University of Chinese Academy of Sciences

In partial fulfillment of the requirement

For the degree of

In Condensed Matter Physics

Fujian Institute of Research on the Structure of Matter

Chinese Academy of Sciences

05, 2016

摘 要

涡旋光束是近年来得到广泛重视和研究的一种带有螺旋状波前和相位奇异点的特殊光束。由于其带有轨道角动量的物理特性以及光束暗中空的结构，使得它在粒子，生物，通讯，微加工等领域得到了深入而广泛的应用。研究如何产生稳定的、高光束质量的涡旋光束的实现成为了现今激光研究的热点。本文采用光强分布为环形的泵浦光，实现 Yb^{3+} 掺杂晶体涡旋激光的输出，主要的研究内容如下：

1、研究涡旋光束的轨道角动量以及光束品质因子的测量手段，先从理论上分析涡旋光束的相位特性，通过理论分析以及计算机模拟的方式确定使用干涉法来测量涡旋光束的轨道角动量。接下来从理论上分析不同模式激光对应的光束品质因子，实验采用双曲线拟合的手段，通过光束分析仪（CCD）测量光束不同位置的光束半径，计算激光光束的品质因子。

2、从掺 Yb^{3+} 激光晶体特点分析，说明研究 Yb^{3+} 掺杂的涡旋激光的重要意义。采用光强分布为环形的半导体激光器端面泵浦 $\text{Yb}:\text{Ca}_4\text{Gd}_{0.5}\text{Y}_{0.5}\text{O}(\text{BO}_3)_3$ （ $\text{Yb}:\text{GdYCOB}$ ）激光晶体，通过设计合理的谐振腔结构，计算谐振腔内模式损耗，使得腔内 LG_{01} 模式阈值达到最低，成功实现 LG_{01} 模涡旋激光的优先激发。通过分析输出激光的空间强度分布、光束质量、光束纯度以及光束的波前信息，证实了激光器输出为高纯度的一阶拉盖尔-高斯（ LG_{01} ）光束。当注入功率达到 3.2W 时，取得最大的输出功率 281mW，斜效率为 21.7%。

3、介绍 $\text{Yb}:\text{MgWO}_4$ 晶体作为一种新型的 Yb^{3+} 掺杂激光晶体的特性，包括其晶体结构，能级结构，吸收和发射光谱，以及它与其它 Yb^{3+} 掺杂晶体相比较的优势。接着，我们使用半导体激光器端面泵浦 $\text{Yb}:\text{MgWO}_4$ 晶体研究其连续光运转的性能，发现在输出镜透过率为 $T=5\%$ 的情况下，激光输出效率最高。斜效率达到 54.65%，光光转换效率为 42.68%，最大输出功率为 3.83W。

4、采用光强分布为环形的半导体激光器，端面泵浦 $\text{Yb}:\text{MgWO}_4$ 晶体，使得谐振腔内优先激发一阶拉盖尔-高斯光，成功实现 LG_{01} 模涡旋激光的优先输出。我们

通过分析输出激光的空间强度分布、光束质量、光束纯度以及光束的波前信息，确保输出为高纯度的一阶拉盖尔-高斯光束。当注入功率达到 8.2W 时，取得最大的输出功率 2.73W，斜效率为 40.8%，光光转换效率为 33.3%。并且，通过与普通泵浦光泵浦 Yb:MgWO₄ 晶体的高斯激光相比较，研究环形泵浦的 Yb:MgWO₄ 涡旋激光器的发光效率。在不添加任何额外腔内元件的条件下，我们成功实现了对涡旋光束螺旋方向的控制。

关键词： 涡旋激光，掺 Yb³⁺激光晶体，环形泵浦，拉盖尔-高斯光束

Abstract

Optical vortex laser beams with helical wavefronts and phase singularity have been attracting much interest due to their possession of orbital angular momentum(OAM) and ring-shaped intensity profile. Owing to this unique property, these beams have applications in a number of specialized areas including optical trapping, optical communication, laser material processing. Therefore, many researchers have devoted much effort to generate the optical vortex laser beam with power scalability and retention of high beam quality. In this paper, we report a direct generating of Yb^{3+} doped crystal vortex beam by using a donut-shaped pumping, this thesis completed the following work.

1、A Mach-Zehnder interferometer and laser beam profiler were used to determine the order and direction of vortex beam and the beam propagation factor. Analyzing the phase characteristic of vortex beam in theory and simulating the interference of vortex beam in computer simulation, we decided using a interferometer to test the OMA of vortex beam. What's more, we used a laser beam profiler to measure the beam diameter in different distance from the waist to figure up the laser beam propagation factor.

2、We have demonstrated a $\text{Yb}:\text{Ca}_4\text{Gd}_{0.5}\text{Y}_{0.5}\text{O}(\text{BO}_3)_3(\text{Yb}:\text{GdYCOB})$ vortex laser operation with the first-order Laguerre-Gaussian doughnut mode for the first time to the best of our knowledge. An analytical expression for the dependence of threshold pump power for a particular laser mode on the spatial overlap with the pump beam was derived and showed that the LG_{01} laser mode could be preferentially excited through using a proper pump beam dimensions. A simple donut-shaped pump beam with appropriate dimensions was used to direct excitation of the LG_{01} mode., yielding 281mW of cw output at 3.2W incide pump power with slope efficiency of 21.7% was achieved. Comprehensive analysis of the intensity distribution, the beam quality factor, and the interference pattern revealed that the beam obtained was a

purely single transverse mode LG₀₁ vortex beam.

3、 We present, to the best of our knowledge, the first report on the spectroscopic investigation and laser performance of Yb-doped MgWO₄ monoclinic crystal. Lasing action was evaluated in the CW regime with different output transmission. The maximum output power of 3.83W with correspond optical-to-optical efficiency of 42.68% and a slope efficiency of 54.65% was achieved in the condition of output transmission T=5%.

4、 We originally explored the generation of multi-watt vortex beam from a diode-pumped Yb:MgWO₄ laser. The first-order Laguerre-Gaussian doughnut mode was preferentially excited by using a spatially-matched pump gain distribution in combined with the asymmetric resonator loss. A well-determined spiral phase front structure with topological charge of unity was confirmed by a Mach-Zehnder interferometer. The maximum output power of 2.73W with correspond optical-to-optical efficiency of 33.3% and a slope efficiency of 40.8% was achieved. This significant result demonstrated the promising prospects of the Yb:MgWO₄ crystal for use in generating the optical vortex beam from the compact solid-state laser.

Key words: vortex laser, Yb³⁺ doped crystal, ring-shaped pump, Laguerre-Gaussian beam

目 录

摘 要.....	I
Abstract.....	III
目 录.....	V
第一章 绪论.....	1
1.1 涡旋光的发展和研究现状.....	1
1.2 涡旋光束的应用.....	3
1.3 本论文的主要研究内容.....	5
第二章 涡旋光束的基本概念及产生方式.....	7
2.1 涡旋光束的基本概念.....	7
2.1.1 涡旋光束的基本形式.....	7
2.1.2 光学轨道角动量.....	10
2.2 涡旋光束的产生方式.....	12
2.2.1 外腔调制法.....	12
2.2.2 内腔调制法.....	14
第三章 涡旋光束的测量.....	18
3.1 涡旋光束轨道角动量的测量.....	18
3.1.1 涡旋光束干涉的理论分析与模拟.....	18
3.1.2 Mach-Zehnder 干涉实验.....	22
3.2 涡旋光束品质因子 M^2 的测量.....	24
3.2.1 M^2 因子定义与物理意义.....	24
3.2.2 M^2 因子的测量.....	25
第四章 Yb:GdYCOB 涡旋激光研究.....	28
4.1 掺 Yb ³⁺ 激光晶体特点分析.....	28
4.2 Yb:GdYCOB 晶体特性.....	29
4.3 Yb:GdYCOB 涡旋激光器.....	32
4.3.1 基本原理与实验装置.....	32
4.3.2 实验结果与分析.....	34

4.3.3 结论.....	37
第五章 Yb:MgWO ₄ 涡旋激光研究	38
5.1 Yb:MgWO ₄ 晶体特性	38
5.2 Yb:MgWO ₄ 连续光运转性能研究	41
5.2.1 实验装置.....	41
5.2.2 实验结果与分析.....	42
5.2.3 结论.....	43
5.3 Yb:MgWO ₄ 涡旋激光器	44
5.3.1 实验装置.....	44
5.3.2 实验结果与分析.....	45
5.3.3 结论.....	49
第六章 总结与讨论.....	50
参考文献.....	51
致 谢.....	58
作者简历及攻读学位期间发表的学术论文.....	59

第一章 绪论

在自然界中，涡旋普遍存在，台风或龙卷风，水波旋涡等；涡旋在自然界中发挥着重要的作用。而物理学，则是研究涡旋最深入的领域，涡旋普遍存在物理学的各种过程中，包括玻色爱因斯坦凝聚^[1]，光学孤子涡旋^[2]，超流体液氦^[3-5]等。而在光学中，涡旋光学被认为是现代光学一个新的重要分支，研究对象包括光波场位相奇异点附近出现的波前位错和波前拓扑结构等。

光波场中的位相奇异点会引起波前的畸变，使得波前围绕奇点造成螺旋形旋转，形成带螺旋形态的波前，这类光波被称为“涡旋光”(Optics Vortex)。涡旋光就是指这一类带有螺旋波前(Helical wavefront)和相位奇异点(Phase singularity)的特殊光场，其螺旋形的位相分布体现在分布函数中与方位角 φ 成正比的项： $\exp(il\varphi)$ ，其中 l 为整数，代表其螺旋波前的阶数，围绕位相奇点环绕一周，与环绕的空间位置无关，相位变化为 $2\pi l$ ，故 l 又称为“拓扑荷”(topological charge)。理论和实验已经表明^[6]，这种涡旋光束中，每个光子携带有轨道角动量(Optical Angular Momentum)，其大小与拓扑荷数有关为 $l\hbar$ 。

作为现代光学一个新兴前沿研究领域，对于涡旋光的研究深化了人们对光波场的位相、偏振，时间和空间的认识和调制，为许多领域的研究提供了全新的思路，因此对涡旋光的研究有着重要的科学研究意义。另外，涡旋光场在物理学、生物学等相关领域也做出了巨大的贡献，例如在粒子操控领域利用光子的轨道角动量形成光镊进行粒子的禁锢和操纵^[7]、在通讯领域利用拓扑荷数的不同增加通讯容量以及保密安全性^[8]、利用光学奇点的超小尺寸研究超高显微分辨技术^[9]、以及研究光与物质相互作用^[10]等。对于涡旋光的研究具有非常巨大的潜在应用价值，对涡旋光束的研究已经迅速发展成为现代光学的一个重要部分。

1.1 涡旋光的发展和研究现状

对于光的角动量的研究可以追溯到 1909 年，Poyning^[11]预测圆偏振激光必须带有一个与其能量相对应的角动量，他提出任何偏振状态的改变，比如从圆偏振态转

变到线偏振态，需要同时伴随着角动量的交换。之后，在 1936 年 Beth^[12]首次成功的通过测量圆偏振光通过一个半波片产生的扭矩，验证了光子的自旋角动量理论。而最早关于位相奇异点的研究，要追溯到 1931 年，由 Dirac^[13]在其关于磁单极子的获取的研究中发现的场的相位奇点现象。而电磁场中的相位奇点现象是 1974 年，Nye 和 Berry^[14]在研究南极冰原的无线电回波时发现的。他们将波前位错的概念引入波动理论中，解释了相位奇异点对光的影响，并证明了相位奇点是产生光学涡旋的原因，至此光学中相位奇点才引起人们的广泛关注，并在许多情况下发现了相位奇点，比如，随机光场^[14]和波前位相^[15]的位错等。1989 年 Couillet, Cil 和 Rocca^[16]提出由涡旋位相项来描述一种激光模式，并给出了这种激光模式的数学表达式（Laguerre-Gaussian 模）。关于光的轨道角动量的研究则是在 1992 年，Allen 和 Beijersbergen^[6]发现了具有位相因子 $\exp(i\ell\phi)$ 的光束（即光学涡旋 Optics Vortex）都具有 $\ell\hbar$ 的轨道角动量（orbital angular momentum）。这对涡旋光束的认识具有里程碑意义，从此涡旋光束成为人们研究的热点，并为光的轨道角动量在以后的应用提供了理论依据，1994 年，Barnett 和 Allen^[17]再次证明在非近轴近似的情况下涡旋光的轨道角动量仍为 $\ell\hbar$ 。在此之前对涡旋激光的研究只集中在其位相奇点和螺旋波前，此后，对涡旋光的研究得到大大的重视，并往轨道角动量的研究方向发展，对涡旋光束的研究也迎来了井喷。

关于如何获得高效、稳定的涡旋光束一直是研究的热点。1990 年，Tamm 等人^[18]利用 $\pi/2$ 模式转换系统成功的将低阶的厄米-高斯光束（Hermite-Gaussian 简称 HG 光）转换成相应的拉盖尔-高斯光束（LG 光），三年后，Beijersbergen 等人^[19]利用两个柱面透镜实现了任意阶厄米-高斯光束与相应拉盖尔-高斯光束的转换。1992 年，Heckenberg 等人^[20]第一次利用计算全息图产生了大小及拓扑荷可控的光学涡旋。1994 年，Heckenberg 等人^[21]继续利用计算全息的方法产生拓扑荷数为 3 的拉盖尔-高斯光束，并利用其实现对微米级粒子的禁锢，并通过观察粒子在光场中的旋转，证明拉盖尔-高斯光束的轨道角动量向粒子发生了转移。1994 年，Beijersbergen 等人^[22]利用螺旋相位板将一束高斯光束变换成一束具有螺旋型波前的光束，两年后，Turnbull 等人^[23]在毫米波范围内利用螺旋相位板实现厄米-高斯光束与拉盖尔-高斯光束的转变。以上为现阶段应用领域涡旋光的主要获得方式，

即在激光谐振腔外对高斯光束进行调制，进而产生应用所需的涡旋激光。

但是，由于腔外产生的涡旋光束在模式的简并，光束的质量控制，以及能量和效率方面具有先天的缺陷，近年来，研究如何在腔内直接产生稳定的、高效的带有固定的轨道角动量的光束成为了热点。早在 1981 年 Marhic 等人^[24]率先在 CO₂ 激光器中通过在激光谐振腔内加入光学损耗元件抑制基模高斯光束的发射，进而直接产生地低阶的 LG 模式。而在固体激光器领域，近年来相关研究也得到了迅速的发展。2001 年，Chen^[25]率先使用光强分布为环形的泵浦源泵浦 Nd:YVO₄ 直接产生高阶的 LG 模式输出。2005 年 Bisson 等人^[26]同样使用环状泵浦直接输出 Nd:YAG 拉盖尔-高斯光。2007 年，Omatsu^[27]首次利用 Nd:YVO₄ 晶体的热透镜效应，设计特殊的光学谐振腔，得到高达 7.7W 的波长为 1.3 μm 的一阶拉盖尔高斯光。2009 年，Sato 等人^[28]利用热透镜效应实现 Nd:YAG 激光的模式选择。2012 年，Sato 和 Kano^[29]通过在 He-Ne 激光器腔镜上烧蚀出缺陷点的方式实现纯净的涡旋激光输出。2013 年，Lee 和 Pask^[30]使用带有缺陷点的腔镜通过改变腔内不同位置的损耗的方式，使用 Nd:GdVO₄ 产生 LG 模以及一阶斯托克斯涡旋激光。2014 年，他们将涡旋激光进行了倍频，利用 LBO 晶体进行腔内和腔外的倍频，研究涡旋激光在倍频效应下的现象^[31]。而在国内，中国科学院上海光学精密机械研究所李健朗团队以及山东大学也都纷纷开展了相关的工作。2011 山东大学于浩海^[32]研究涡旋激光的频率变换。2013 年李健朗^[33]团队使用 c 切 Nd:YVO₄ 晶体实现拉盖尔高斯光束输出。

1.2 涡旋光束的应用

涡旋光束由于其角动量特性以及其暗中空的特殊结构，在粒子，生物，通讯，微加工等领域得到了深入而广泛的应用。

首先，涡旋光束在光镊中有重要的应用。传统的光镊是使用普通的高斯光束束缚粒子，在三个方向，光的两两相互作用下，粒子在光场中受到光强的梯度力以及轴向光压力克服反射、折射和吸收所引起的散射力使得粒子被三维禁锢起来。但是，传统的高斯光镊具有天然的局限性，比如由于高斯光束中心光强最大，粒子被禁锢在光强最大处，会使得粒子的加热加速效应显著变大，容易引起光学损伤；另外，高斯光镊无法实现对粒子的操纵（如旋转，又称光学扳手）。所以，近年来，一些

衍生类型的光镊也得到广泛关注，如零阶贝塞尔光束^[34]，厄米-高斯光束^[35]，拉盖尔-高斯光^[36]，Bottle 光束^[37]等均被引入到光镊系统中。这些光束本身具有特殊的性质，在光镊系统中发挥重要的作用，如矢量光束可以尝试很大的轴向梯度力而轴向的散射不会增加，进而增大系统的效率^[38]；涡旋光镊可以捕捉低折射率的粒子^[39]，并且利用由于其携带轨道角动量与自旋角动量，可以与粒子间进行动量的交换，进而成为操纵粒子平动和转动^[40]的最有潜力的手段。

其次，利用光学涡旋作为信息的载体进行量子通讯和光通信成为了当前一个新兴的研究领域。理论上来说，由于光学涡旋带有轨道角动量，有无限的信息容量。相比于传统光通讯，利用每个光子偏振态即其自旋角动量表示为左旋偏振或者右旋偏振态构成二维基，只适合实现二进制编码，而在引入光的轨道角动量后^[8]，由于轨道角动量具有无限多个本征态，理论上可以携带无穷多的信息量，这极大的提高了自由空间光通信的信息容量，而且也是一个非常强大的数据存储方式。另外，研究表明，利用光学涡旋进行通信具有极高的安全性^[41]，由于波前信息的检测的困难性，以及散射会对涡旋光的位相结构带来许多随机的变化，所以利用散射窃取通信光的轨道角动量信息的可能性几乎为零，大大提高了光通信的安全性。

在超分辨显微成像领域，传统光学显微成像系统，受到光波的衍射极限的限制，光学显微的最高分辨率仅能达到可见光的半波长精度，难以满足深亚微米和纳米级的显微呈现，因此如何提高光学显微分辨率一直是个重要的课题。而奇点光场由于其暗中空的结构，利用中间的暗中空的微小结构，可以突破光的衍射极限实现光学的高分辨率显微。其中受激发射损耗显微技术（STED）^[42-44]便是在使用一束普通激光激发物质的同时，使用另外一束高能量的环状脉冲激光使得第一束光斑中的荧光物质在通过受激发射损耗过程的猝灭，剩下中心尺寸非常小的暗中空部分没有被损耗的荧光分子被识别，这显著提高了显微镜的分辨率。

