

厦门大学

硕士学位论文

按增益体积缩放环状波导C0<, 2>激光器研究和设计

姓名：吴志伟

申请学位级别：硕士

专业：测试计量技术及仪器

指导教师：黄元庆

20060501

摘 要

按增益体积缩放环状波导 CO_2 激光器是一种新型的 CO_2 激光器件。其所使用的技术代表了 CO_2 激光器技术未来的发展趋势——高功率、微小型化。与同类激光器相比,此种激光器具有很多优势。例如,结构更加紧凑;同轴环状波导结构的放电面积是平面波导结构的好几倍,相同的轴向放电长度上能够获得更大的增益体积,能够采用大面积扩散冷却技术等。其在国民经济各个部门的应用潜力是十分巨大的。本学位论文完成的主要工作:

1. 通过对现有 CO_2 激光器的原理、发展现状以及未来趋势进行分析,针对现有 CO_2 激光器的不足,提出了按增益体积缩放环状波导 CO_2 激光器的概念。与现有 CO_2 激光器相比,此种激光器的创新点在于:按增益体积整体缩放原理以及全金属结构。完成了“按增益体积整体缩放”的原理性研究。
2. 结合物理光学、微波、光波导、激光等方面的理论,在一定的边界条件下对器件的电磁场分布、传输模式、色散关系等进行理论分析,并对一些具体激光参数进行了精确计算。应用 ANSYS 对理论计算得到激光参数(如,模数等)、谐振腔内几种常见波型所对应的电磁场分布进行仿真。对环状谐振腔理论进行数值计算,分析了谐振腔内电磁场随谐振腔结构以及环向模阶数变化的情况;对光束的近、远场进行计算,得到光束的近、远场分布随环向模阶数变化的情况。
3. 完成全金属环状波导激光器的整体设计。应用 AutoCAD 完成激光器结构的设计,绘制了器件的装配图、零件图;根据激光器在工作不同阶段的受力情况,结合现行的压力容器规范,并应用 ANSYS 有限元分析系统成功求解了激光器构件在不同阶段的应力、应变,求证了理论设计的正确性;针对激光器的结构特点完成光学参数的设计;应用 Protel 完成激光器电源的设计、仿真。
4. 对激光器件的制作工艺进行简单的讨论;通过实验获取激光工作气体各个组分比例、总气压等一些最佳参数。
5. 对按增益体积缩放全金属环状波导 CO_2 激光器研制过程中存在的问题进行简

单的分析，并提出了改进方案。

本课题得到福建省自然科学基金项目资助(项目编号: A0210007)、医学光电科学与技术教育部重点实验室开放课题项目资助(项目编号: JYG0501)与福建省重大科技项目资助(项目编号: 2002H102)。

关键词: 环状波导管; CO₂激光器; 耦合损耗

Abstract

The annular waveguide CO₂ lasers with volume scaling technique is one new CO₂ lasers device. The technique being applied in it represent the future of development of CO₂ lasers technique—big power、miniaturization. Compared with other CO₂ lasers, the annular waveguide CO₂ lasers with volume scaling technique have lots of advantage. For example, its structure is more compact; the area of electrode is several times more than the area of plane waveguide; coaxial waveguide structure has more power output in the same length of electrode, and can be applied with diffusion cooling technique and so on. Its application potential is very huge in various departments of national production. Topics discussed in this dissertation are primary works by author.

1. The principle, the status and the future of development of CO₂ lasers are analyzed, the shortage of traditional CO₂ lasers are discussed. Concept of the annular waveguide CO₂ lasers with all-metallic materials and volume scaling technique is proposed on this basis. Compared with other CO₂ lasers, the innovation points are principle of volume scaling technique and structure of all-metallic materials. In this dissertation author complete the research of principle of volume scaling technique.
2. Basing on the principle of physical optics, microwave, optical waveguide and lasers, the distribution of electromagnetic field, the modes in resonator and the dispersion in waveguide are analyzed in some definite boundary conditions. And some parameters are calculated accurately. The parameters of laser and the distribution of electromagnetic field are emulated with the ANSYS. By numeric calculation, the change of electromagnetic field is analyzed as the difference of structure of resonator and azimuthal mode order; the distribution of near- and far-field of laser beam and the change of it is analyzed as the difference of azimuthal mode order.
3. The design of the annular waveguide CO₂ lasers with all-metallic materials is

completed. By the application of AutoCAD software, the structure design, part drawings and engineering drawings are accomplished; Basing on difference of working conditions and criterion about pressure vessel, the strain and stress in parts in different conditions are emulated and the design is validated by the application of ANSYS FET software; Basing on the characteristic of lasers structure, the design of optical parameters are completed; The power supply of the CO₂ lasers is designed and emulated with Protel99.