在超精密微加工领域，对于螺旋结构的加工一直是一大难题，特别是超精细的螺旋结构要如何平滑的处理一直是个困难。2013年 Omastu^[10]首次将涡旋激光引入超精密加工领域，利用涡旋激光的螺旋波前特性在金属上进行烧蚀，使得涡旋激光的螺旋波前在金属上得到呈现，从而得到尺度为纳米量级的螺旋结构。为螺旋结构的加工提供了另外一种可能性。

由于涡旋光场的特殊特性，对涡旋光场的研究大大的拓展了光物理的世界，应用也越来越丰富，相信未来涡旋光场将在信息技术、国防、生物、医疗、材料等领域发挥重要的作用。

1.3 本论文的主要研究内容

本文通过对涡旋光束的物理特性进行深入的论述，包括其如何产生，如何测试等进行了分析。利用光强分布为环形的半导体激光器进行端面泵浦，实现掺 Yb^{3+} 晶体涡旋激光的直接输出。研究掺 Yb^{3+} 晶体涡旋激光的特性。同时，采用马赫-曾德尔干涉系统，监控涡旋光的波前信息以及其螺旋方向，实现了涡旋激光螺旋方向的控制。本论文的主要内容包括如下：

第一章，主要论述了涡旋光束的发展历史以及国内外研究现状。进而说明其在光镊、光通讯、超分辨显微成像、精密微加工领域的应用，并引出本论文的主要研究内容。

第二章，阐述了涡旋光束的基本概念及其数学表达形式，并论述和证明了光学轨道角动量的原理。进而分析现阶段获得涡旋光束的主要手段，包括在谐振腔外添加光学原件调制高斯光束转化为涡旋光束，以及在谐振腔内控制增益和损耗实现直接输出涡旋光束的方法。

第三章，本章对如何测量涡旋光束的轨道角动量以及光束品质因子进行研究。先从理论上分析涡旋光束的相位特性，通过理论分析以及计算机模拟的方式确定使用干涉法来测量涡旋光束的轨道角动量。接下来从理论上分析不同模式激光对应的光束品质因子，实验采用双曲线拟合的手段，通过光束分析仪（CCD）测量光束不同位置的光束半径，计算激光光束的品质因子。

第四章，本章为 $\text{Yb}:\text{GdYCOB}$ 晶体的涡旋激光的研究。首先从掺 Yb^{3+} 激光晶体特点分析，说明研究 Yb^{3+} 掺杂的涡旋激光的重要意义。之后对 $\text{Yb}:\text{GdYCOB}$ 晶体进行介绍，包括其晶体参数，能级结构，发射以及吸收光谱等信息。最后，使用光强分布为环形的半导体激光器，端面泵浦 $\text{Yb}:\text{GdYCOB}$ 晶体实现激光谐振腔直接发射涡旋激光。通过分析输出激光的空间强度分布、光束质量、光束纯度以及光束的波

前信息，证实了激光器输出为高纯度的一阶拉盖尔-高斯 (LG_{01}) 光束。

第五章，本章为 $\text{Yb}:\text{MgWO}_4$ 晶体的涡旋激光的研究。首先介绍 $\text{Yb}:\text{MgWO}_4$ 晶体作为一种新型的 Yb^{3+} 掺杂激光晶体的特性，以及它与其它 Yb^{3+} 掺杂晶体相比较的优势。接着，研究其连续光运转的性能，发现在输出镜透过率为 $T=5\%$ 的情况下，得到效率最大的激光输出。最后采用光强分布为环形的半导体激光器，端面泵浦 $\text{Yb}:\text{MgWO}_4$ 晶体，实现涡旋激光的直接输出。并且在不添加任何额外腔内元件的条件下，我们成功实现了对涡旋光束螺旋方向的控制。

第六章，对本论文的研究进行了总结，并指出对涡旋激光的进一步改进的方法，对进一步深入研究做出了展望。

第二章 涡旋光束的基本概念及产生方式

本章阐述了涡旋光束的基本概念，并论述了各种激光模式的数学表达形式。接着论述和证明了光学轨道角动量的原理。最后分析现阶段获得涡旋光束的主要手段，包括在谐振腔外添加光学原件调制高斯光转化为涡旋光，以及在谐振腔内控制增益和损耗实现直接输出涡旋光束的方法。

2.1 涡旋光束的基本概念

光学谐振腔内电磁场可能存在的本征模式称为激光的模式，分为横模与纵模，纵模就是沿谐振腔轴向光波场的振动模式，即纵模就是频率。而横模指的是激光光束横截面上的光强分布。我们论述的涡旋光场指的就是激光的横模形式。在本节中主要论述在自由空间中，求解标量亥姆赫兹方程得到基模高斯光束的形式以及高阶横模的形式。

2.1.1 涡旋光束的基本形式

稳态传输的电磁场要满足亥姆赫兹方程，在大多数情况下，考虑为标量亥姆赫兹方程，即忽略光波的偏振形态或假设其为线偏振光。标量亥姆赫兹方程如下：

$$\Delta E(x, y, z) + k^2 E(x, y, z) = 0 \quad (2.1.1)$$

其中 $E(x, y, z)$ 与时间相关的电场传输强度 $E(x, y, z, t)$ 的关系如下：

$$E(x, y, z, t) = E(x, y, z) \exp(i\omega t) \quad (2.1.2)$$

在近轴近似 (SVA) 下可以求的电磁波在自由空间中传输的特解。下面主要讲讲基模高斯光束以及高阶的光束：厄米-高斯光束和拉盖尔高斯光束。

(1) 高斯光束(Gaussian Beam)

高斯光束为亥姆赫兹方程在近轴近似下的一个特解，其表达式如下：

$$u(r, z) = \frac{c}{\omega(z)} \exp\left[-\frac{r^2}{\omega^2(z)}\right] \exp\left\{-i\left[\frac{kr^2}{2R(z)} - \psi\right] - ikz\right\} \quad (2.1.3)$$

其中：

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{f}\right)^2} \quad (\text{高斯光束光斑半径}) \quad (2.1.4)$$

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{f}{z}\right)^2 \right] \quad (\text{高斯光束等相位面曲率半径}) \quad (2.1.5)$$

$$\psi = \tan^{-1} \frac{z}{z_0} \quad (\text{Guoy 位相}) \quad (2.1.6)$$

这是高斯光束非常重要的三个参数，具有特殊的物理意义。其中等相位面 $R(z)$ 表明，高斯光束等相位面为抛物面，在 $z=0, R \rightarrow \infty$ 等相位面为平面， $z = \pm z_0, R = 2z_0$ 等相位面取得极小值， $z \gg z_0, R \rightarrow z$ 等相位面趋向于一个以 $z=0$ 为原点的球面波。高斯光束与高阶高斯光束等的相位面曲率半径特性保持一致，即接下来讨论的厄米-高斯光束以及拉盖尔-高斯光束其光波等相位面曲率半径的特性与高斯光束一致，这对接下来研究涡旋光束的波前信息具有重要的意义。

(2) 厄米-高斯光束(Hermite-Gaussian Beam)

上面所表征的高斯光束通常称为基模 (TEM_{00}) 高斯光束，除了基模高斯光束外，还存在高阶高斯光束，对应高阶的横模。在笛卡尔坐标系下，利用厄米多项式，求解亥姆赫兹方程在近轴近似下的解，可以得到一个本征解——厄米-高斯光 ($\text{HG}_{n,m}$)，其表达式如下：

$$\text{HG}_{n,m}(x, y, z) = E_0 \frac{\omega_0}{\omega(z)} H_n \left(\frac{\sqrt{2}x}{\omega(z)} \right) H_m \left(\frac{\sqrt{2}y}{\omega(z)} \right) \exp \left(-\frac{x^2 + y^2}{\omega^2(z)} \right) \exp \left\{ -i \left[k \left(z + \frac{(x^2 + y^2)}{2R(z)} \right) - (m+n+1)\psi \right] \right\} \quad (2.1.7)$$

其中 $H_n \left(\frac{\sqrt{2}x}{\omega(z)} \right)$ 和 $H_m \left(\frac{\sqrt{2}y}{\omega(z)} \right)$ 分别为 n 阶和 m 阶的厄米多项式，其参数与高斯光束一致。

(3) 拉盖尔-高斯光束(Laguerre-Gaussian Beam)

在柱坐标体系下，亥姆赫兹方程可以求解得一套本征解，即拉盖尔-高斯光 ($\text{LG}_{p,l}$)，表达式如下：

$$LG_{p,l}(r, \phi, z) = E_0 \frac{\omega_0}{\omega(z)} \left(\frac{\sqrt{2}r}{\omega(z)} \right)^l L_p^l \left(2 \frac{r^2}{\omega^2(z)} \right) \exp \left(-\frac{r^2}{\omega^2(z)} \right) \exp \left\{ -i \left[k \left(z + \frac{r^2}{2R(z)} \right) - (2p+1+l)\psi \right] \right\} \exp(-il\phi) \quad (2.1.7)$$

其中 $L_p^l \left(2 \frac{r^2}{\omega^2(z)} \right)$ 为拉盖尔多项式，其参数与高斯光束一致。

(3) 涡旋光束 (Vortex Beam)

在拉盖尔高斯光中，当其径向分量 $p=0$ 时， $LG_{0,l}$ 模式便有着螺旋的波前，又称为涡旋光束。其表达式如下：

$$LG_{0,l}(r, \phi, z) = E_0 \frac{\omega_0}{\omega(z)} \left(\frac{\sqrt{2}r}{\omega(z)} \right)^l \exp \left(-\frac{r^2}{\omega^2(z)} \right) \exp \left\{ -i \left[k \left(z + \frac{r^2}{2R(z)} \right) - (l+1)\psi \right] \right\} \exp(-il\phi) \quad (2.1.8)$$

涡旋激光具有位相奇点以及螺旋波前的特性，其螺旋式的位相分布体现在分布函数中与方位角 ϕ 成正比的项： $\exp(il\phi)$ ，其中 l 为整数，又称为“拓扑电荷”(topological charge)。理论和实验已经表明^[6]，这种涡旋激光中，每个光子携带有轨道角动量(Optical Angular Momentum)，其大小与拓扑电荷数有关为 $l\hbar$ 。关于轨道角动量的信息将在后面进行论述。

涡旋激光的螺旋波前以及其相位和横截面分布如下图所示，图中为 l 分别 0,1,2,3 阶的拉盖尔高斯光：

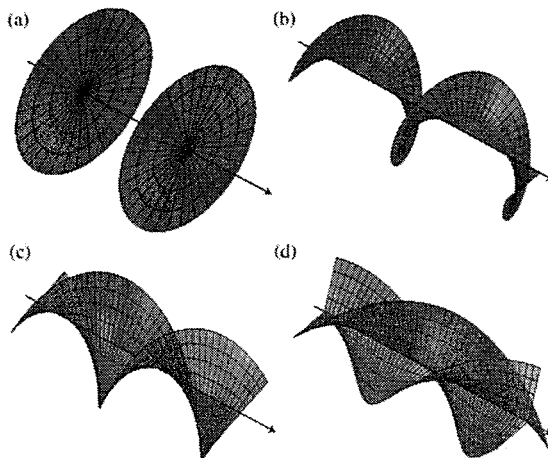


图 2.1.1 涡旋激光^[49]

2.1.2 光学轨道角动量

前文我们已经提到，拉盖尔-高斯光巨大的应用潜力在于它每个光子携带有轨道角动量，本节将从轨道角动量的定义出发，从理论上论证在近轴近似的条件下光子的轨道角动量^[6]。

由电动力学理论可知，电磁场中角动量密度可以表示为：

$$\vec{M} = \varepsilon_0 \vec{r} \times (\vec{E} \times \vec{B}) \quad (2.1.9)$$

总角动量为：

$$\vec{J} = \varepsilon_0 \int \vec{r} \times (\vec{E} \times \vec{B}) d\vec{r} \quad (2.1.10)$$

在原子物理中，粒子的总角动量表现为轨道角动量与自旋角动量的和 $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ ，其中 \vec{L} 表示轨道角动量， \vec{S} 表示自旋角动量。

对于严格的横波，其线动量 $\vec{E} \times \vec{B}$ 方向沿着传播方向 z 轴，因此沿着传播方向的角动量 $\vec{J}_z = \vec{r} \times (\vec{E} \times \vec{B}) = 0$ ，即角动量在 z 轴方向上不存在分量。但是对于激光模式 HG 模或 LG 模，并不是严格的横波，他们沿着传播方向上的角动量有一个小的分量。对于模式为线偏振的激光光束，在洛伦兹规范下，其表达式为：

$$\vec{A} = \vec{x} u(x, y, z) e^{-ikz} \quad (2.1.11)$$

其中 \vec{x} 为沿着 x 方向的单位矢量（假设偏振方向沿着 x 轴）， $u(x, y, z)$ 为近轴近似下的波动方程的解。

在近轴近似下，电场和电磁感应强度的二阶微分以及一阶微分项可以忽略，同时相比于 u ， $\partial u / \partial z$ 也是较小量，也可以忽略。利用洛伦兹规范，可以得到下式：

$$\vec{B} = u_0 \vec{H} = ik[u\vec{y} + \frac{i}{k} \frac{\partial u}{\partial y} \vec{z}] e^{ikz} \quad (2.1.12)$$

$$\vec{E} = ik[u\vec{x} + \frac{i}{k} \frac{\partial u}{\partial y} \vec{z}] e^{ikz} \quad (2.1.13)$$

通过上述两式，可以得到波印廷矢量 $\varepsilon_0 \vec{E} \times \vec{B}$ 的时间平均值，即线动量密度：

$$\frac{\varepsilon_0}{2} (\vec{E}^* \times \vec{B} + \vec{E} \times \vec{B}^*) = i\omega \frac{\varepsilon_0}{2} (\vec{u}^* \nabla \vec{u} - \vec{u} \nabla \vec{u}^*) + \omega k \varepsilon_0 |u|^2 \vec{z} \quad (2.1.14)$$

拉盖尔-高斯光束的电场表达式如下：

$$LG_{p,l}(r, \phi, z) = E_0 \frac{\omega_0}{\omega(z)} \left(\frac{\sqrt{2}r}{\omega(z)} \right)^l L_p^l \left(2 \frac{r^2}{\omega^2(z)} \right) \exp \left(-\frac{r^2}{\omega^2(z)} \right) \exp \left\{ -i \left[k \left(z + \frac{r^2}{2R(z)} \right) - (2p+1+l)\psi \right] \right\} \exp(-il\phi) \quad (2.1.15)$$

将(2.1.18)式代入(2.1.17)中, 可以得到拉盖尔-高斯光的线动量密度为:

$$\vec{P} = \frac{1}{c} \left[\frac{rz}{(z^2 + z_R^2)} |u|^2 \vec{r} + \frac{1}{kr} |u|^2 \vec{\phi} + |u|^2 \vec{z} \right] \quad (2.1.16)$$

其中 \vec{r} , $\vec{\phi}$ 为径向和切向方向的单位矢量, $|u|^2 \equiv |u(r, \phi, z)|^2$ 。 $\partial u / \partial z$ 分量忽略不计。上式表明, 光波场的波印廷矢量为沿着 z 方向螺旋前进的, 如下图 2.1.2 所示。

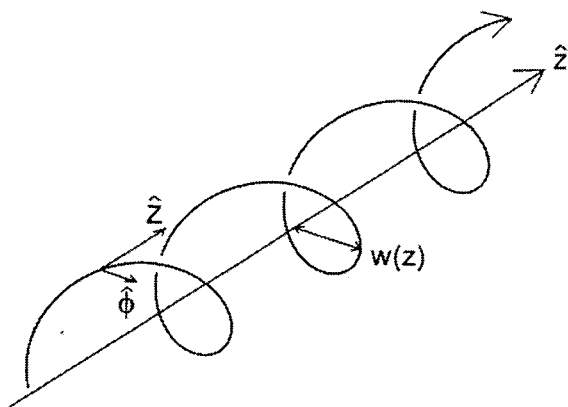


图 2.1.2 线偏振的拉盖尔-高斯光的波印廷矢量示意图^[6]

对于角动量密度 $\epsilon_0 \vec{r} \times (\vec{E} \times \vec{B})$, 计算其单位强度内的时间平均值, 可以得到:

$$\vec{M} = -\frac{1}{\omega r} |u|^2 \vec{r} + \frac{r}{c} \left[\frac{z^2}{(z^2 + z_R^2)} - 1 \right] |u|^2 \vec{\phi} + \frac{1}{\omega} |u|^2 \vec{z} \quad (2.1.17)$$

从上式可以看到, 角动量密度的径向和切向分量关于 z 轴对称分布。因此, 对于光束截面 r 的积分, 角动量只剩下 z 轴分量, 即:

$$\vec{J} = \epsilon_0 \int \vec{r} \times (\vec{E} \times \vec{B}) dr = \frac{1}{\omega} |u|^2 \vec{z} \quad (2.1.18)$$

角动量与能量的比值为: $\vec{J} / c\vec{P} = 1/\omega$ 。理论上, 角动量与线动量的比值为: $\vec{L} / \vec{P} = 1(\lambda / 2\pi)$ 。从而证明拉盖尔-高斯光束确实存在轨道角动量。由于光子的能量为: $\omega\hbar$, 因此由角动量与能量的比值可以得到, 拉盖尔-高斯光的角动量为: $J = l\hbar$ 。

2.2 涡旋光束的产生方式

传统的产生涡旋光束的方式是在激光谐振腔外通过波前整形技术将普通的高斯光束转换为拉盖尔-高斯光束。拉盖尔-高斯光 (LG_{pl}) 是一种被研究和应用最广泛的涡旋光束。外腔波前整形技术包括螺旋位相片^[45]、空间光调制器^[46]、计算全息^[20]等。近年来,通过谐振腔内直接发射涡旋激光也是一种研究的热点。理论上,拉盖尔-高斯光是激光谐振腔的本征模式之一,可以由激光谐振腔直接产生并发射。目前,腔内直接产生涡旋光束的方法包括采用光强分布为环形的泵浦源^[47,48]、使用带点缺陷谐振腔^[30,31]、利用增益介质的热透镜效应^[27]等。这些方法的本质在于通过控制谐振腔的增益与损耗,达到抑制基模高斯模式的作用,实现谐振腔直接发射拉盖尔-高斯光。

2.2.1 外腔调制法

(1) 螺旋位相片法

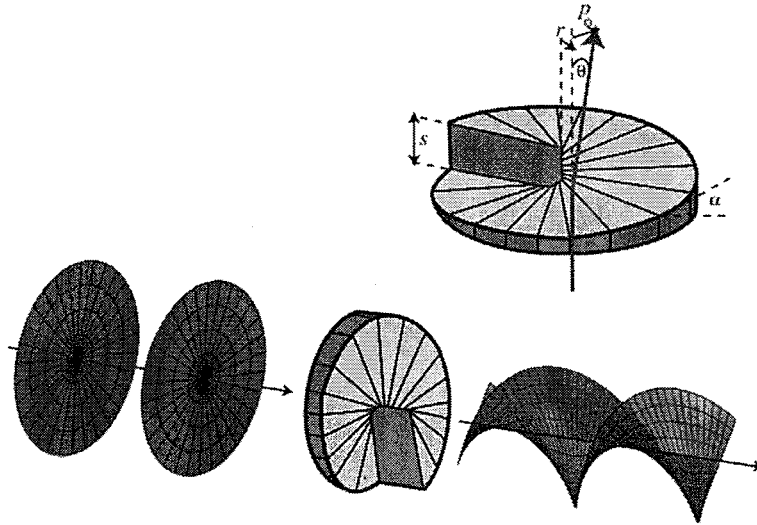


图 2.2.1 螺旋位相片^[49]

螺旋位相片又称为螺旋位相板 (spiral phase plate, SPP), 如图 2.2.1 所示^[49], 是一块具有高透过率 n 的, 厚度不均的透光板, 其上下端面分别为平面和螺旋面, 其最薄与最厚处厚度相差 s , 其螺旋端面近似阶梯状。通过选择螺旋位相片材料, 确定其折射率 n , 精确设计螺旋位相板的厚度 s , 使得特定波长为 λ 的普通高斯光波, 通过螺旋位相片, 波前被整形成为所需的涡旋光束, 即沿着传输轴旋转一周, 波前

位相从原来的等相位，变为相差 $2\pi l$ 。

使用螺旋位相片产生涡旋光束的优点在于，其转换效率和损伤阈值较高^[23]，体积小、方便。但是也存在许多缺点，包括制作难度大、对面板以及波长要求较高、使用不灵活等。一般螺旋位相片只能对一个特定波长的激光进行调制，而且一块螺旋位相片只有一个输出结果，这样就使得螺旋位相片的使用具有严重的局限性。

(2) 空间光调制器

空间光调制器 (spatial light modulator, SLM) 是一类将信息加载在一维或二维的光场上，对光波的某种特性进行空间和时间的变换或调制，其输出光信号是随控制信号变化的空间和时间的函数。常见的空间光调制器分为透射式电寻址、反射式电寻址、透射式光寻址以及反射式光寻址，如图 2.2.2 所示。最常见的空间光调制器是液晶空间光调制器 (LC SLM)，又称为液晶光阀，如图 2.2.2(b)所示。液晶空间光调制器是利用光-光直接转换的。

利用空间光调制器，可以实现激光光束的波前整形，将注入普通高斯光束整形成为带有螺旋波前的涡旋光束。

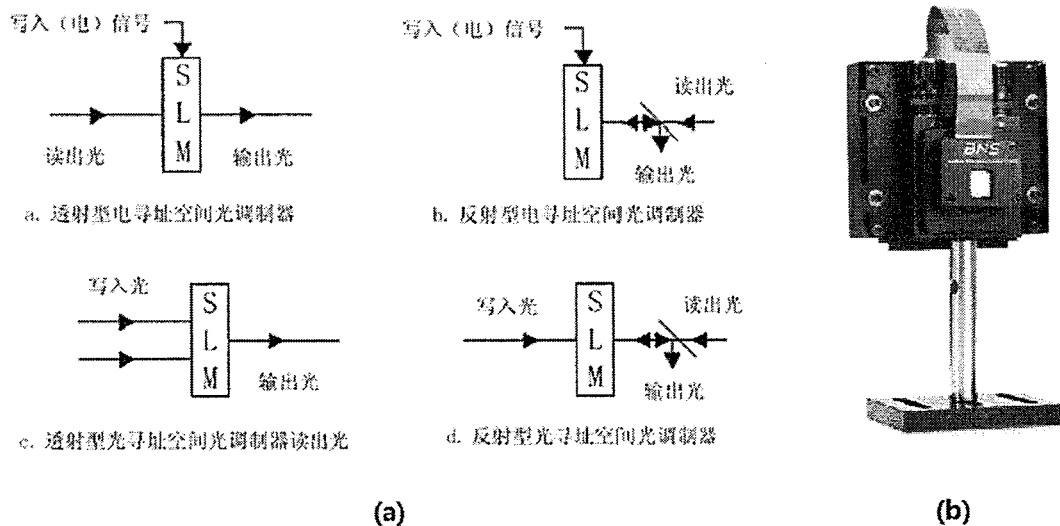


图 2.2.2 (a)空间光调制器主要类型(b)常见的液晶空间光调制器

(3) 计算全息

计算全息是一个利用计算机实现波前再现的方式。它是使用目标光与参考光的

干涉图样，利用计算机将该图样打印到适当的介质上面得到全息光栅，然后再通过计算机实现参考光的波前调制，得到目标光。计算全息的主要过程包括全息图的制作以及利用全息图产生涡旋光束两个过程。首先是通过计算机计算得到目标光与参考光干涉叠加的干涉图，如图 2.2.3 所示。这样得到的全息图记录了目标光的所有信息，包括位相、振幅等。然后将计算机仿真得到的全息干涉图打印在感光底片上，生成全息光栅。全息光栅制作完成后，将设计搭建实验光路来产生涡旋光束。通过将参考光引入通过全息光栅，来获得目标的涡旋光束。

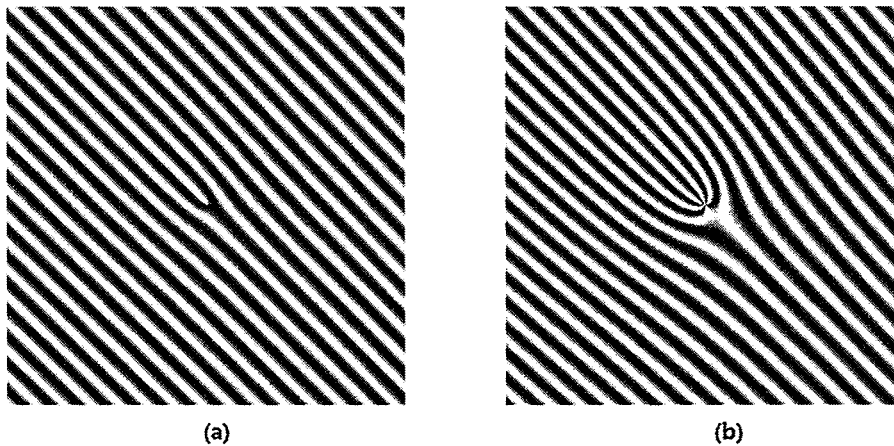


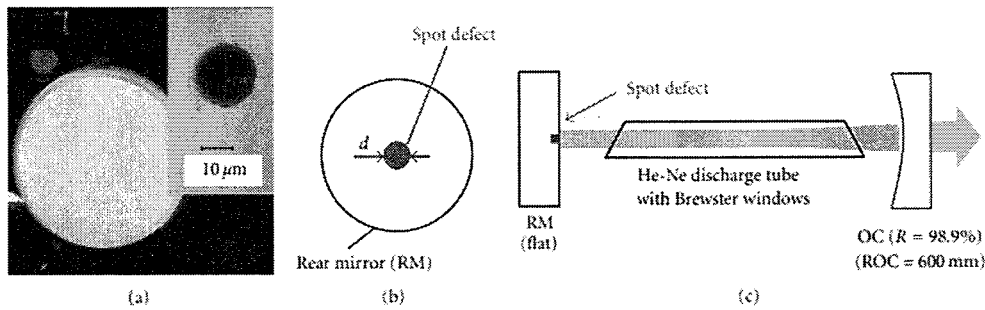
图 2.2.3 (a)一阶计算全息图 (b)五阶计算全息图

利用计算机全息图来产生涡旋光是一种简单而有效的办法，具有灵活、快速、适用范围广等优势，在许多领域得到广泛的应用。但是计算全息的方法也存在许多不足，包括衍射效率低，对全息图成像设备分辨率要求高等。通常计算全息的办法只能用来产生拓扑荷数较低的涡旋光束。

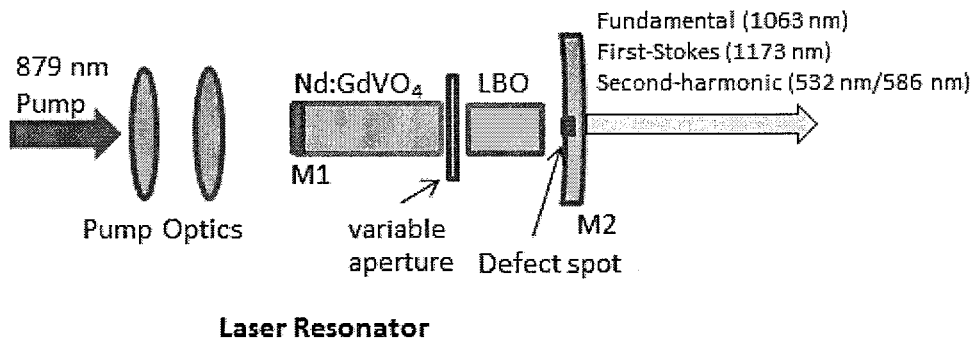
2.2.2 内腔调制法

上述外腔调制产生涡旋激光束是现在主要采用的手段，但是由于外腔式存在不稳定，灵活性差，波长难以调节，大功率难以实现等缺点。人们开始研究如何从激光谐振腔内直接发射涡旋激光，即内腔式涡旋激光。内腔式输出涡旋激光的本质在于控制激光谐振腔内的增益与损耗。本节主要介绍两种方法：带点缺陷谐振腔，即从谐振腔内损耗的角度出发，控制谐振腔的输出模式；以及环状泵浦的方式，即从激光增益介质所得增益角度出发，控制谐振腔的输出模式。这两种方式为现在内腔式调制输出涡旋激光的主要方法。

(1) 带点缺陷谐振腔

图 2.2.4 带点缺陷谐振腔实现 He-Ne 涡旋激光输出^[29]

2012 年, Sato 和 Kano^[29]通过在 He-Ne 激光器腔镜上烧蚀出缺陷点的方式实现纯净的涡旋激光输出, 装置如图 2.2.4 所示。首先使用钛宝石脉冲激光在激光器腔镜的多层介质膜上烧蚀出不同尺寸的小孔, 小孔直径分别为 13, 20 以及 50 μm 。谐振腔长度为 300mm, 带点缺陷谐振腔镜与 He-Ne 气体距离为 78mm。通过研究不同烧蚀尺寸下激光的输出光束的光斑信息, 波前信息, 光束品质因子等参数, 发现在烧蚀孔直径为 50 μm 时, 可以实现纯净的涡旋激光的输出。

图 2.2.5 Nd:GdVO₄ 涡旋激光二次谐波研究^[31]

2013 年, Lee 与 Pask^[30]使用带有缺陷点的腔镜通过改变腔内不同位置的损耗的方式使用 Nd:GdVO₄ 晶体直接产生 LG 光并产生自拉曼的一阶斯托克斯涡旋激光。2014 年, 他们使用同样的方式实现涡旋激光的倍频, 并研究涡旋激光的二次谐波现象^[31], 实验装置如图 2.2.5 所示。

上述研究表明使用带点缺陷谐振腔腔镜, 改变谐振腔损耗的空间分布, 可以直接产生涡旋激光。这种方法, 具有简单方便的优势, 但是现阶段腔镜烧蚀尺寸的设计

计现在还没有完善的理论分析，以及存在烧蚀孔在使用的过程中容易被腔内激光继续烧蚀的缺陷。

(2) 环状泵浦

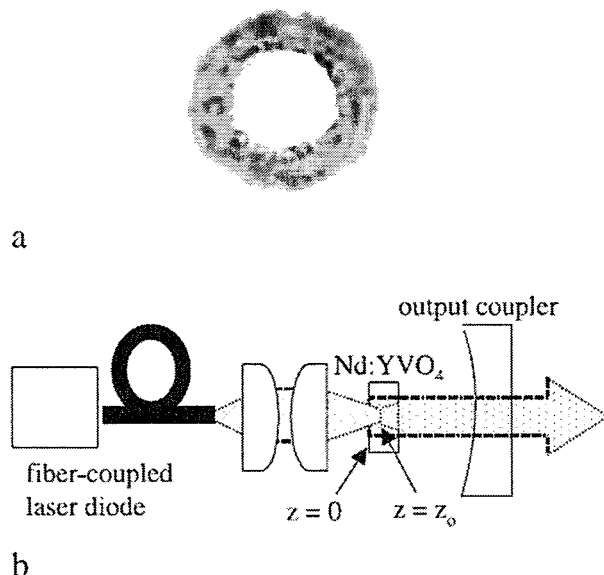


图 2.2.6 使用环状泵浦 Nd:YVO_4 晶体实现涡旋激光输出^[47]

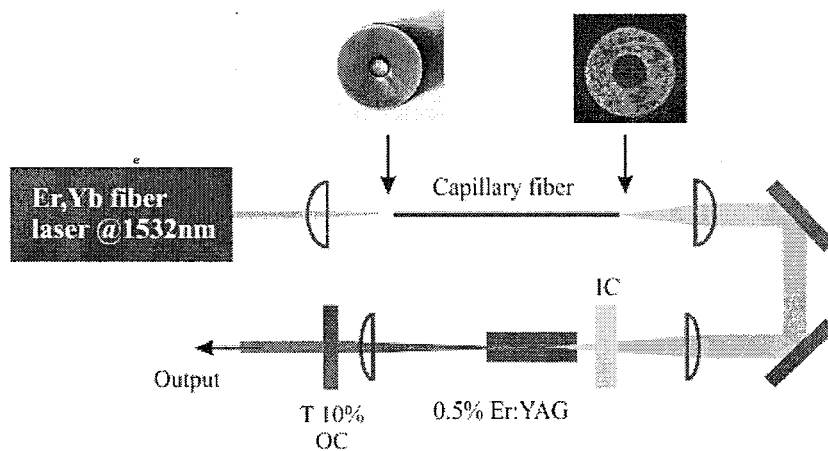


图 2.2.7 使用空心光纤整形泵浦光对 Er:YAG 晶体进行泵浦实现涡旋激光产生^[50]

2001 年，Chen,^[47]率先使用光强分布为环形的泵浦光泵浦 Nd:YVO_4 直接产生高阶的 LG 模式输出，实验装置以及环状泵浦光斑信息如图 2.2.6 所示。2011 年，Kim 等人^[50]采用中间为空心光纤对半导体泵浦光进行整形，使得泵浦光强呈环形分布，泵浦光中间为空心，如图 2.2.7 所示，对 Er:YAG 进行泵浦，通过设计合适的谐振腔结构，控制晶体横模尺寸与泵浦光的匹配，实现涡旋激光的输出。而后，他们采

用同样的方法，实现不同波长的涡旋激光输出^[48, 51, 52]。

采用环形泵浦光实现涡旋激光的关键在于控制泵浦光与谐振腔模式的匹配，使得在增益介质内部，涡旋光模式得到最大的增益分布，从而实现涡旋光的优先输出，其基本理论为不同横模的阈值公式^[53]：

$$P_{\text{pth}} = \frac{h\nu_p A_{\text{eff}}(L+T)}{2\sigma\tau_f\eta_q\eta_{\text{abs}}}, \quad (2.2.1)$$

其中 σ 为激光增益介质的受激发射截面， τ_f 为激光增益介质的上能级寿命， ν_p 为泵浦光频率， η_q 为泵浦光的量子效率， η_{abs} 为吸收系数， L 为谐振腔腔损耗， T 为输出镜的透过率。 A_{eff} 为泵浦光与激光模式的增益系数，定义如下：

$$A_{\text{eff}} = \left(l \int r_0(r, z) s_0(r, z) dV \right)^{-1} \quad (2.2.2)$$

其中 l 表示有效腔长， $r_0(r, z)$ 为泵浦光的空间强度分布函数， $s_0(r, z)$ 为谐振腔的横模的空间强度分布函数。通过改变谐振腔的不同横模的强度分布，可以计算出不同横模在相同的泵浦条件下的阈值。方程(2.2.2)表明，在增益介质内部，当谐振腔横模与泵浦光达到最好的重叠度（即 $\int r_0(r, z) s_0(r, z) dV$ 取最大值）时，该模拥有最低的激光振荡阈值，会优先起振。这就是通过使用特定空间强度分布的泵浦光以及谐振腔结构设计直接产生有效的涡旋光束的理论解释。

本论文主要采用这种光强分布为环状的泵浦光，研究掺 Yb^{3+} 激光晶体的涡旋激光的特性，并实现 Yb:GdYCOB 与 Yb:MgWO_4 晶体的涡旋激光输出。

第三章 涡旋光束的测量

本章对如何测量涡旋光束的轨道角动量以及光束品质因子进行研究。先从理论上分析涡旋光束的相位特性，通过理论分析以及计算机模拟的方式确定干涉法可以用来测量涡旋光束的轨道角动量，并采用改进过的马赫-曾德尔干涉进行涡旋光束轨道角动量测量。从理论上分析不同模式激光对应的光束品质因子，实验采用双曲线拟合的手段，通过光束分析仪（CCD）测量光束不同位置的光束半径，计算激光光束的品质因子。

3.1 涡旋光束轨道角动量的测量

涡旋光束的轨道角动量体现就在光波的波前信息中。在涡旋光束的表达式中可以看到，波前相位因子 $\exp(i\ell\phi)$ 为涡旋光束轨道角动量项。要测量涡旋光束的轨道角动量，关键在于测量光波场的波前相位信息，即光束相位奇点周围的相位分布情况。众所周知，现今所有的探测器均只对能量响应，并没有办法直接探测电磁波的相位信息，所以，只有将涡旋光束的波前相位信息通过其他手段，使其体现在光强分布上，才能进行测量。干涉就是一个非常直观的将波前信息转换为光强信息的重要手段，所以现今的轨道角动量探测手段大部分都是基于涡旋干涉的原理。

本节先通过理论分析涡旋光束的相位信息以及其与球面波的干涉，然后通过 matlab 软件，模拟涡旋干涉的干涉，在不同条件下，不同阶数的涡旋光束的干涉图，最后，介绍实验主要的干涉手段——Mach-Zehnder 干涉仪。

3.1.1 涡旋光束干涉的理论分析与模拟

涡旋光束的表达式如下：

$$LG_{0,l}(r, \phi, z) = E_0 \frac{\omega_0}{\omega(z)} \left(\frac{\sqrt{2}r}{\omega(z)} \right)^l \exp\left(-\frac{r^2}{\omega^2(z)}\right) \exp\left\{-i\left[k\left(z + \frac{r^2}{2R(z)}\right) - (l+1)\psi\right]\right\} \exp(-il\phi) \quad (3.1.1)$$