4. The technics are discussed simply, and some optimal parameters, for example proportion in total pressure and total pressure in resonator, are indicated by experiment.
5. The problems in research of the annular waveguide CO₂ lasers with all-metallic materials and volume scaling technique are analyzed, and the project of improvement is proposed.

The item is imbursed by Fujian Province Natural Science Fund (serial number: A0210007), Key Laboratory of the Ministry of Education for Science & Technology of Medical and Photoelectron (serial number: JYG0501) and Fujian Province Magnitude Science and Technology Item (serial number: 2002H102).

Key words : annular waveguide; CO₂ lasers; coupling losses

单的分析，并提出了改进方案。

本课题得到福建省自然科学基金项目资助(项目编号: A0210007)、医学光电科学与技术教育部重点实验室开放课题项目资助(项目编号: JYG0501)与福建省重大科技项目资助(项目编号: 2002H102)。

关键词: 环状波导管; CO₂激光器; 耦合损耗

厦门大学学位论文原创性声明

兹呈交的学位论文，是本人在导师指导下独立完成的研究成果。本人在论文写作中参考的其他个人或集体的研究成果，均在文中以明确方式标明。本人依法享有和承担由此论文产生的权利和责任。

声明人（签名）：吴志伟

2006年 5月31日

厦门大学学位论文著作权使用声明

本人完全了解厦门大学有关保留、使用学位论文的规定。厦门大学有权保留并向国家主管部门或其指定机构送交论文的纸质版和电子版，有权将学位论文用于非赢利目的的少量复制并允许论文进入学校图书馆被查阅，有权将学位论文的内容编入有关数据库进行检索，有权将学位论文的标题和摘要汇编出版。保密的学位论文在解密后适用本规定。

本学位论文属于

1、保密（ ），在 年解密后适用本授权书。

2、不保密（ ）

（请在以上相应括号内打“√”）

作者签名：吴志伟

日期：2006年5月31日

导师签名：黄元庆

日期：2006年5月31日

第一章 绪论

1.1 CO₂激光器技术的发展

CO₂分子的激光作用是1964年由Patel^[1]首先发现的。由于CO₂激光器件具有高的信号增益,电光转换效率可达20%,优质的光束质量,以及约10.6 μm 的特定激光波长^[2],因此倍受人们的关注,得到了迅速的发展和广泛的应用。目前,CO₂激光器的应用已渗透到各行各业,涉及工业加工(焊接、切割、打孔、雕刻、热处理、纳米材料与纳米探针制作等)、科学研究(激光大气传输等)、激光医疗和军事应用及航空航天等众多领域^[3]。CO₂激光器是迄今为止应用最为广泛、技术发展最成熟的激光器,人们对其的探索研究仍在继续。

诞生至今,CO₂激光器的输出功率已经从最初的几毫瓦提高到了100KW以上。为了提高输出功率,人们从器件的结构型式、激励方式、冷却技术以及气体组分等几个方面进行研究,极大地推动了CO₂激光器的发展。

1. 气体组分

1964年Patel^[4,5]发现在CO₂激光器中加入N₂可以获得较高的输出功率以及效率。之后人们又在CO₂激光器中加入He^[6],以加速气体冷却,使放电中的电子的能量分布趋于合理,以便有效激励CO₂分子。随着技术的发展,人们又陆续在CO₂激光器中加入Xe和H₂,并且应用遗传算法和数值求解CO₂激光动力学方程,以激光输出功率为目标函数来优化CO₂激光器内各种气体的配比,来获得最高输出功率^[7,8]。

2. 冷却技术

放电气体的温度对CO₂激光器输出功率和效率有很大影响。当激光器正常工作时,工作气体的温度通常在100—200℃之间;如果工作气体温度超过300℃,则无激光输出。因此冷却技术对于CO₂激光器的高效运转是十分重要的。早期由于冷却技术落后,人们只能通过增加放电管长度来提高激光器输出功率,这对于实际应用来说十分不便。1969年Cool^[9]等人提出了气体流动技术(利用对流使气体充分冷却),极大地推动了CO₂激光器技术的发展,成功地将