式中光束的相位因子为：

$$\Psi(r, \phi, z) = -(1+l)\psi - \frac{kr^2}{2R(z)} - l\phi - kz \quad (3.1.2)$$

其中, ψ 为 Guoy 相位, 可以忽略。 $R(z) = z[1 + (\frac{f}{z})^2]$ 为涡旋光波前的曲率半径。

在特定传播位置上, 光波场的位相表达式为:

$$\Psi(r, \phi) = -\frac{kr^2}{2R(z)} - l\phi \quad (3.1.3)$$

下面首先讨论共轴干涉。

当上述涡旋光与一束传播方向一致的球面波发生干涉时, 球面波波前曲率半径为 R_0 。其干涉条纹满足:

$$\cos\left(-l\phi - \frac{kr^2}{2R(z)} + \frac{kr^2}{2R_0}\right) = 1 \quad (3.1.4)$$

或者:

$$-l\phi + kr^2 \frac{R(z) - R_0}{2R(z)R_0} = 2\pi m, \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (3.1.5)$$

可以分三种情况讨论:

(1) $R_0 = \infty$; 干涉条纹为:

$$-l\phi - \frac{kr^2}{2R(z)} = 2\pi m, \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (3.1.6)$$

$R_0 = \infty$ 表示干涉光波为平面波, 式(3.1.6)反应了涡旋光与平面波干涉的情况, 干涉条纹反应了涡旋光束真实的波前等相位面信息。由式(3.1.6)可以看出, 涡旋光的等相位面为螺旋线形, 螺旋个数为 l 。当 $R_0 > R(z)$ 时, 情况与上述类似, 干涉条纹反应涡旋光的真实等相位面情况, 即波前的螺旋信息。

(2) $R_0 = R(z)$; 干涉条纹为:

$$-l\phi = 2\pi m, \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (3.1.7)$$

由上式可知，当球面干涉光与涡旋光的波前等相位面相等时，干涉条纹的螺旋线形将消失，干涉条纹表现为以中心为原点的放射状条纹，条纹的个数为1。

(3) $R_0 < R(z)$;干涉条纹为式(3.1.5)所示，干涉条纹仍为螺旋线形，螺旋个数仍为1，但是，与 $R_0 > R(z)$ 所不同，螺旋方向为相反方向。即干涉条纹反应了与螺涡旋光螺旋波前螺旋方向相反的波前信息。

上述讨论，如下图所示，图中 a 为 $R_0 = \infty$ ($R_0 > R(z)$) 时，涡旋光的干涉条纹，可以看到螺旋个数为 4 个螺旋干涉条纹；b 为 $R_0 = R(z)$ 时，螺旋线消失，出现放射形的干涉条纹，放射线为 4；c 为 $R_0 < R(z)$ 时，干涉条纹螺旋个数仍为 4，但是螺旋方向为相反方向：

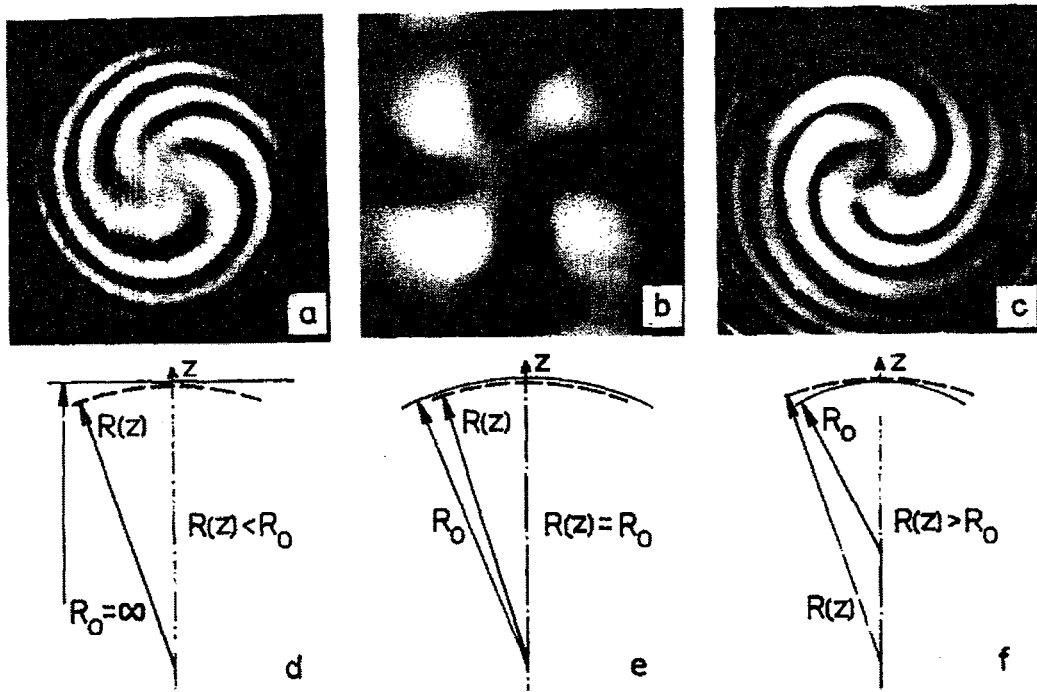


图 3.1.1 涡旋光与共轴球面波干涉^[54]

下面首先讨论涡旋光的非共轴干涉情况。

在非共轴干涉下，先假设涡旋光沿 z 轴传播，干涉光波为平面波，其波矢 k 方向与 z 轴夹角为 θ 。平面波波矢为 $\vec{k} = k \sin \theta \vec{e}_x + k \cos \theta \vec{e}_z$ ，如下图所示：

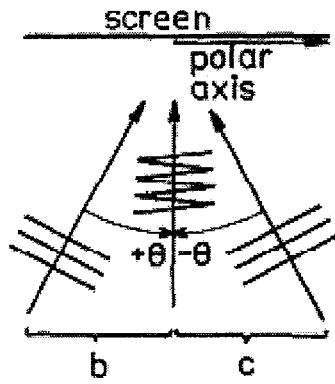


图 3.1.2 涡旋光与非共轴平面光干涉波矢示意图^[54]

与涡旋光干涉，其干涉条纹等相位面信息为：

$$\cos\left(-l\phi - \frac{kr^2}{2R(z)} + kr \cos\phi \sin\theta - 2kz \sin^2 \frac{\theta}{2} + (|l|+1) \frac{\pi}{2}\right) = 1 \quad (3.1.8)$$

当 $kr^2 \ll 2R(z)$ 时，干涉条纹可近似为：

$$-l\phi + kr \cos\phi \sin\theta - 2kz \sin^2 \frac{\theta}{2} = 2\pi m - (|l|+1) \frac{\pi}{2} \quad (3.1.9)$$

上式中， θ 、 z 、 l 均为常数，由上式可得，干涉条纹为竖状条纹，在中心位置存在位错。如下图所示：

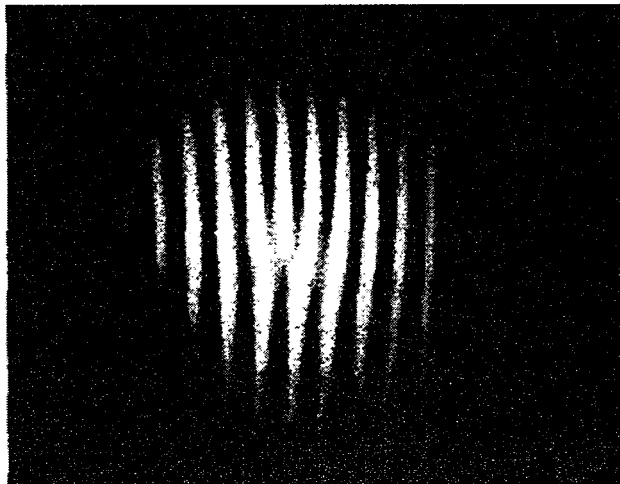


图 3.1.2 涡旋光与非共轴平面光干涉条纹^[54]

通过上述的讨论，对涡旋光的干涉可以有更深刻的认识，下面，我们使用 matlab 软件对涡旋光干涉进行模拟，可以看到在共轴与非共轴情况下，涡旋光的干涉条纹，

如下图所示:

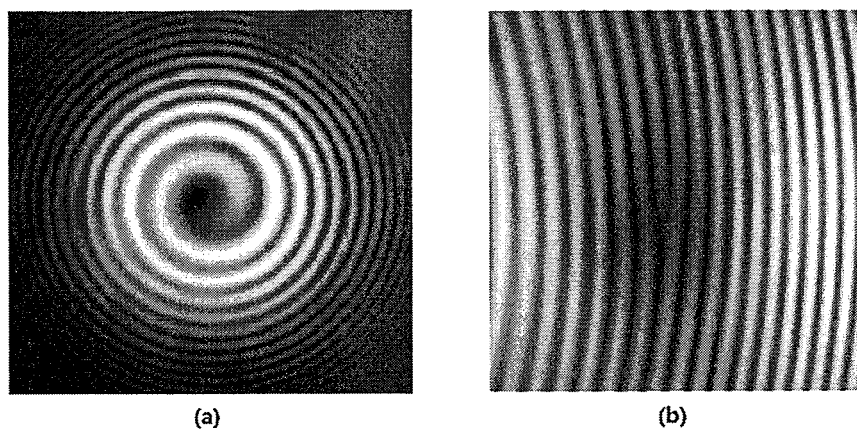


图 3.1.3 涡旋光共轴(a)与非共轴(b)理论模拟干涉图

如上图所示, 为 1 阶拉盖尔-高斯光共轴以及非共轴情况下, 通过 matlab 软件模拟得干涉条纹。

3.1.2 Mach-Zehnder 干涉实验

涡旋光束角动量干涉测量主要是由马赫—曾德尔干涉仪 (Mach-Zehnder interferometer) 实现, 它是用分振幅法产生双光束以实现干涉的仪器, 我们将传统的马赫-曾德尔干涉仪进行改良, 使其可以测量涡旋光束轨道角动量, 改良后实验光路示意图如下图所示:

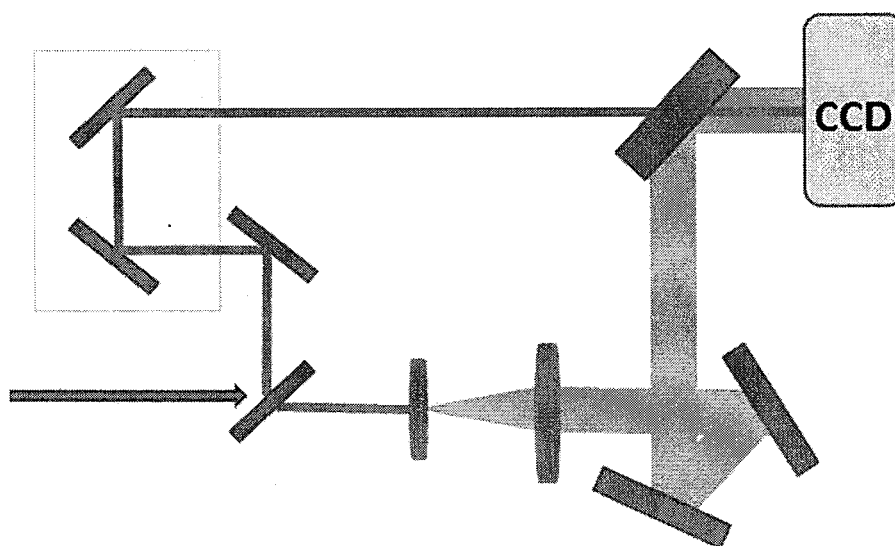


图 3.1.4 Mach-Zehnder 光路示意图

入射激光束经第一个分光镜分为信号光与参考光两束，如图所示，下方光路为参考光，参考光通过一对透镜组进行放大，透镜组焦距分别为 $f_1 = 30\text{mm}$ ， $f_2 = 120\text{mm}$ ，经过透镜组后，参考光被放大，光斑变大，同时光束波前曲率半径变大。左上方为信号光，信号光被引入一对反射镜组，反射镜组放置在精确位移平台上，可以通过左右移动反射镜组对干涉光路相位差进行调整。信号光与参考光最后通过另外一个分光镜进行叠加，入射光束分析仪 CCD 中，通过 CCD 观测到干涉条纹。

马赫-曾德尔干涉实际光路图如下图所示：



图 3.1.4 Mach-Zehnder 干涉仪实物图

实验所用分光镜为 50:50 分光镜，镜片两端面存在夹角 3° ，可以有效的减少反射光的重影现象，确保干涉实验测得光信息的准确性。反射镜使用镀银膜镜片，在可见光到近红外光谱范围：450nm-2 μm 具有 97.5%的反射率。使用镀银镜片可以有效的降低光路激光的损耗，并且避免使用介质膜镜片带来的重影问题。实验中通过将激光注入干涉光路，可以精确测量其光束的波前信息。

3.2 涡旋光束品质因子 M² 的测量

在激光发展过程中，人们曾采用多种参数评价激光光束质量，包括聚焦光斑尺寸、远场发散角、斯特列比尔、光束参数乘积、M² 因子等。其中，M² 因子由于其可以同时描述光束的近场和远场特性，目前国际上普遍采用 M² 因子作为衡量激光光束品质的参数。对于不同阶数的激光光束，有其对应的 M² 因子数值，测量 M² 因子可以更好的描述光束的传播特性，并能够对光束的进行更好的评估以及为进一步校正提供参考。

本节主要从激光光束品质因子 M² 的定义出发，采用双曲线拟合的手法进行 M² 因子的测量。

3.2.1 M² 因子定义与物理意义

根据国际标准度量局的定义：

$$M^2 = \frac{\text{实际光束的腰斑半径} \times \text{远场发散角的乘积}}{\text{基模高斯光束的腰斑半径} \times \text{远场发散角的乘积}}$$

光束光腰半径与远场发散角如下图所示：

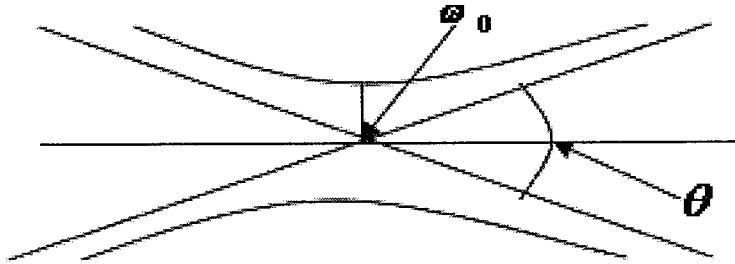


图 3.2.1 光束光腰半径与远场发散角示意图

对于基模高斯光束有：

$$\omega_0 \theta = \frac{2\lambda}{\pi} \tag{3.2.1}$$

式中 ω_0 为基模高斯光束的束腰光束半径， θ 为基模高斯光束的远场发散角。根据 M² 因子定义可知，对于实际光束有：

$$M^2 = \frac{W_0 \Theta}{2\lambda / \pi} = \frac{\pi}{2\lambda} W_0 \Theta \quad (3.2.2)$$

式中， W_0 为实际光束的束腰半径， Θ 为实际光束的远场发散角。

对于不同阶数的光束， M^2 因子有其对应的理想值，当激光器 M^2 因子与理想值越接近表明此激光器输出激光光束品质越高，数值相差越大则激光品质越差。基模高斯光束在 x 、 y 两个方向 M^2 理想值均为 1；对于厄米-高斯光束 x 、 y 方向的 M^2 理想值分别为： $M_x^2 = 2m+1$ ， $M_y^2 = 2n+1$ ；对于拉盖尔-高斯光束， $M_r^2 = 2p+1+1$ 。所以对于一阶拉盖尔-高斯光束（ LG_{01} ），其 M^2 理想值为 2。

3.2.2 M^2 因子的测量

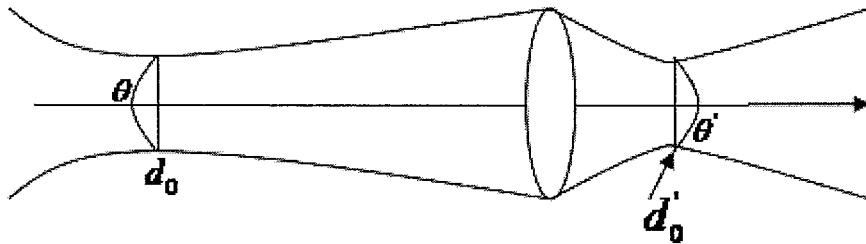


图 3.2.2 激光光束过透镜示意图

由于激光光束在传输过程中，经过透镜的变换，其束腰半径与远场发散角乘积始终保持不变^[55]。所以我们采用在激光光束后端放置透镜组的方式，将激光光束进行整形。采用双曲线拟合的手法测量激光光束的 M^2 因子。在实际测量中，使用光束分析仪（CCD）直接测量整形后激光光束束腰附近的光束半径，将测量得到的光束束腰附近不同位置的光束半径，进行双曲线拟合，进而计算其 M^2 。具体计算公式如下：

$$W^2 = Az^2 + Bz + C \quad (3.2.3)$$

其中 W 为测量得到光束半径， A 、 B 、 C 为拟合系数。光束束腰半径为：

$$W_0 = \sqrt{C - \frac{B^2}{4A}} \quad (3.2.4)$$

根据光束远场发散角定义，激光光束远场发散角为：

$$\Theta = 2 \frac{W}{z} \Big|_{z \rightarrow \infty} = 2\sqrt{A} \quad (3.2.5)$$

根据 M² 因子定义，可得：

$$M^2 = \frac{\pi}{\lambda} \sqrt{AC - \frac{B^2}{4}} \quad (3.2.6)$$

M² 测量所使用光束分析仪为 SOHU200，其界面如图所示：

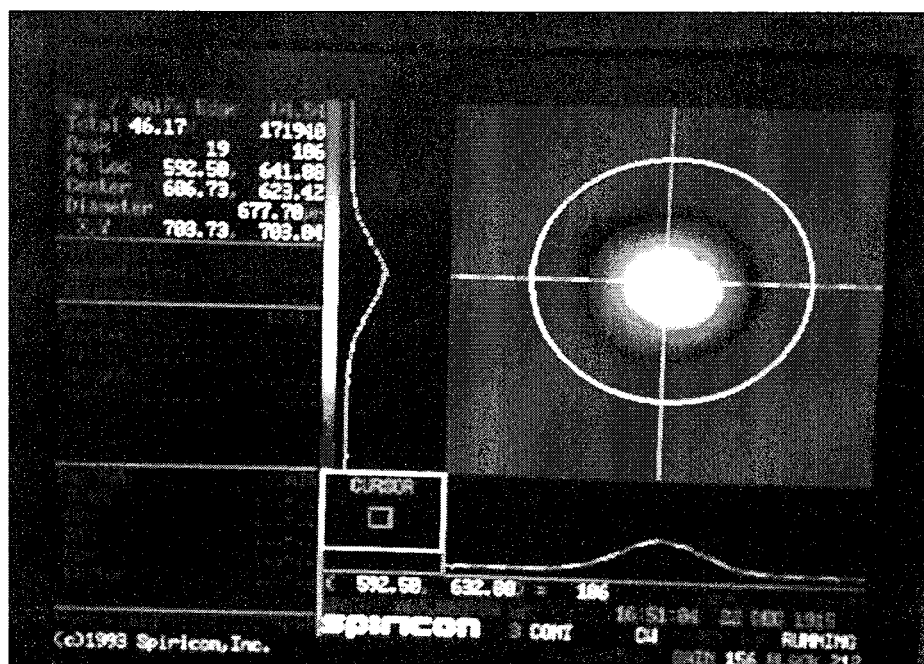
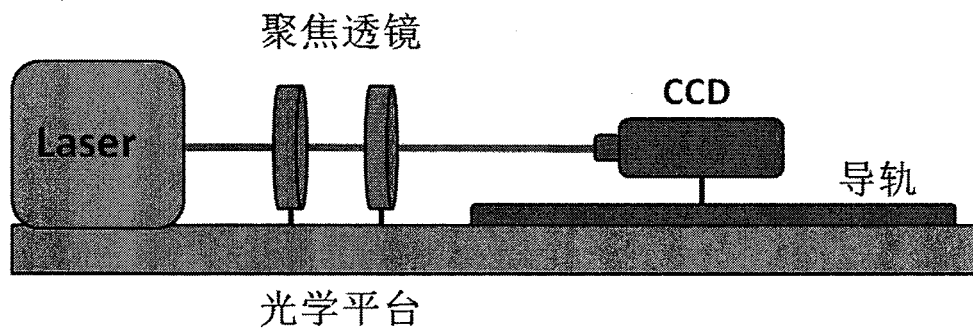


图 3.2.2 光束分析仪工作界面

光束分析仪界面右侧屏幕上为测量所得激光光斑，左上角显示了测量得到光斑尺寸。可以读取记录激光光束不同位置的光束半径尺寸以及位置坐标。

M² 测量实际光路如图所示：

图 3.2.3 激光品质因子 M^2 测量架构

从激光器出射激光通过一对聚焦透镜组整形，将激光光束整形成为可以由光束分析仪精确测量其束腰位置光束半径的激光光束。光束分析仪放置在一个滑动导轨上，通过左右移动光束分析仪的位置，并记录光束分析仪在不同位置上测量得到的激光光束的光束半径。通过计算机拟合得到激光光束轮廓的双曲线方程，通过计算，可以得到所测激光光束的光束品质因子。

第四章 $\text{Yb}:\text{GdYCOB}$ 涡旋激光研究

本章首先从掺 Yb^{3+} 激光晶体特点分析, 说明研究 Yb^{3+} 掺杂的涡旋激光的重要意义。之后对 $\text{Yb}:\text{GdYCOB}$ 晶体进行介绍, 包括其晶体参数, 能级结构, 发射以及吸收光谱等信息。最后, 使用光强分布为环形的半导体激光器, 端面泵浦 $\text{Yb}:\text{GdYCOB}$ 晶体实现激光谐振腔直接发射涡旋激光。通过分析输出激光的空间强度分布、光束质量、光束纯度以及光束的波前信息, 证实了激光器输出为高纯度的一阶拉盖尔-高斯 (LG_{01}) 光束。

4.1 掺 Yb^{3+} 激光晶体特点分析

从上世纪八十年代起^[56], Yb^{3+} 离子掺杂的激光增益介质由于其其在 $1\mu\text{m}$ 附近优异的发光性能开始受到人们的广泛重视, 并取得了许多进展^[57]。与传统的 $1\mu\text{m}$ 附近发光掺杂离子钕 (Nd^{3+}) 离子相比较, Yb^{3+} 离子的最大特点在于其简单的能级结构, 如下图 4.1.1 所示。 Yb^{3+} 离子为最简单的两能级系统, 由基态 $^2F_{7/2}$ 和激发态 $^2F_{5/2}$ 组成。在晶格场的作用下, 发生能级分裂, 激光过程最可能发生在上能级 $^2F_{5/2}$ 的最低斯坦克能级和下能级 $^2F_{7/2}$ 的子能级之间, 形成准三能级的激光运转机制。然而, 准三能级系统的一大特点是其激光跃迁上下能级属于同一个能级多重态, 因此掺杂 Yb^{3+} 离子激光增益介质的光谱和激光性能很大程度上依赖于基质材料。

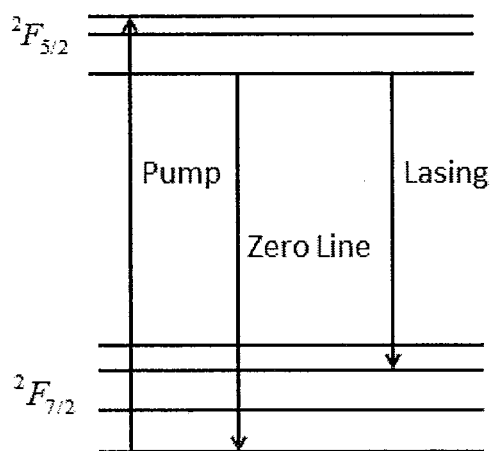


图 4.1.1 Yb^{3+} 离子能级结构示意图

由于 Yb^{3+} 离子具有的简单的能级结构, 掺 Yb^{3+} 激光晶体具有以下特点^[58, 59]:

- (1) 不存在激发态吸收以及上转换的问题，具有较高的光转换效率；
- (2) 具有很长的荧光寿命，有利于能量的存储，为掺 Nd^{3+} 离子材料的三倍多；
- (3) 较低的量子缺陷，泵浦上能级与激光发射上能级属于同一个能级态，非常接近，这样一来，理论上掺 Yb^{3+} 激光晶体发光斜效率与量子效率可达 90%；
- (4) 吸收波长范围为 0.9-1.1 μm ，可以与 InGaAs 半导体激光泵浦源有效的耦合；
- (5) 宽的吸收带宽和发射带宽，使得掺 Yb^{3+} 激光晶体在可调谐^[60, 61]以及超快激光^[62, 63]领域具有很大的应用价值。

目前，在固体激光领域，关于腔内直接产生涡旋光束的研究主要集中在掺 Nd^{3+} (钕离子)激光晶体固体激光器，包括 $\text{Nd:YAG}^{[48, 64]}$, $\text{Nd:YVO}_4^{[27]}$, $\text{Nd:GdVO}_4^{[31]}$ 等，还包括使用 $\text{Er:YAG}^{[50]}$ 、 $\text{Yb:YAG}^{[65]}$ 作为增益介质的激光器。由于上述掺 Yb^{3+} 激光晶体的优势，因此对掺 Yb^{3+} 激光晶体的涡旋激光的研究对实现可调谐以及超短脉冲的涡旋激光具有重要的意义。

4.2 Yb:GdYCOB 晶体特性

$\text{Yb:Ca}_4\text{Gd}_{0.5}\text{Y}_{0.5}\text{O}(\text{BO}_3)_3$ (Yb:GdYCOB) 激光晶体是一种 Yb^{3+} 掺杂的钙-稀土硼酸盐单斜晶体，空间群为 $C_m^{[66]}$ 。实验采用提拉法生长的 Yb:GdYCOB 晶体，生长所得激光晶体掺杂浓度为 9.28 at%，尺寸为 15mm×30mm，如下图 4.2.1 所示。该晶体物理参考轴 (X,Y,Z) 与晶体晶轴 (a,b,c) 之间的夹角关系^[67]为 $b \parallel Y$, $(a, Z) = 24.1^\circ$, $(c, X) = 12.6^\circ$ 。晶胞参数为 $a = 8.09 \text{ \AA}$, $b = 16.02 \text{ \AA}$, $c = 3.57 \text{ \AA}$, $\beta = 101.21^\circ$ 。

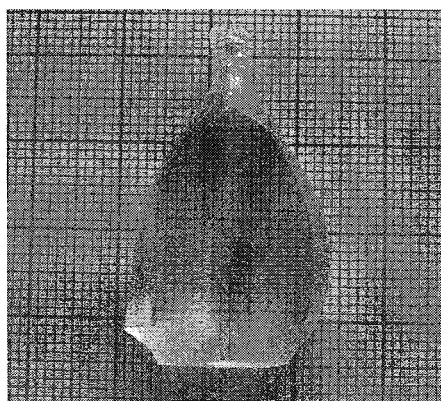


图 4.2.1 Yb:GdYCOB 晶体^[66]

在室温下，使用 Perking-Elmer UV-VIS-NIR 分光光度计测量 Yb:GdYCOB 晶体在 780-1100nm 范围的偏振吸收光谱如图 4.2.2。其吸收上下能级为基态 $^2F_{7/2}$ 和激发态 $^2F_{5/2}$ ，存在三个较大的吸收峰分别为 900nm，948nm，976nm。其中，沿 Y 偏振吸收方向，在 976nm 处取得最大的吸收峰。InGaAs 半导体激光器波长范围为 900nm-1100nm，因此 Yb:GdYCOB 晶体可以使用 InGaAs 半导体激光器进行高效的泵浦。

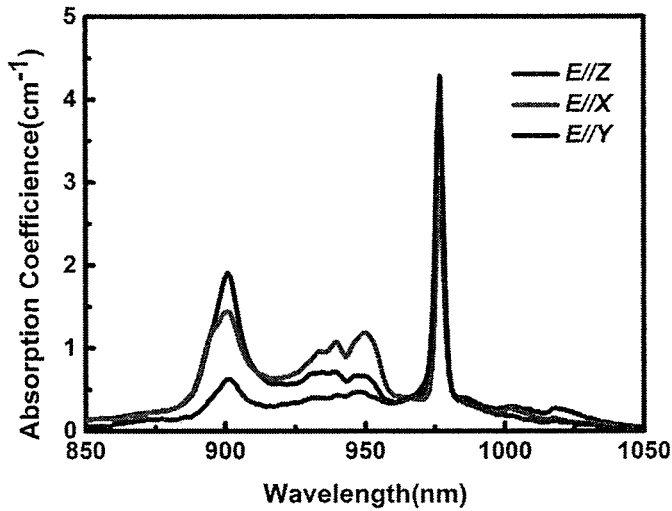


图 4.2.2 室温下测得的 Yb:GdYCOB 晶体偏振吸收光谱

使用 FLS920 LifeSpec PS 分光光度计在室温下测量 Yb:GdYCOB 晶体的荧光发射光谱如图 4.2.3 所示，其荧光发射峰为 976nm，1019nm，1031nm，1083nm。其中，976nm 为晶体的自吸收峰。在 1031nm 处沿 Y 偏振方向为其最大的发射峰，半高宽为 51nm。与传统的 Yb 掺杂晶体 Yb:YAG^[60]，Yb:YAB^[68] 相比较，其半高宽要大得多。而且，由其吸收光谱可知，Yb:GdYCOB 晶体在 1031nm 谱线处几乎不存在自吸收。因此，1031nm 为 Yb:GdYCOB 晶体的主要发光谱线。

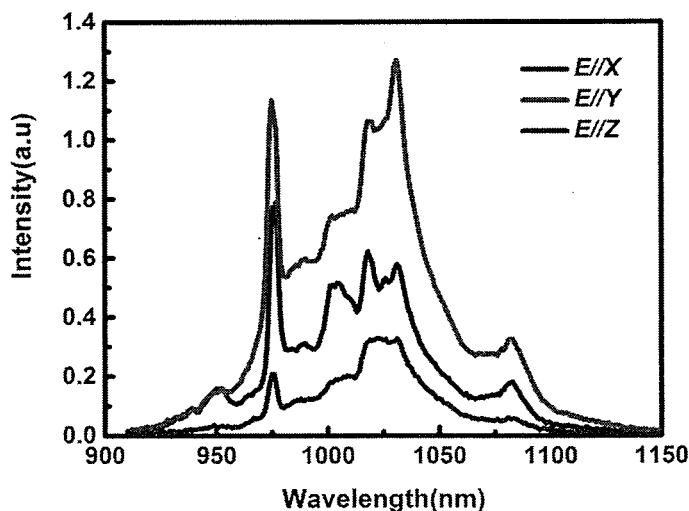


图 4.2.3 室温下测得的 Yb:GdYCOB 晶体荧光发射光谱

由 Yb:GdYCOB 晶体的吸收光谱和荧光光谱, 我们可以得到其能级结构如 4.2.4 所示。

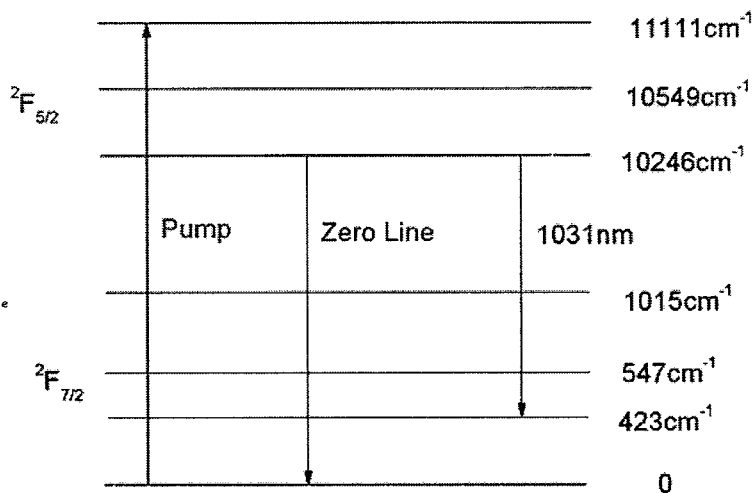


图 4.2.4 Yb:GdYCOB 晶体能级结构^[66]

表 4-1 为 Yb:GdYCOB 晶体与其他掺 Yb³⁺激光晶体激光参数与光谱特性对比, 从表中可以看出 Yb:GdYCOB 晶体具有更长的发光寿命。对比 Yb:YCOB^[69]与 Yb:GdCOB^[70], 其吸收截面相近, 吸收截面半高宽略小。但是, 在最高的发射峰 1031nm 谱线处, 其荧光光谱半高宽为 5nm, 是 Yb:YAG 的将近 5 倍。另外其荧光寿命也远大于 Yb:YAG。因此, Yb:GdYCOB 晶体在超快激光以及可调谐激光领域具有很大的应用潜力。

表 4-1 Yb:GdYCOB 晶体与其他掺 Yb³⁺激光晶体激光参数与光谱特性对比^[66]

Crystal	Yb:GdYCOB	Yb:YAB	Yb:YCOB	Yb:GdCOB	Yb:BOYS	Yb:KGW
λ_p (nm)	976	976	976	977	975	981
σ_{abs} (10^{-20} cm ²)	1.03	3.4	0.94	1.15	0.73	12
FWHM (nm)	5	20	-	2.6	6.9	3.5
λ_{ext} (nm)	1 031	1 040	1 030	1 030	1 060	1 025
σ_{em} (10^{-20} cm ²)	0.267	0.8	0.55	0.92	0.2	2.7
τ_{em} (ms)	3.40	0.68	2.65	2.44	2.37	0.6
τ_{rad} (ms)	2.95	0.60	2.91	2.24	1.2	-
β_{min} (%)	8.2	4.3	5.8	6	2.4	6
I_{psat} (kW/cm ²)	5.78	8.8	8.2	15.3	23.1	2.8
I_{min} (kW/cm ²)	0.47	0.38	0.48	0.92	0.55	0.15
Ref.	this work	[17]	[13]	[12]	[24]	[25]

4.3 Yb:GdYCOB 涡旋激光器

本实验采用光强分布为环形的半导体激光器，端面泵浦 Yb:GdYCOB 晶体实现激光谐振腔直接发射涡旋激光。通过分析输出激光的空间强度分布、光束质量、光束纯度以及光束的波前信息，证实了激光器输出为高纯度的一阶拉盖尔-高斯(LG₀₁)光束。

4.3.1 基本原理与实验装置

为了实现激光谐振腔直接发射一阶拉盖尔-高斯光束 (LG₀₁)，实验使用空间强度分布为环形的泵浦光对激光增益介质进行泵浦，使得谐振腔内的 LG₀₁ 模获得与其空间强度分布相匹配的泵浦增益，即在激光谐振腔内的所有模式中 LG₀₁ 模的阈值最低，从而实现 LG₀₁ 模的优先发射。在端面泵浦体系中，不同横模的阈值公式为^[53]：

$$P_{pth} = \frac{h\nu_p(L+T)}{2\sigma\tau_f\eta_q\eta_{abs}} \frac{1}{l \int r_0(r,z)s_0(r,z)dV}, \quad (4.3.1)$$

其中 σ 为激光增益介质的受激发射截面， τ_f 为激光增益介质的上能级寿命， ν_p 为泵浦光频率， η_q 为泵浦光的量子效率， η_{abs} 为吸收系数， L 为谐振腔腔损耗， T 为输出镜的透过率， l 表示有效腔长， $r_0(r,z)$ 为泵浦光的空间强度分布函数， $s_0(r,z)$ 为谐振腔的横模的空间强度分布函数。通过改变谐振腔的不同横模的强度分布，可以计算出不同横模在相同的泵浦条件下的阈值。方程(1)表明，在增益介质内部，当谐振腔横模与泵浦光达到最好的重叠度（即 $\int r_0(r,z)s_0(r,z)dV$ 取最大值）时，该模拥有最低的激光振荡阈值，会优先起振。也就是说，可以通过使用特定空间强度分

布的泵浦光以及谐振腔结构设计直接产生有效的 LG_{01} 激光输出。

发射涡旋激光的实验装置如图 4.3.1 所示, 实验采用由平面反射镜 M1 与曲率半径为 $R=100\text{mm}$ 的输出耦合镜 M2 构成的腔长为 30mm 的平凹腔。M1 镜镀有对泵浦光 (976nm) 的增透膜以及对发射光 (1085nm) 的高反膜, 输出镜 M2 镀有发射光 (1085nm) 的部分透过膜, 透过率为 $T=2\%$ 。实验采用提拉法生长的, 掺杂浓度为 $9.28\text{-at.}\%$, 沿 x 轴方向切割的 Yb:GdYCOB 晶体, 晶体尺寸为 $3\times 3\times 10\text{mm}^3$ 。晶体端面未镀膜。实验过程中晶体由厚度为 0.1mm 的铝箔包裹后被放置在固定的铜块上, 铜块连接半导体制冷(TEC)器, TEC 连接水冷装置, 水冷温度系统保持为 10°C 。经谐振腔 ABCD 理论计算, 晶体内部的基模 (TEM_{00}) 高斯光束半径为 $117\mu\text{m}$ 。