单位放电长度上的输出功率提高了几个数量级,使 CO₂ 激光器的输出功率达到千瓦级。可是气流循环冷却系统也带来了一系列问题,例如激光器额外功耗增加、噪音污染等,限制了其的应用范围。随着技术的发展,人们又把目光投向了一种具有紧凑结构的高功率扩散冷却 CO₂ 激光器^[10,11]。此类激光器采用射频激励,其具有大的冷却表面积,能够很好地降低工作气体温度。而且不增加激光器额外功耗,噪音低,是目前人们研究的热点。

3. 激励方式

传统的 CO₂ 激光器采用的是直流 DC 放电激励方式。此种方式放电不稳定,需要串接耗能元件,带来了不必要的功耗,另外还存在着时间上无法控制的缺点^[12]。随着技术的发展,近几年人们正逐步用射频激励方式来代替传统的直流 DC 放电激励方式。与直流激励 CO₂ 激光器相比,射频激励 CO₂ 激光器具有以下优点^[2,13,14]:

- (1) 容易获得稳定的激光输出。
- (2) 射频波可以实现高频幅度调制,因而可以高频调制激光增益和输出,其调制频率可达 100 KHz。
- (3) 射频横向放电具有正向伏安特性,可实现持续放电,而直流放电是负向伏安特性,须串接限流电阻才能持续放电,而此电阻消耗电功率几乎与注入放电室的电功率相等。
- (4) 射频横向放电方式工作电压低,有利于提高器件寿命。
- (5) 射频横向放电方式可实现大面积均匀放电,可以按增益体积缩放控制器件输出功率,便于器件系列化。
- (6) 射频横向放电方式有利于实现器件的小型化。

4. 结构型式

传统的 CO₂ 激光器主要有两种:轴快流 CO₂ 激光器^[15,16](依靠风机作用,强迫工作气体沿着与光束同轴的方向快速流动,依靠对流将热量带离放电区,在放电区外使用换热器最终将热量带走),横流 CO₂ 激光器^[17,18,19](一个封闭的横向流动循环系统,其放电电流,气体流动和光轴三个方向是相互垂直的,依靠气体对流冷却)。随着光导波技术的发展,人们将光导波技术与激光技术相结合,利用空心介质波导来引导激光辐射并限制气体放电,发展了波导 CO₂

激光器。波导 CO_2 激光器的出现为 CO_2 激光器的高功率、小型化奠定了良好的基础。波导 CO_2 激光器主要有三类：波导阵列，平板波导，同轴波导结构。其结构示意图如图 1 所示：