实验使用中心波长为 976nm 的半导体激光器进行端面泵浦。图 4.3.1 左上角为本实验所使用的, 由光束分析仪 (cohu 4812) 测得的环形泵浦光的近场光束强度分布。为了获得横截面光强分布为环形的泵浦光, 我们对泵浦光进行整形(泵浦整形方式见参考文献 50^[50]) 得到近场光强分布为环形且最大输出功率为 4W 的泵浦光。实验测得整形后泵浦光的光束品质因子 (M^2) 为 36。

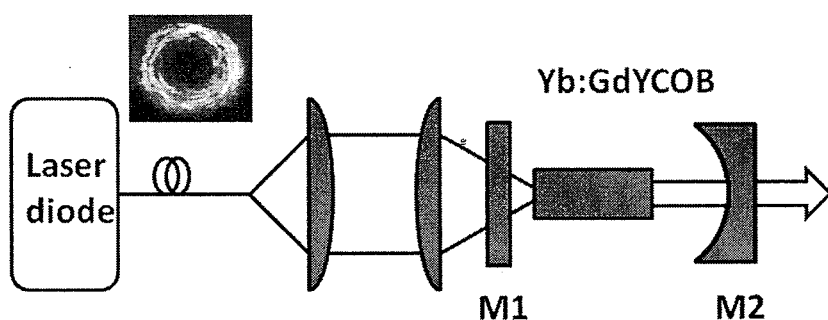


图 4.3.1 Yb:GdYCOB 晶体激光器实验装置示意图与泵浦光近场光强分布

为了确保激光谐振腔优先激发 LG_{01} 模, 需要使环形泵浦光在有效增益长度内与谐振腔振荡的 LG_{01} 横模能够实现最大程度的空间重叠度, 以此保证泵浦光与谐振腔 LG_{01} 模获得最佳模式匹配。由于泵浦光在其两倍瑞利长度内发散角近似为零, 可以认为泵浦光在其两倍瑞利长度内光束半径保持不变, 因此, 只有保证泵浦光的两倍瑞利长度覆盖整个激光介质的有效增益长度才能实现最佳的模式匹配:

$$2Z_{\text{Rp}} = \frac{2\pi n \omega_p^2}{M_p^2 \lambda} \geq l_c, \quad (4.3.2)$$

其中, Z_{Rp} 为泵浦光的瑞利长度, n 为增益介质折射率, ω_p 为泵浦光束束腰半径, M_p^2 为泵浦光光束品质因子, l_c 为激光增益介质的有效长度。

对于 LG₀₁ 模式, 其强度分布为^[71]:

$$\text{LG}_{01} = \frac{2}{\pi \omega^2(z) l_c} \left(\frac{2r^2}{\omega^2(z)} \right) \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega^2(z)} \right), \quad (4.3.3)$$

其中 r 为横截面上的径向坐标, $\omega(z)$ 为谐振腔基模 (TEM₀₀) 的光束半径 (为最大光强的 $1/e^2$ 处的半径大小), 拓扑荷数为 1。根据上式, 可知在谐振腔内 LG₀₁ 模的光束半径为 TEM₀₀ 模的 $\sqrt{2}$ 倍, 在本实验采用的谐振腔中, 计算得到的激光增益介质内 LG₀₁ 模的光束半径为 165 μm 。为了保证 LG₀₁ 模被优先激发, 将泵浦光通过耦合透镜组聚焦到晶体内部, 聚焦光束半径为 190 μm 。将相关参数代入公式(4.3.2), 可以计算得到此时的泵浦光两倍瑞利长度为 10.9mm, 大于晶体长度 10mm, 满足公式(4.3.2)的要求。使用光束分析仪测量得到泵浦光在晶体上的聚焦光束的半径为 190 μm , 中间空心部分半径为 60 μm , 如图 4.3.1 所示。通过理论计算可以得到, 在这种条件下, 激光谐振腔内 LG₀₁ 模的阈值最低, 能被优先激发。

4.3.2 实验结果与分析

Yb:GdYCOB 激光晶体输出功率曲线如图 4.3.2(a)所示, 当注入泵浦功率为 2.07W 时, 激光器达到阈值。随着注入泵浦功率的增大, 输出激光的功率逐渐增加, 当注入泵浦功率达到 3.2W 时, 获得最大的输出功率 281mW, 此时激光器没有出现饱和现象, 因此可以推断如果使用高功率的激光泵浦源, 激光器的输出功率能够得到进一步提升。本实验 Yb:GdYCOB 激光器的光光转换效率为 8.7%, 斜效率为 21.7%。图 4.3.2(b)为在最大输出功率 281mW 的条件下测得的输出激光的光谱, 出射激光中心波长为 1084.1nm, 半高宽为 2.1nm。

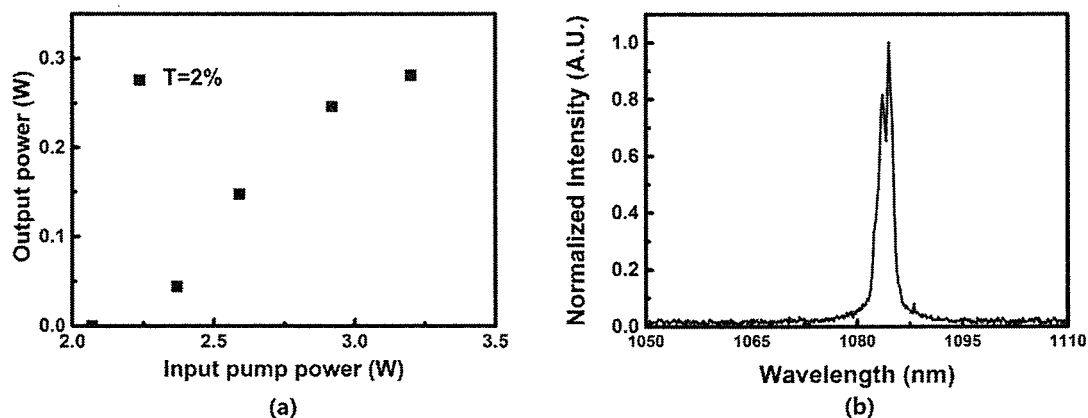


图 4.3.2 (a) Yb:GdYCOB 晶体激光输出功率曲线; (b)激光光谱图

图 4.3.3 是在最大输出功率 281mW 下,使用光束分析仪(Cohu 4800)测得的激光的空间强度分布。图 4.3.3(a)为远场空间强度分布,图 4.3.3(b)为使用 $f=200\text{mm}$ 的平凸透镜将输出激光聚焦,在焦平面附近测得的近场空间强度分布。由图中可以看出,激光出射光强在横截面上为环形分布,中间部分光强为零,且近场以及远场具有相同的空间强度分布形式。这表明,出射激光进行傅里叶变换后仍是其本身,即出射激光为谐振腔的本征模式。理论上,理想的 LG_{01} 模的光束品质因子 M^2 为 2,本实验在最大的输出功率 281mW 的状态下,测得出射激光光束品质因子 M^2 为 2.1,与理论值相接近。事实上,测量所得的 M^2 因子的数值并不能够精确的表示产生的 LG_{01} 模的模式纯度。为了进一步确定出射激光是否为 LG_{01} 模,需要测量光束横截面的光强分布以及光束的波前相位信息进行进一步的判定。

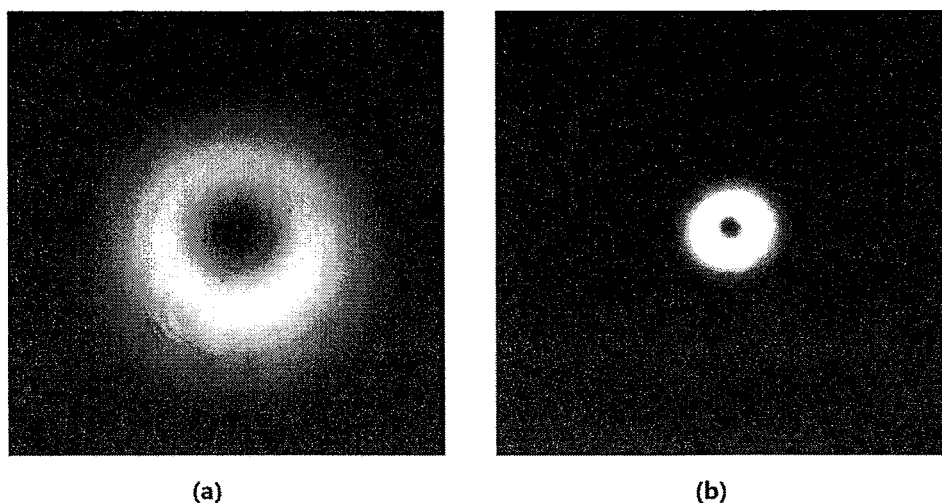


图 4.3.3 (a)输出激光远场空间强度分布; (b)近场空间强度分布

图 4.3.4 为实验测量的远场激光光束横截面的空间强度分布，图中蓝点表示实验测量得到的激光横截面光强分布，红色实线为拟合的 LG_{01} 模的理论值。由图中可以看到实际测量点与理论值符合的较好，即出射激光与 LG_{01} 模基本相吻合。图中左右两边光强峰值存在差异，这是由于激光腔镜的微小的失调以及晶体的各向异性导致的^[72]。图中可以看到光斑在中心位置光强近似为 0，这表明谐振腔中的基模高斯光束成分基本被完全抑制，产生的 LG_{01} 光束中不包含基模高斯光束成分。

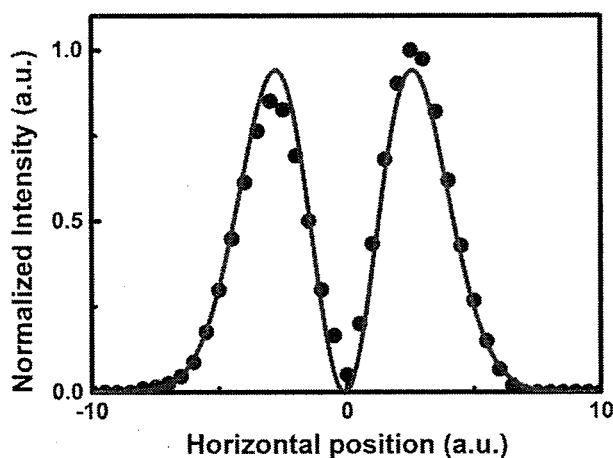


图 4.3.4 激光横截面光强分布图

实验使用马赫-曾德尔干涉仪测量出射激光光束的波前相位信息。图 4.3.5 为通过光束分析仪测得的共轴干涉图。图中可以看到一个带有顺时针螺旋方向的清晰的干涉条纹，这表明出射激光为带有一个拓扑荷的 LG_{01} 模。使用格兰棱镜测量出射激光的偏振性，确定出射激光为线性偏振光。实验中发现，在激光谐振腔参数没有发生改变时，重启激光器，其空间光强分布以及干涉条纹、螺旋方向并不会发生任何改变。以上实验现象表明，激光器输出为稳定的，带有螺旋波前的 LG_{01} 光。受到泵浦功率的限制，整个实验在低输出功率下运转，如果能够进一步提高泵浦光的注入功率，有望获得更大功率的涡旋激光输出。

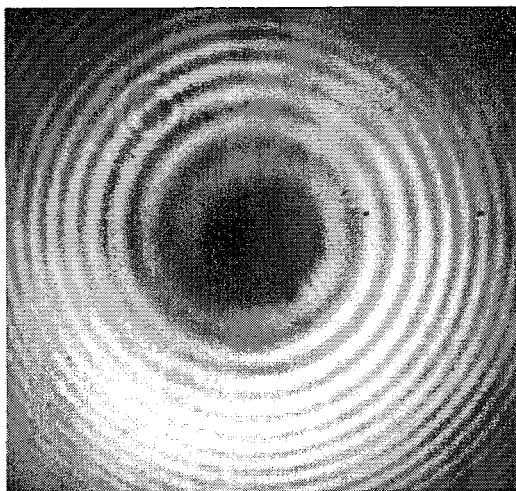


图 4.3.5 激光干涉图

4.3.3 结论

本文采用光强分布为环形的半导体激光器端面泵浦 $\text{Yb:Ca}_4\text{Gd}_{0.5}\text{Y}_{0.5}\text{O}(\text{BO}_3)_3$ 激光晶体，通过设计合理的谐振腔结构，使泵浦光与腔内 LG_{01} 模式相匹配，成功实现 LG_{01} 模涡旋激光的输出。输出激光空间强度在传输过程中没有发生改变，其光束纯度以及光束品质因子与理想的 LG_{01} 光束相吻合。其波前相位信息表明激光器输出的激光为带有螺旋波前的 LG_{01} 光束，拓扑荷数为 1。当注入功率达到 3.2W 时，取得最大的输出功率 281mW，斜效率为 21.7%。如果进一步提高泵浦光的输出功率，有望获得更大功率的涡旋激光输出。这是我们所知的掺 Yb^{3+} 各向异性的激光晶体涡旋激光器的首次报道。由于 Yb:GdYCOB 激光晶体宽的发射带宽，接下来我们会更进一步进行 Yb:GdYCOB 激光晶体的可调谐和超快涡旋激光的研究。

第五章 Yb:MgWO₄ 涡旋激光研究

本章首先介绍 Yb:MgWO₄ 晶体作为一种新型的 Yb³⁺ 掺杂激光晶体的特性, 包括其晶体结构, 能级结构, 吸收和发射光谱, 以及它与其它 Yb³⁺ 掺杂晶体相比较的优势。接着, 我们使用 InGaAs 半导体激光器泵浦 Yb:MgWO₄ 晶体研究其连续光运转的性能, 发现在输出镜透过率为 T=5% 的情况下, 得到效率最大的激光输出。最后采用光强分布为环形的半导体激光器, 端面泵浦 Yb:MgWO₄ 晶体, 使得谐振腔内优先激发一阶拉盖尔-高斯光, 实现涡旋激光的直接输出。我们通过分析输出激光的空间强度分布、光束质量、光束纯度以及光束的波前信息, 确保输出为高纯度的一阶拉盖尔-高斯光束。并且, 通过与普通泵浦光泵浦 Yb:MgWO₄ 晶体的普通激光相比较, 研究环形泵浦的 Yb:MgWO₄ 涡旋激光器的效率。在不添加任何额外腔内元件的条件下, 我们成功实现了对涡旋光束螺旋方向的控制。

5.1 Yb:MgWO₄ 晶体特性

Yb:MgWO₄ 晶体是一种新型的 Yb³⁺ 掺杂激光晶体, 本节将介绍其晶体的特性, 包括吸收和发射特性, 能级结构等信息。我们已知, Yb³⁺ 掺杂激光晶体的吸收发射性能主要取决于基质材料。二元钨酸盐是一种被广泛运用的 Yb³⁺ 掺杂基质材料, 现有晶体包括 Yb:KG(WO₄)₂, Yb:KY(WO₄)₂, Yb:KLu(WO₄)₂ 等^[73-76]。与常用的 Yb³⁺ 掺杂晶体 Yb:YAG 相比较, Yb³⁺ 掺杂二元钨酸盐晶体具有更大的吸收和发射截面, 更大的发射带宽, 以及非常强的各向异性等优势。这些优势使得 Yb³⁺ 掺杂二元钨酸盐晶体在锁模激光^[77-79], 光放大^[80], 光波导^[81-83] 等领域具有可观的应用前景。但是上述 Yb³⁺ 掺杂二元钨酸盐晶体存在热性能较差以及吸收带宽较窄 (<4nm) 等缺陷, 因此开发新型的 Yb³⁺ 掺杂激光晶体具有十分重要的意义。

许多研究表明, 单钨酸盐 AWO₄ (A=Cd, Zn, Mg) 晶体可以作为激光增益介质, 由三价稀土粒子取代二价离子 A²⁺ 形成激光晶体^[84-86]。由于掺杂离子与晶体二价离子粒子半径和电荷的不同, 导致晶体中的晶格畸变和扭曲, 将决定晶体的能级结构, 甚至形成更宽的吸收和发射带宽^[87-89]。MgWO₄ 是一种单斜的单钨酸盐晶体, 其空间群为 P2/c, 晶胞参数为 $a = 4.686 \text{ \AA}$, $b = 5.675 \text{ \AA}$, $c = 4.928 \text{ \AA}$, $\beta = 90.3^\circ$, $Z = 2$

[90, 91]。Yb:MgWO₄ 晶体是采用顶部籽晶熔盐法生长的一种新型的 Yb³⁺ 掺杂钨酸盐单斜晶体，晶体如图 5.1.1 所示。其物理参考轴 (X,Y,Z) 与晶体晶轴 (a,b,c) 之间的夹角关系为， $b \parallel Y$, $(c, Z) = 34.1^\circ$, $(a, X) = 36.4^\circ$ 。

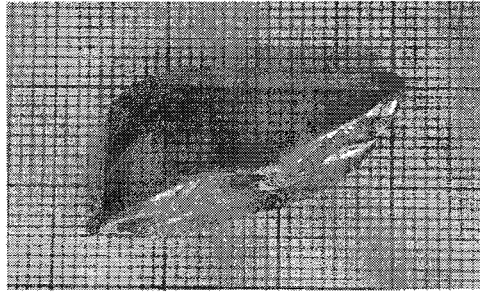


图 5.1.1 Yb:MgWO₄ 晶体

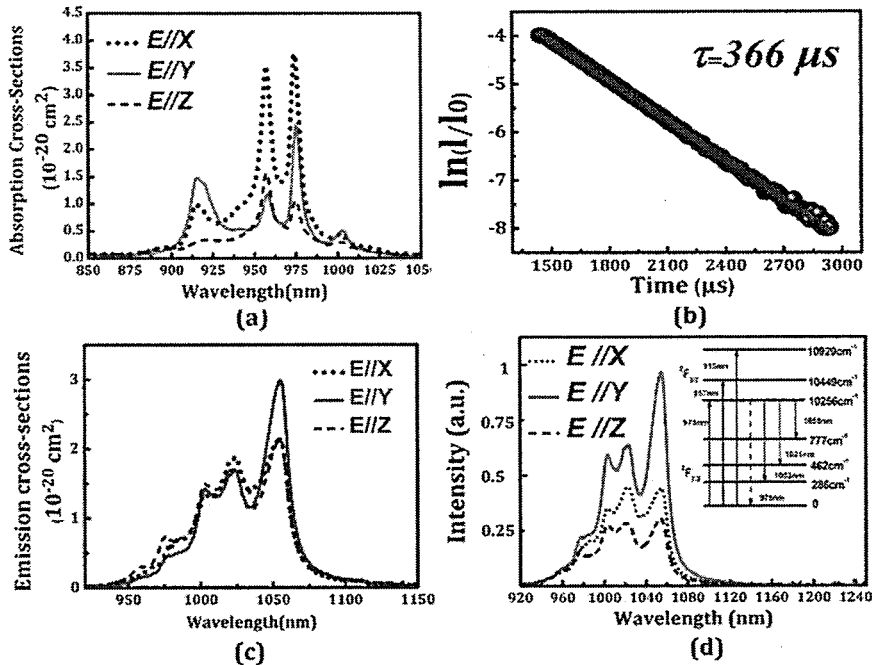


图 5.1.2 (a) Yb:MgWO₄ 晶体吸收截面图 (b) 荧光寿命测试图 (c) 发射截面图 (d) 荧光发射光谱以及能级图

我们使用 Pekin-Elmer UV-VIS-NIR (Lambda 35) 分光光度计在室温下测试 Yb:MgWO₄ 晶体的吸收性能，图 5.1.2(a) 为测量所得在 850nm-1050nm 波长范围内 Yb:MgWO₄ 晶体不同偏振方向的吸收截面图。由图中可以看到，Yb:MgWO₄ 晶体具有强烈的各向异性，并且在 975nm 波长处平行于 X 方向，取得最大的吸收截面，半高宽为 7.1nm。这表明，Yb:MgWO₄ 晶体非常适合使用 980nm 的 InGaAs 半导体

激光器进行泵浦。在 975nm 处,不同偏振方向的吸收截面分别为 $3.76 \times 10^{-20} \text{cm}^2(\text{E//X})$, $2.43 \times 10^{-20} \text{cm}^2(\text{E//Y})$, $1.08 \times 10^{-20} \text{cm}^2(\text{E//Z})$ 。我们使用爱丁堡仪器公司的 Lifespec-ps 系统测量晶体的荧光寿命,测试所用激发光源为钛宝石皮秒激光器,波长为 910nm,测试的发光波长为 1060nm。测试所得荧光寿命为 366 μs ,如图 5.1.2(b)所示。晶体偏振发射截面由荧光寿命和荧光光谱计算所得^[92, 93],如图 5.1.2(c)所示。在 1060nm 处,其不同偏振方向发射截面分别为 $2.13 \times 10^{-20} \text{cm}^2(\text{E//X})$, $2.99 \times 10^{-20} \text{cm}^2(\text{E//Y})$, $2.11 \times 10^{-20} \text{cm}^2(\text{E//Z})$ 。我们使用 FLS920 分光光度计在室温下测试其荧光发射光谱,如图 5.1.2(d)所示。由图可以看出在 920-1120nm 范围内,存在 4 个强发射谱线,分别为 975nm, 1003nm, 1021nm, 1060nm。在最大的发射峰 1060nm 处三个偏振方向的发射半高宽分别为 33nm(E//X), 21nm(E//Y), 27nm(E//Z)。其宽的发射带宽表明 Yb:MgWO₄ 晶体非常适合于可调谐激光器以及超快激光器领域进行应用。图 5.1.2(d)内部为 Yb:MgWO₄ 晶体的能级结构图,由其发射光谱和吸收光谱推断所得。Yb³⁺ 离子下能级 $^2\text{F}_{7/2}$ 分裂为 4 个能级,激发态 $^2\text{F}_{5/2}$ 分裂为 3 个能级,组合成为一个准三能级系统。

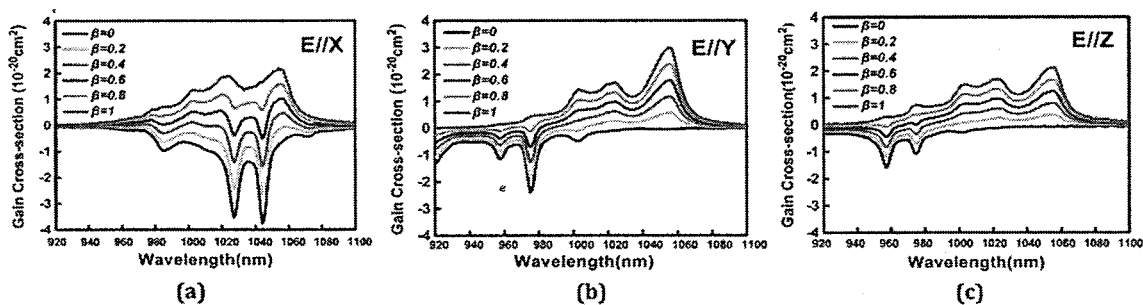


图 5.1.3 计算所得 Yb:MgWO₄ 晶体不同偏振方向的增益截面

为了进一步定量地确定晶体的增益特性,根据所得的吸收截面和发射截面,可以计算出上能级粒子数反转的增益吸收和波长的函数关系。其增益函数为:

$$\sigma_g(\lambda) = \beta\sigma_{\text{em}}(\lambda) - (1 - \beta)\sigma_{\text{abs}}(\lambda) \quad (5.1.1)$$

式中, β 为 Yb³⁺ 上能级反转数与总粒子数的比值。 σ_{em} σ_{abs} 为发射和吸收截面。图 5.1.3 为晶体在 X,Y,Z 三个方向计算得到的增益截面,由图中可以看出当 $\beta \geq 0.4$ 时, Yb:MgWO₄ 晶体增益截面开始大于零,即激光开始运转。

与其它 Yb³⁺ 掺杂晶体比较, Yb:MgWO₄ 具有许多优异的特性。在 975nm 附近 Yb:MgWO₄ 的吸收带宽达到 7.1nm, 接近于其它掺 Yb³⁺ 钨酸盐晶体的两倍 (Yb:KG(WO₄)₂ 为 3.5nm^[94], Yb:KY(WO₄)₂ 为 3.7nm^[94], Yb:KLu(WO₄)₂ 为 4nm^[75])。其最大发射带宽为 33nm (E//X), 远高于 Yb:YAG 的 9nm^[95] 以及其它掺 Yb³⁺ 钨酸盐晶体 (Yb:KG(WO₄)₂ 为 20nm^[94], Yb:KY(WO₄)₂ 为 16nm^[94], Yb:KLu(WO₄)₂ 为 28nm^[75])。Yb:MgWO₄ 的这些优良性能, 使其在可调谐和飞秒激光领域具有巨大的应用潜力。

5.2 Yb:MgWO₄ 连续光运转性能研究

本实验为首次对 Yb:MgWO₄ 连续运转的激光性能进行研究, 使用半导体 InGaAs 激光器进行端泵, 采用紧凑型平凹腔结构, 研究在不同的输出透过率下, Yb:MgWO₄ 晶体连续光的运转性能, 以及不同的耦合透过率下发射波长的变化, 寻找最大效率的输出透过率。

5.2.1 实验装置

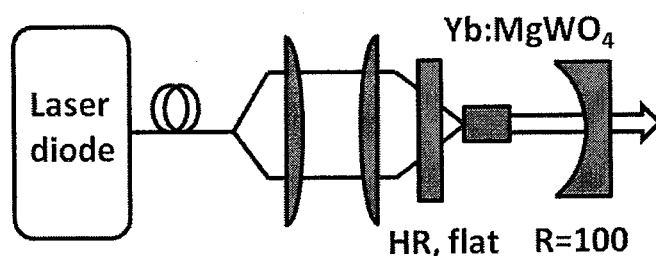


图 5.2.1 Yb:MgWO₄ 激光器实验装置示意图

实验装置如图 5.2.1 所示, 实验采用紧凑型平凹腔结构, 输入镜为平面镜, 镜子两端面分别镀有泵浦光 975nm 的增透膜, 以及发射激光 1060nm 的高反膜; 输出端采用半径 R=100mm 的平凹透镜, 其凹面上镀有对发射光 1060nm 的部分透过膜。本实验中我们将采用三种对发射光 1060nm 具有不同透过率的输出透镜, 透过率分别为 T=2%, 5%, 8%, 研究 Yb:MgWO₄ 晶体的发光性能, 并寻找对晶体产生最优的发光效率的输出透过率。实验所用晶体为顶部籽晶熔盐法生长的沿 x 轴切的 Yb:MgWO₄ 晶体, 晶体掺杂浓度为 1.25at.%, 尺寸为 3×3×3.7 mm³, 晶体两端面镀有对 1060nm 的增透膜。实验过程中晶体由厚度为 0.1mm 的铝箔包裹后被放置在固

定的铜块上，铜块连接半导体制冷(TEC)器，TEC 连接水冷装置，水冷温度系统保持为 10°C 。实验采用最大输出功率为 12W 的 InGaAs 半导体激光器进行端面泵浦，泵浦耦合光纤的数值孔径为 0.22，纤芯直径为 $200\mu\text{m}$ 。通过调节激光二极管工作温度，使其输出以 975nm 为中心波长的泵浦光。由光纤输出的泵浦光通过耦合透镜组 ($f_1=60\text{mm}$, $f_2=60\text{mm}$) 整形后注入晶体前端面进行泵浦。整个激光谐振腔腔长为 20mm。

5.2.2 实验结果与分析

Yb:MgWO_4 晶体在三种不同的输出耦合 ($T=2\%$, 5% , 8%) 下，实验得到激光输出功率与注入泵浦功率的关系如图 5.2.2 所示。由图中可得，在随着输出耦合透过率的增加，激光的阈值随着增加，在 $T=2\%$, 5% , 8% 时阈值分别为 1.08W, 1.77W, 2.13W。这是由于透过率的增加，带来的谐振腔损耗的增加，导致阈值的提高，实验结果与理论相符合。在三种不同的输出耦合下，晶体发光效率有所不同： $T=2\%$ 时，最大输出功率为 3.08W，光光转换效率为 41.06%，斜效率为 49.33%； $T=5\%$ 时，最大输出功率为 3.83W，光光转换效率为 42.68%，斜效率为 54.65%； $T=8\%$ 时，最大输出功率为 2.72W，光光转换效率为 23.65%，斜效率为 31.20%。由上述可知， Yb:MgWO_4 晶体在输出耦合为 $T=5\%$ 时 达到最好的发光效率，当泵浦注入功率为 9W 时，取得最大的输出功率 3.83W。由 $T=5\%$ 的功率曲线可以看出，若采用更大输出功率的泵浦源， Yb:MgWO_4 可以取得更大的输出功率。

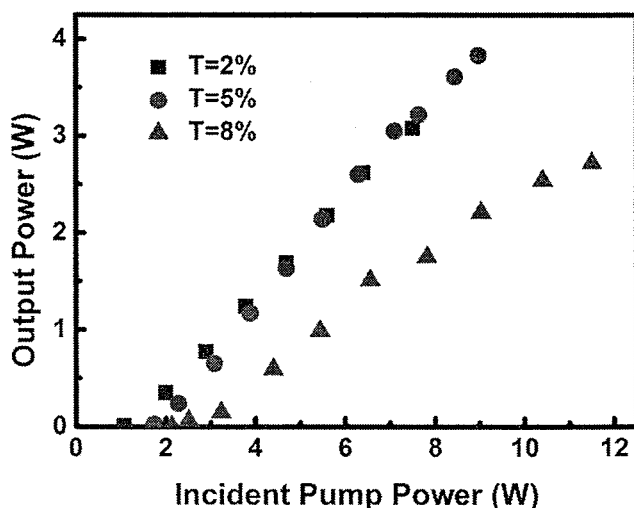


图 5.2.2 Yb:MgWO_4 晶体在不同输出耦合下的输出功率曲线

我们使用分辨精度为 0.1nm 的海洋光谱仪 HR4000，在注入泵浦功率为 6W 的情况下测量不同输出耦合下 Yb:MgWO₄ 晶体的发射光谱，如图 5.2.3 所示。由图可得在 T=2%，5%，8% 的输出耦合下，光谱中心波长分别为 1060.48nm，1059.03nm，1058.03nm，光谱宽度基本保持不变，为 1.3nm。在透过耦合增加的时候，光谱发生轻微的蓝移现象，这是由于谐振腔内的总体损耗增加的原因，与理论相符合。

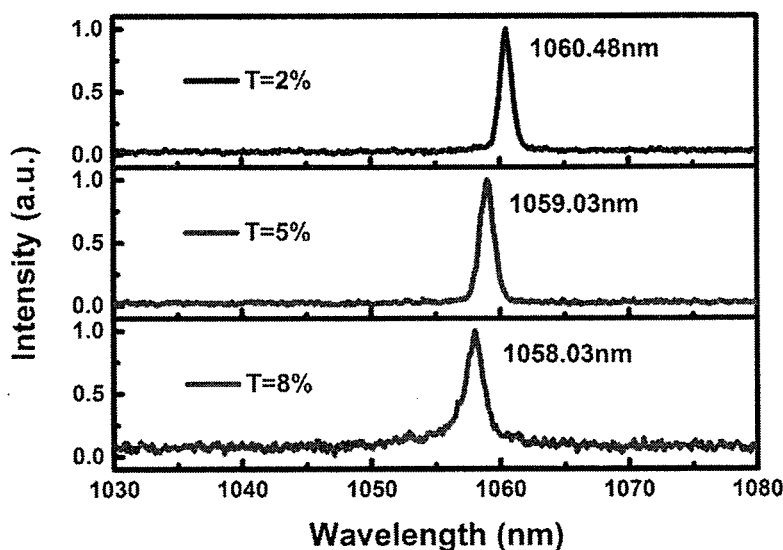


图 5.2.3 Yb:MgWO₄ 晶体在不同输出耦合下的光谱谱线

5.2.3 结论

通过 LD 端面泵浦 Yb:MgWO₄ 晶体，对于不同的输出耦合下的输出效率进行研究，确定在 T=5% 的情况下，取得最大的输出效率，斜效率达到 54.65%，光光转换效率为 42.68%，最大输出功率为 3.83W。并测得其输出光谱特性，输出光谱宽度为 1.3nm。由于 Yb:MgWO₄ 晶体生长的内部缺陷，接下来对晶体生长进行优化，改善晶体内部的缺陷，相信 Yb:MgWO₄ 晶体可以达到更好输出效率。又由于 Yb:MgWO₄ 晶体有着相较于其他 Yb 晶体更宽的吸收和发射带宽，并且拥有优良的发光特性，相信在未来 Yb:MgWO₄ 会在更多领域得到广泛的应用。

5.3 $\text{Yb}:\text{MgWO}_4$ 涡旋激光器

本实验采用光强分布为环形的半导体激光器，端面泵浦 $\text{Yb}:\text{MgWO}_4$ 晶体，通过设计合理的谐振腔尺寸，使得腔内模式与泵浦光相互匹配，谐振腔内优先激发一阶拉盖尔-高斯光，实现涡旋激光的直接输出。我们通过分析输出激光的空间强度分布、光束质量、光束纯度以及光束的波前信息，确保输出为高纯度的一阶拉盖尔-高斯光束。并且，通过与普通泵浦光泵浦 $\text{Yb}:\text{MgWO}_4$ 晶体的普通激光相比较，研究环形泵浦的 $\text{Yb}:\text{MgWO}_4$ 涡旋激光器的效率。在不添加任何额外腔内元件的条件下，我们成功实现了对涡旋光束螺旋方向的控制。

5.3.1 实验装置

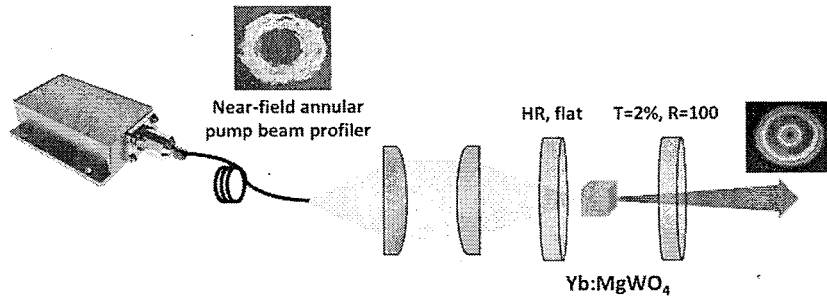


图 5.3.1 $\text{Yb}:\text{MgWO}_4$ 涡旋激光器实验装置图

$\text{Yb}:\text{MgWO}_4$ 涡旋激光器的实验装置如图 5.3.1 所示，实验采用由平面反射镜 M1 与曲率半径为 $R=100\text{mm}$ 的平凹透镜组成的平凹腔。M1 镜镀有对泵浦光 (975nm) 的增透膜以及对发射光 (1060nm) 的高反膜，输出镜 M2 镀有发射光 (1060nm) 的部分透过膜，透过率为 $T=2\%$ 。实验采用顶部籽晶熔盐法生长的，掺杂浓度为 $1.25\text{-at.}\%$ ，沿 x 轴方向切割的 $\text{Yb}:\text{MgWO}_4$ 晶体，尺寸为 $3\times 3\times 3.7\text{ mm}^3$ ，晶体两端面镀有对 1060nm 波长的增透膜。实验过程中晶体由厚度为 0.1mm 的铝箔包裹后被放置在固定的铜块上，铜块连接半导体制冷(TEC)器，TEC 连接水冷装置，水冷温度系统保持为 10°C 。激光谐振腔物理腔长为 20mm 。经谐振腔 ABCD 理论计算，晶体内部的基模 (TEM_{00}) 高斯光束半径为 $113\mu\text{m}$ 。

为了更好的分析和比较涡旋激光器的效率，我们采用两台不同的泵浦源对晶体进行泵浦。首先使用带有普通光纤耦合的 InGaAs 半导体激光器泵浦，使得谐振腔

直接发射基模高斯光束 (TEM₀₀ 模)。其中, 泵浦光中心波长为 975nm, 光纤的数值孔径为 0.22, 纤芯直径为 200 μ m, 泵浦输出最大功率为 10W。由光纤输出的泵浦光通过耦合透镜组 (f₁=60mm, f₂=60mm) 整形后注入晶体前端面进行泵浦, 记录 Yb:MgWO₄ 基模高斯光束的输出效率。接着, 使用光强分布为环形的泵浦光源 (泵浦获取方式见参考文献 50^[50]) 进行泵浦, 使得激光器输出一阶的拉盖尔-高斯光束。图 5.3.1 左上角为本实验所使用的, 由光束分析仪 (cohu 4812) 测得的环形泵浦光的近场光束强度分布。环形泵浦光最大输出功率为 9W。实验测得环形泵浦光的光束品质因子 (M^2) 为 36。为了获得高纯度的一阶涡旋光束, 我们将泵浦光通过耦合透镜组进行整形, 使得注入晶体端面光斑直径为 387 μ m。通过 CCD 测量, 得到此时环形光斑内环直径为 129 μ m。通过泵浦光 M^2 因子可以计算得到在这种情况下, 泵浦光的瑞利长度为 13.4mm, 远大于晶体长度, 因此我们可以认为, 泵浦光在晶体内部均匀分布。通过理论计算可以得到, 在这种条件下, 激光谐振腔内 LG₀₁ 模的阈值最低, 能被优先激发。