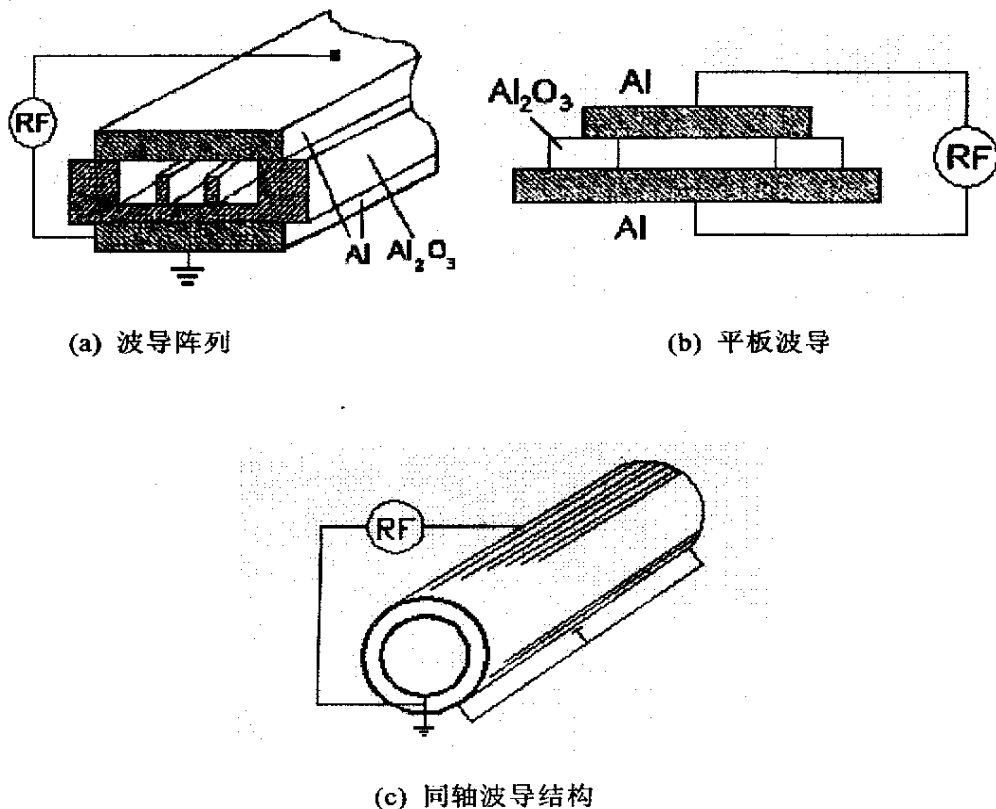


图 1 波导 CO_2 激光器结构示意图

所谓波导阵列，广义讲，即将 n 个线性阵列光束，或 $n \times m$ 个二维面阵列光束通过一定的技术途径实现相位锁定，输出光束场相干叠加实现合场光束的空间压缩和获取高亮度激光输出的器件。在实际使用以一维和二维阵列结构为主。

平板波导结构一般均采用了“面积放大”技术，此类结构激光器一般具有大面积的电极，放电区的热量能够通过电极有效地扩散出去，而且激光功率与放电面积成正比。但是此类激光器是一种平面增益扩展技术，随着输出功率的增加，器件体积将无法保证。于是人们想到将平板波导技术与一维波导阵列技术结合起来，开发出平板波导阵列结构。此类结构主要有两种形式：

多通道板条结构和三板条放电结构^[20, 21, 22, 23, 24]。

同轴波导结构激光器输出光束呈环状。此类结构由于有效提取功率、获得高质量光束的技术难度较大,目前,研究的人较少,成果也相对较少。但其具有其他结构不具备的优点:其放电面积是平板波导结构的好几倍,能在较短的轴向放电长度上获得很大的增益体积,有利于激光器的高功率、小型化。正是由于这些优点,此类结构激光器正越来越得到人们的关注,被专家们誉为新一代的高功率 CO₂ 激光器。

总的来说,经过了几十年的发展,CO₂ 激光器技术已经日趋成熟,正被越来越广泛地应用。但该类器件的一个致命弱点是体积庞大,制约了其的进一步应用。该类器件的高功率、微小型化是人们追求的目标,也是 CO₂ 激光器技术未来的发展趋势。本文所要论述的按增益体积缩放全金属环状波导 CO₂ 激光器就是在这方面做的一种有益探索。

1.2 传统 CO₂ 激光器的原理与不足

1.2.1 激光产生的条件^[25]

按照光和物质相互作用的量子理论,组成物质的粒子体系同外界光场相互作用并进行能量交换的方式有:光的自发辐射、受激吸收、受激辐射三种基本过程。在粒子体系不受外界特殊干扰或能量激励作用时,粒子数按不同能量状态或能级的统计分布,服从玻尔兹曼分布规律:

$$N_n = C e^{-E_n/kT} \quad (1)$$

式中 N_n 为粒子数, E_n 为能级的能量值, C 为比例常数, k 为玻尔兹曼常数, T 为粒子体系的绝对温度。按照这一规律,处于较高能级的粒子数,总是小于处于较低能级的粒子数,并且能级越高, E_n 越大,粒子数分布就越少。因此,粒子体系对入射光场表现出的总效果是吸收作用占优势,光总是受到衰减。要获得光放大,必须设法使光的受激辐射占优势,使处于高能级上的粒子数目远远多于低能级粒子数目,这称为粒子数反转分布。一般用光激励、电激

励等方法，给激光物质加以能量，把处于低能级的粒子激发到高能级，以实现粒子数反转分布。

在一定条件下，谐振腔内激光物质形成粒子数反转分布，并通过正反馈不断在两反射镜间来回反射，形成振荡；只要不断补充振荡损耗，使光得到不断放大与振荡，就能形成激光。由此说明产生激光的条件是：能够形成粒子数反转分布的激光物质和产生振荡的光谐振腔。为了克服光在谐振腔中的损耗，还必须外加能源，即用泵浦光源或电源等来补充能量。因此，工作物质、激励系统和光学谐振腔是激光器的三个基本组成部分。

1.2.2 CO₂激光器的工作原理^[26]

CO₂分子激光的激发作用发生在分子电子态的振—转跃迁，CO₂分子处于不断振动中。CO₂分子是一种线性对称排列的三原子分子（三个原子排列成一直线，中央是碳原子，两端是氧原子）。根据分子振动模型，CO₂分子具有三种基本振动方式：对称振动、形变振动、反对称振动（分别记做 V_1 , V_2 , V_3 ），确定了不同组别的能级，相应的振动能量用 $E_{v_1 0 0}$ 、 $E_{0 v_2 0}$ 、 $E_{0 0 v_3}$ 标记，基振动的波数对应为 1388.3cm^{-1} ， 667.3cm^{-1} ， 2349.3cm^{-1} 。