5.3.2 实验结果与分析

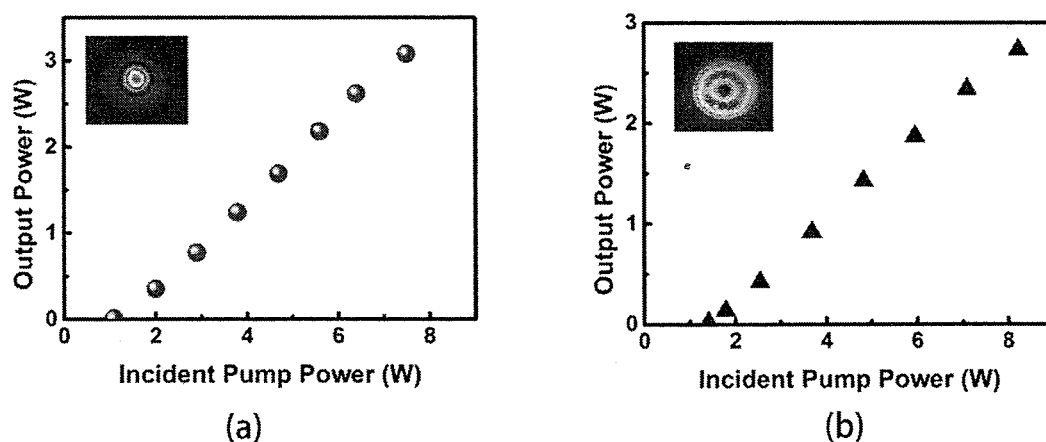


图 5.3.2 Yb:MgWO₄ 晶体输出功率曲线图 (a)基模高斯光 (b)一阶拉盖尔-高斯光

Yb:MgWO₄ 晶体基模高斯光 (TEM₀₀) 的输出功率曲线如图 5.3.2(a)所示。激光输出功率随注入功率的增加呈线性增长。输出激光阈值为 1.08W, 在注入功率为 7.5W 时取得最大的输出功率 3.08W。激光斜效率为 49.3%, 光光转换效率为 41.1%。图 5.3.2(a)中左上角为在最大输出功率下, 使用 CCD 测得的光束远场光斑图。我们使用光束分析仪测得在最大输出功率的情况下, 输出激光 $M^2 < 1.1$, 这表明, 激光器

输出为基模高斯光束。图 5.3.2(b) 为 $\text{Yb}:\text{MgWO}_4$ 涡旋激光器的输出功率曲线图。随着注入功率的增加, 输出功率曲线呈线性的增长, 当注入功率达到最大功率 8.2W 时得到最大输出功率为 2.73W。这表明, 激光器未达到饱和状态, 因此, 如果采用更大功率的泵浦光可以得到更高功率的激光输出。激光器运转阈值为 1.41W, 与上述 TEM_{00} 模相比较, 发现其阈值提高了 30.5%。激光器光光转换效率为 33.3%, 斜效率为 40.8%, 均比 TEM_{00} 模要低, 这与理论相符合。图 5.3.2(b) 中左上角为在最大输出功率下, 使用 CCD 测得的光束远场光斑图。由图中可以看出, 环形泵浦的条件下, 激光器在最大输出功率时, 其输出光束横截面光强分布呈环形分布。我们使用格兰棱镜测量输出激光的偏振态, 发现在输出为基模高斯光以及拉盖尔-高斯光下, 其偏振态均为线偏振, 偏振方向平行于晶体轴 Y, 不存在任何其他方向的偏振态。

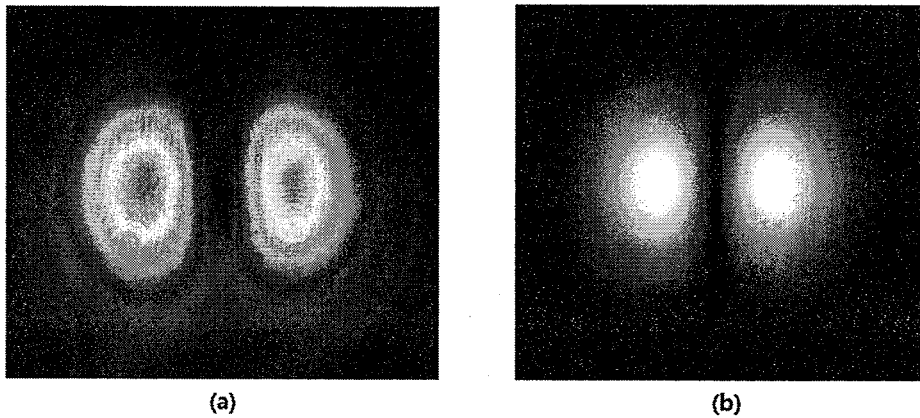


图 5.3.3 (a) 环状泵浦 $\text{Yb}:\text{MgWO}_4$ 晶体阈值附近光斑图 (b) LG_{01}^+ 与 LG_{01}^- 相干叠加理论值

我们发现, 在非常接近阈值附近, 即激光器开始起振时, 其光斑呈现两瓣的分布, 如图 5.3.3(a) 所示。我们认为, 这种现象是由于在激光器阈值附近, 两个不同螺旋方向的一阶拉盖尔-高斯光 (LG_{01}^+ 和 LG_{01}^-) 的简并, 即相干叠加^[96]导致的。如下式所示:

$$u^l(r, \phi, z) = \text{LG}_l(r, \phi, z)[\exp(i l \phi) + \exp(-i l \phi)] = 2\text{LG}_l(r, \phi, z) \cos(i l \phi) \quad (5.3.1)$$

当 $l=1$ 时, 为一阶拉盖尔-高斯光, 其相干叠加光强 $|u^l(r, \phi, z)|^2$ 呈两瓣分布, 如图 5.3.3(b) 所示。显然, 实验结果与理论值相符合。我们认为在阈值附近出现这种模式相干叠加的原因在于, 在谐振腔内 LG_{01}^+ 模和 LG_{01}^- 模与泵浦增益具有相同的重叠

度, 即其阈值相同。在阈值附近, 两个模式光波将会同时起振, 并且形成简并现象, 相干叠加, 形成横截面为两瓣的光强分布。

慢慢增加注入泵浦功率, 输出光束光强分布由两瓣转换为环形分布。我们认为这是由于伴随着泵浦功率的增加, 晶体的热透镜效应增强, 晶体内部的缺陷等导致谐振腔对称性的改变, 使得两个模式在谐振腔内的损耗不同, 损耗较低的模式继续振荡, 而损耗较高的模式将消失。但是这种模式并不能直接产生带有清晰螺旋方向的涡旋光束。我们将环形光斑引入马赫-曾德尔干涉仪, 发现, 并不能看到清晰的干涉条纹, 与参考文献^[97]所描述现象相吻合。

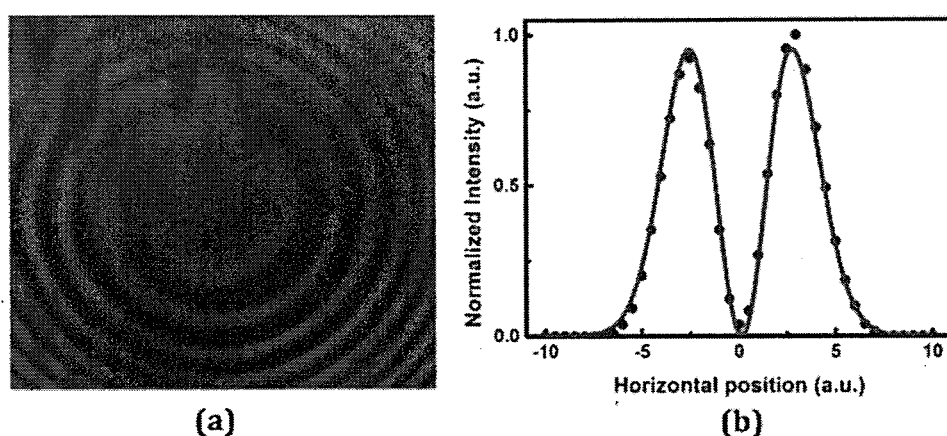


图 5.3.4 (a) Yb:MgWO₄ 涡旋激光干涉图 (b) 激光横截面光强分布图

我们通过略微调整激光器谐振腔腔镜的倾斜度, 便可以从 CCD 上观测到带有清晰的螺旋方向的干涉条纹。图 5.3.4(a)为通过 CCD 测得的共轴干涉图。图中可以看到一个带有逆时针螺旋方向的清晰的干涉条纹, 这表明出射激光为带有一个拓扑荷的 LG_{01}^- 模。实验中发现, 在激光谐振腔参数没有发生改变时, 重启激光器, 其空间光强分布以及干涉条纹、螺旋方向并不会发生任何改变。图 5.3.4(b)为实验测量的远场激光光束横截面的空间强度分布, 图中蓝点表示实验测量得到的激光横截面光强分布, 红色实线为拟合的 LG_{01}^- 模的理论值。由图中可以看到实际测量点与理论值符合的较好, 即出射激光与 LG_{01}^- 模基本相吻合。图中左右两边光强峰值存在差异, 这是由于激光腔镜的微小的失调以及晶体的各向异性导致的^[72]。图中可以看到光斑在中心位置光强近似为 0, 这表明谐振腔中的基模高斯光束成分基本被完全抑制, 产生的 LG_{01}^- 光束中不包含基模高斯光束成分。

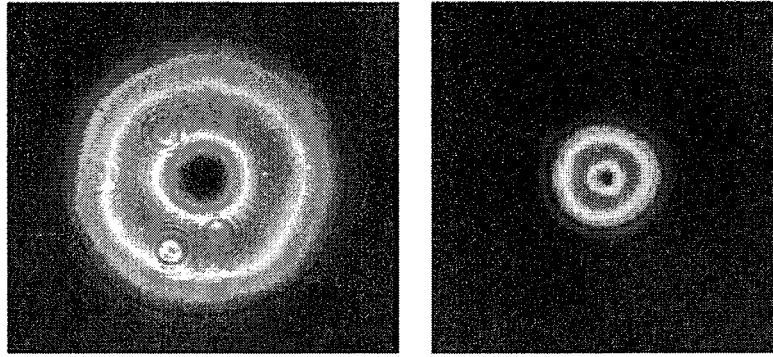


图 5.3.5 (a)输出激光远场空间强度分布; (b)近场空间强度分布

图 5.3.5 是在最大输出功率 3.08W 情况下, 使用光束分析仪(Cohu 4800)测得的激光的空间强度分布。图 5.3.5(a)为远场空间强度分布, 图 5.3.5(b)为使用 $f=300\text{mm}$ 的平凸透镜将输出激光聚焦, 在焦平面附近测得的近场空间强度分布。由图中可以看出, 激光出射光强在横截面上为环形分布, 中间部分光强为零, 且近场以及远场具有相同的空间强度分布形式。这表明, 出射激光进行傅里叶变换后仍是其本身, 即出射激光为谐振腔的本征模式。理论上, 理想的 LG_{01} 模的光束品质因子 M^2 为 2, 本实验在输出激光靠近阈值时测得其出射激光光束品质因子 M^2 为 2.01, 在最大输出功率下, 测得其出射激光光束品质因子 M^2 为 2.25, 与理论值相接近。表明输出为一阶的拉盖尔-高斯光束。

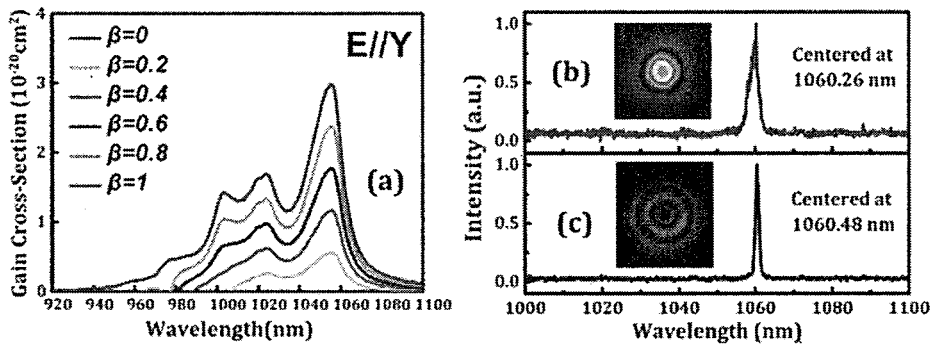


图 5.3.6 (a) Yb:MgWO₄ 晶体 Y 方向增益截面图; (b)基模高斯光束光谱图 (c)一阶拉盖尔-高斯光束光谱图

Yb:MgWO_4 晶体基模高斯光与涡旋激光的输出光谱分别为图 5.3.6(b), 图 5.3.6(c) 所示。基模高斯光束中心波长为 1060.26nm, 一阶拉盖尔-高斯涡旋激光的中心波长为 1060.48nm。Yb:MgWO₄ 晶体沿着 Y 偏振方向的增益截面如图 5.3.6(a), 所示, 其输出光束波长与增益截面相符合。由图中可以看出, 基模高斯光束光谱比涡旋光束光谱略宽, 我们认为这是由于不同模式谐振腔内损耗的不同导致的, 一阶拉盖尔-高斯模式腔内损耗较高, 因此其光谱较窄。

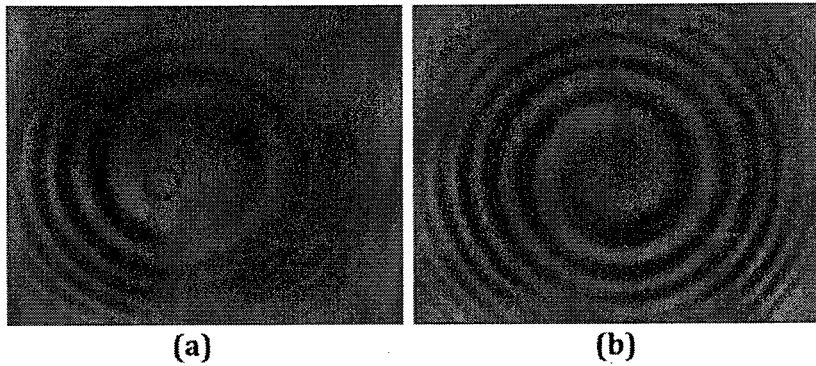


图 5.3.7 Yb:MgWO₄ 涡旋光螺旋图 (a)顺时针方向 (b)逆时针方向

在不改变激光器的谐振腔结构，不改变外界的实验条件（包括温度、灰尘等）的情况下，使 Yb:MgWO₄ 涡旋激光器持续运转一天，发现，其光束强度分布以及波前螺旋方向并没有发生改变。我们通过多次重启激光器，发现其光束强度分布以及波前螺旋方向也不会发生改变。这表明我们产生了稳定的高纯度的一阶涡旋光束。通过轻微的调整激光器的谐振腔腔镜的倾斜度，改变谐振腔的对称性，我们发现，光束波前螺旋方向可以被改变，如图 5.3.7(a),(b)所示，(b)图为上述逆时针方向的波前信息，(a)图为腔镜调整带来的顺时针螺旋方向。通过谐振腔镜的调整，可以实现顺时针和逆时针的螺旋方向切换以及控制，同时，在形成稳定的螺旋方向后，不改变谐振腔镜，其螺旋方向不会发生改变。

5.3.3 结论

本文采用光强分布为环形的半导体激光器端面泵浦 Yb:MgWO₄ 激光晶体，成功实现 LG₀₁ 模涡旋激光的输出。输出激光空间强度在传输过程中没有发生改变，其光束纯度以及光束品质因子与理想的 LG₀₁ 光束相吻合。其波前相位信息表明激光器输出的激光为带有螺旋波前的 LG₀₁ 光束，拓扑荷数为 1。当注入功率达到 8.2W 时，取得最大的输出功率 2.73W，斜效率为 40.8%，光光转换效率为 33.3%。如果进一步提高泵浦光的输出功率，有望获得更大功率的涡旋激光输出。接着，通过对谐振腔进行调整，实现了涡旋激光螺旋方向的控制。

第六章 总结与讨论

本文主要对掺 Yb^{3+} 晶体的涡旋激光特性进行研究。从涡旋光束的基本概念出发，深入的论述其物理意义以及产生手段和应用。并对涡旋光束的测量进行了分析和介绍，实验采用马赫-曾德尔干涉仪对涡旋光的轨道角动量进行测量，并使用双曲线拟合的手段测量涡旋光束的光束品质因子。使用光强分布为环形的泵浦光对 $\text{Yb}:\text{GdYCOB}$ 和 $\text{Yb}:\text{MgWO}_4$ 两种各向异性的 Yb^{3+} 掺杂晶体进行泵浦，实现激光谐振腔直接输出线偏振涡旋激光。我们通过测量手段，监控涡旋光的波前信息以及其螺旋方向，实现了涡旋激光螺旋方向的控制。下面对各个研究进行总结以及展望：

1、实验采用光强分布为环形的半导体激光器端面泵浦 $\text{Yb}:\text{GdYCOB}$ 激光晶体，通过设计合理的谐振腔结构，使得腔内 LG_{01} 模式阈值最低，成功实现 LG_{01} 模涡旋激光的优先输出。通过分析输出激光的空间强度分布、光束质量、光束纯度以及光束的波前信息，证实了激光器输出为高纯度的一阶拉盖尔-高斯 (LG_{01}) 光束。

2、当注入功率达到 3.2W 时， $\text{Yb}:\text{GdYCOB}$ 涡旋激光器取得最大的输出功率 281mW，斜效率为 21.7%。如果进一步提高泵浦光的输出功率，有望获得更大功率的涡旋激光输出。由于 $\text{Yb}:\text{GdYCOB}$ 激光晶体宽的发射带宽，接下来我们会更进一步进行 $\text{Yb}:\text{GdYCOB}$ 激光晶体的可调谐和超快涡旋激光的研究。

3、采用光强分布为环形的半导体激光器端面泵浦 $\text{Yb}:\text{MgWO}_4$ 激光晶体，成功实现 LG_{01} 模涡旋激光的输出。当注入功率达到 8.2W 时，取得最大的输出功率 2.73W，斜效率为 40.8%，光光转换效率为 33.3%。

4、通过对比 $\text{Yb}:\text{MgWO}_4$ 激光晶体直接输出 TEM_{00} 模的发光效率，发现激光谐振腔直接 LG_{01} 模式时存在阈值提高，发光效率降低以及光谱变窄的现象，这与理论相符合。接着，通过对谐振腔进行调整，实现了涡旋激光螺旋方向的控制。

由于 Yb^{3+} 掺杂的激光晶体在可调谐激光以及飞秒激光研究领域的重要应用价值，研究 Yb^{3+} 掺杂宽光谱涡旋激光，对进一步研究可调谐涡旋激光以及飞秒涡旋激光具有重要的价值。接下来，我们将对涡旋激光在频率领域进行研究，研究涡旋激光内部纵模间的关系，并进一步研究超快领域的涡旋激光。