CO₂激光的激发过程：CO₂激光器属于四能级系统激光器（其能级如图 2 所示），主要的工作物质由 CO₂、氮气、氦气三种气体组成。其中 CO₂ 是产生激光辐射的气体，氮气及氦气为辅助性气体。当激光器受到电源泵浦，谐振腔中

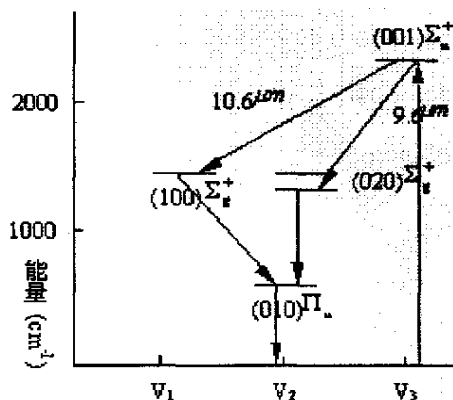


图 2 CO₂分子部分振动能级跃迁图

混合气体内的氮分子由于受到电子的撞击而被激发起来。这时受到激发的氮分子便和 CO₂ 分子发生碰撞, N₂ 分子把自己的能量传递给 CO₂ 分子, CO₂ 分子从基态大量跃迁到 001, 又迅速转移到 100, 020 上。由于 100 和 020 是亚稳态, 寿命较长。010 的寿命较短, 因此到达 010 上的粒子会很快回到基态。于是在 (100、020) 与 010 之间形成粒子数反转发出激光。加入其中的氦, 可以加速 010 能级热弛豫过程, 因此有利于激光能级 100 及 020 的抽空。氮气加入主要在 CO₂ 激光器中起到能量传递作用, 为 CO₂ 分子高能级粒子数的积累与大功率、高效率的激光输出起到强有力的作用。

CO₂ 激光器的激光跃迁是在同一电子态中的不同振动能级之间, 激光高、低能级的能量差较其他激光器要小, 量子效率 η 较高。理论计算可得:

$$\eta = (E_2 - E_1)/E_1 = 41\% \quad (2)$$

E_1 , E_2 分别表示 100, 001 能级的能量。激光器的电光转换效率约为 17%。

1.2.3 传统 CO₂ 激光器的不足

传统的 CO₂ 激光器主要指的是采用气体流动技术的轴快流和横流 CO₂ 激光器。此类激光器随着输出功率的提高, 体积也变得很庞大; 采用直流 DC 放电激励方式, 放电不稳定, 附加损耗高; 由于采用气体对流冷却, 需要热交换器、气体循环、净化等一系列庞大, 复杂的辅助性装置, 导致激光器的结构复杂, 体积大; 气体循环冷却系统增加了额外功率损耗, 而且噪音也大。这与现代环保、节能的概念是不相符的, 因此人们一直在寻找一种新的 CO₂ 激光器来替代传统的 CO₂ 激光器。为此人们进行了很多探索, 设计了各种结构的激光器, 但是总的效果并不理想, 器件体积与输出功率之间的矛盾没有得到好的解决。

1.3 按增益体积缩放全金属环状波导 CO₂ 激光器的提出^[27]

针对传统 CO₂ 激光器的不足, 人们进行了深入的研究, 发现波导 CO₂ 激光器是最有潜力的替代品。与传统的 CO₂ 激光器相比, 波导 CO₂ 激光器具有小信

号增益系数大,腔内功率密度大(为前者的 25 倍),频带调谐宽度大,输出光斑小,体积小等优点。三种波导结构中:波导阵列在技术上还存在一定难度,要实现高功率输出,尚有一段距离;平板结构由于结构简单,技术上易于实现,得到广泛而深入的研究;同轴结构在相同的外形尺寸下,具有更大的增益面积,结构紧凑稳定,是最具有发展潜力的,但是由于制造工艺方面的技术问题,同轴结构激光器技术始终不成熟,国内鲜有此方面报道。

按增益体积缩放全金属环状波导 CO_2 激光器的提出在国内属于首次。此种激光器属于同轴结构,由于采用全金属制作、成本低、加工性能好、可批量生产,能够很好地解决目前存在的制造工艺方面的问题。

按增益体积缩放全金属环状波导 CO_2 激光器项目为福建省自然科学基金(项目编号: A0210007)、医学光电科学与技术教育部重点实验室(项目编号: JYG0501)、福建省重大科技项目(项目编号: 2002H102)资助项目。本项目以厦门大学黄元庆教授的发明专利——《环状波导管波导 CO_2 激光器》的设计思想为理论依据。与同类激光器相比,本激光器的创新点在于按增益体积整体缩放原理、全金属结构。本激光器将横向射频激励与扩散冷却技术结合起来,在保证激光器输出功率的前提下,有效地减小系统体积。

所谓的激光器按增益体积整体缩放的概念即为根据所需的输出功率设计器件的几何尺寸。环状波导激光器就是根据这一概念提出的。由激光原理可知,输出功率主要取决于谐振腔内的模体积,近似地可以认为相干模体积即为腔内波导区的几何体积。对于环状波导管来说,其几何体积 $V = 2\pi a \bar{R} L$, 式中 a 为环状波导横截面径向宽度, \bar{R} 为环状波导区域的平均半径, L 为谐振腔的长度。当 \bar{R} 或 L 改变即激光器几何尺寸改变时,激光器输出功率发生改变。

环状波导管的表面周长 $S = 2\pi \bar{R}$, $\partial S / \partial \bar{R} = 2\pi$ 而 $\partial V / \partial \bar{R} = 2\pi a L$ 。由此可见,对于环状波导器件来说,不明显的外形尺寸变化就可以带来很大的模体积变化。这对于激光器件的高功率、微小型化是十分有利的。

1.4 本课题的主要工作

本课题属于应用研究,主要任务是完成按增益体积缩放全金属环状波导

CO₂ 激光器的研究、设计。整个研究过程，理论分析与实验工作相结合，采取的研究方法为：收集资料、器件理论设计、加工、装配、总结与撰写论文。

具体如下：

- (1) 完成按增益体积缩放原理的研究。
- (2) 分析该器件的近场及远场特性、输出功率、光强分布、传输模式、发散角等激光参数，并应用有限元分析软件 ANSYS 进行电磁场分析、仿真。
- (3) 激光器的结构设计。应用有限元分析软件 ANSYS 针对不同工况，对金属结构件进行分析和优化；应用机械设计软件 AutoCAD 完成激光器构件的设计、模拟装配，绘制了器件的装配图、零件图；
- (4) 光学参数与光学零件设计。
- (5) 激光器电源设计。
- (6) 外协加工零部件，进行部件装配，真空封离，混合气体配制，总气压及分压比的确定等一系列实验。

第二章 环状波导内电磁场的分析

光波导的横截面形状直接影响到器件的电磁场分布,研究环状截面金属波导的光场特性具有十分重要的理论意义和现实意义。关于空心圆波导、矩形波导等^[28, 29, 30, 31]内部的电磁场分析国内外已有大量报道,这里不再论述。本章节将针对环状截面金属波导,建立其的电磁场模型,分析激光束各种特性参数。

2.1 波导的电磁场理论^[32, 33]

2.1.1 基本概念和公式

环状波导 CO₂ 激光器由于两个环状放电电极之间的间隙很小(小于自由空间中传播的高斯光束的束腰尺寸),光在两电极之间的放电区传播,不再满足自由空间的传输规律而是以波导的形式传播,即光在两电极之间不断地全反射向前传输。因此,传统的衍射理论(将光场按高斯光束展开分析)将不再适用,必须采用波导理论来进行理论分析。

所谓的波导,广义来讲就是各种传输线,如双导线、同轴线、空心金属波导、微带线、介质波导等,其作用是导引电磁波沿一定方向传播。波导理论所要解决的一个重要问题是电磁波沿规则波导轴向的传播规律,以及电场和磁场在波导横截面上的分布规律。通常所采用的方法有两种:“路”的分析方法和“场”的分析方法。在本文中采用“场”的方法对波导电磁场进行分析。具体来讲,就是利用广义的正交(柱)坐标系,在一定的边界和初始条件下,对电磁场的波动方程求解。

在物理学上,用来表述宏观电磁现象的基础是麦克斯韦方程组:

$$\begin{aligned}\nabla \times \vec{E} &= -\partial \vec{B} / \partial t \\ \nabla \times \vec{H} &= \vec{J} + \partial \vec{D} / \partial t \\ \nabla \cdot \vec{D} &= \rho \\ \nabla \cdot \vec{B} &= 0\end{aligned}\tag{3}$$

与物质方程: $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$, $\vec{B} = \mu \vec{H}$, $\vec{J} = \sigma \vec{E}$; 式中 \vec{E} 为电场强度矢量, \vec{H} 为磁场

强度矢量, \bar{D} 为电位移矢量, \bar{B} 为磁感应强度矢量, ρ 为电荷体密度, μ 和 ε 分别是磁导率和介电常数, σ 为电导率。它描述了宏观电磁场的空间分布; 随时间变化, 各场量间的相互联系以及运动情况。

电磁场振荡和电磁场传输属于无源问题。在均匀、各向同性介质中, 麦克斯韦方程组退化为无源麦克斯韦方程组:

$$\begin{aligned}\nabla \times \bar{E} &= -j\omega\mu\bar{H} \\ \nabla \times \bar{H} &= j\omega\varepsilon\bar{E}\end{aligned}\quad (4)$$

与之相对应的即是著名的矢量亥姆霍兹方程:

$$\begin{aligned}\nabla^2 \bar{E} + K^2 \bar{E} &= 0 \\ \nabla^2 \bar{H} + K^2 \bar{H} &= 0\end{aligned}\quad (5)$$

式中, $K = \omega\sqrt{\mu\varepsilon}$, ω 为电磁波角频率。

下面部分将从亥姆霍兹方程和无源麦克斯韦方程组出发, 在广义的正交(柱)坐标系 (u, v, z) 下, 求解电磁场的波动方程。在广义正交(柱)坐标系下, 拉普拉斯算子表示为:

$$\nabla^2 = \frac{1}{h_1 h_2 h_3} \left[\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{h_2 h_3}{h_1} \frac{\partial}{\partial u} \right) + \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{h_1 h_3}{h_2} \frac{\partial}{\partial v} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{h_1 h_2}{h_3} \frac{\partial}{\partial z} \right) \right] \quad (6)$$

其中度量参数 h_1, h_2 只与 u, v 有关, 与 z 无关; $h_3 = 1$ 。

2.1.2 导行波在传播方向上的传播特性

假定电磁波是沿波导的纵向(z 轴)传播, 与 z 轴相垂直的横截面用 t 表示, 横截面内的坐标变量为 (u, v) 。拉普拉斯算子可以表示为横向算子与纵向算子的和:

$$\begin{aligned}\nabla &= \nabla_t + \nabla_z \\ \nabla^2 &= \nabla_t^2 + \nabla_z^2\end{aligned}\quad (7)$$

式中: $\nabla_t^2 = \frac{1}{h_1 h_2} \left[\frac{\partial}{\partial u} \left(\frac{h_2}{h_1} \frac{\partial}{\partial u} \right) + \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{h_1}{h_2} \frac{\partial}{\partial v} \right) \right]$, $\nabla_z^2 = \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ 。

假定边界和初始条件为波导表面的电导率为无限大, 波导内填充的是简单

介质，而且是无耗的，波导内无自由电荷和传导电流，波导横截面面积的形状和尺寸沿 z 轴是不变化的，波导无限长。这样，波导内电场、磁场就可以表示为：

$$\begin{aligned} E(u, v, z) &= E(u, v)Z(z) \\ H(u, v, z) &= H(u, v)Z(z) \end{aligned} \quad (8)$$

式中 $E(u, v)$, $H(u, v)$ 和 $Z(z)$ 分别表示电磁场在波导横截面内的分布情况、沿 z 轴的传播规律。 $Z(z)$ 具有通用性， $E(u, v)$, $H(u, v)$ 与具体的波导横截面有关。

下面先就 $Z(z)$ 进行分析。将广义正交(柱)坐标系下的算子带入亥姆霍兹方程(5)中，运算得：

$$-(\nabla_t^2 + K^2)E(u, v) = E(u, v) \frac{\nabla_z^2 Z(z)}{Z(z)} \quad (9)$$

因为 $(\nabla_t^2 + K^2)E(u, v)$ 与变量 z 无关，因此 $\frac{\nabla_z^2 Z(z)}{Z(z)}$ 应为一常数，设其为 γ^2 。

则式(9)可以改写为： $\nabla_t^2 E(u, v) + (K^2 + \gamma^2)E(u, v) = 0$ ，式中 $K^2 + \gamma^2$ 可以用一个新的变量 K_c^2 表示，称为截止波数。这是一个与波导横截面的形状、尺寸，以

及所传输的电磁波波形相关的参量。另外，由 $\frac{1}{Z(z)} \frac{\partial^2 Z(z)}{\partial z^2} = \gamma^2$ 可以得到

$\frac{d^2 Z(z)}{dz^2} - \gamma^2 Z(z) = 0$ ，这是一个标准的二次微分方程，其通解为：

$$Z(z) = A_1 e^{-\gamma z} + A_2 e^{\gamma z} \quad (10)$$

式中 γ 为传播常数，通常为复数表示为：

$$\gamma = \alpha + j\beta \quad (11)$$

式中 α, β 分别表示衰减常数(在无损时，值为 0)，相移常数。在前面的边界和初始条件设定下，式(10)可以表示为：

$$Z(z) = A e^{-\beta z} \quad (12)$$

式(12)就是波在规则波导中沿纵向 (z 轴)的传播规律。

同样，对于磁场 H 来说，通过类似的运算也可以得到相似的结果。

2.1.3 规则波导中的波型^[34]

波型，即能够单独在规则波导中存在的电磁场的分布状态。在本节中将通过无源麦克斯韦方程组求解，得到规则波导中可能存在的波型。在广义正交(柱)坐标系下，电场、磁场可以表示如下形式：

$$\begin{aligned}\bar{E} &= \bar{u}E_u + \bar{v}E_v + \bar{z}E_z = \bar{E}_t + \bar{z}E_z \\ \bar{H} &= \bar{u}H_u + \bar{v}H_v + \bar{z}H_z = \bar{H}_t + \bar{z}H_z\end{aligned}$$

式中 $\bar{u}, \bar{v}, \bar{z}$ 为单位矢量。 (13)

将其带入无源麦克斯韦方程组，式(4)中，可以得到：

$$\begin{aligned}\nabla_z \times \bar{E}_t + \nabla_t \times \bar{z}E_z &= -j\omega\mu\bar{H}_t \\ \nabla_z \times \bar{H}_t + \nabla_t \times \bar{z}H_z &= j\omega\epsilon\bar{E}_t\end{aligned}\quad (14)$$

式(14)等号两边同时叉乘 ∇_z 得到：

$$\begin{aligned}-(\nabla_z \bullet \nabla_z)\bar{H}_t + \nabla_t(\nabla_z \bullet \bar{z}H_z) &= j\omega\epsilon\nabla_z \times \bar{E}_t \\ -(\nabla_z \bullet \nabla_z)\bar{E}_t + \nabla_t(\nabla_z \bullet \bar{z}E_z) &= j\omega\mu\nabla_z \times \bar{H}_t\end{aligned}\quad (15)$$

对算子 ∇_z 做如下运算： $\nabla_z(e^{-\gamma z}) = \bar{z} \frac{\partial}{\partial z}(e^{-\gamma z}) = e^{-\gamma z}(-\gamma)\bar{z}$ 可以得到：

$\nabla_z = -\gamma\bar{z}$ ，将其带入式(15)，可以得到：

$$\begin{aligned}\bar{E}_t &= \frac{1}{K_c^2}(-\gamma\nabla_t E_z - j\omega\mu\nabla_t \times \bar{z}H_z) \\ \bar{H}_t &= \frac{1}{K_c^2}(-\gamma\nabla_t H_z + j\omega\epsilon\nabla_t \times \bar{z}E_z)\end{aligned}\quad (16)$$

式(16)表示的是电磁波在规则波导横截面上的分布状态，通过对式中参数的讨论即可得到规则波导中的波型。由上式可见：

1. $K_c^2 = 0$ ，此时必须满足 $E_z = 0, H_z = 0$ ，电磁场才可以存在，其横截面上场的分布才有确定的值。在这种情况下，电磁场只有横向分量，称为横电磁波，用符号 TEM 表示。
2. $K_c^2 > 0$ ，在这种情况下 E_z 和 H_z 同时为零是没有意义的，因为此时波导内的

电磁场强度为零。当波导有耗时, $E_z \neq 0, H_z \neq 0$; 当波导无耗时, 又可以具体分为两种情况:

- (1) $E_z = 0, H_z \neq 0$, 此时的导行波称为横电波, 用符号 TE 表示, 因为其传播方向上只有磁场, 又称为 H 波。
- (2) $E_z \neq 0, H_z = 0$, 此时的导行波称为横磁波, 用符号 TM 表示, 因为其传播方向上只有电场, 又称为 E 波。

总的来说, 规则波导内存在三种基本的波型: TEM、TE、TM, 其他的一些波型都可以通过对三种波型的线性叠加得到。

2.2 环状波导的光场分析

按增益体积缩放全金属环状波导 CO₂ 激光器的环状谐振腔属于规则波导, 具体来讲, 是属于同轴金属波导结构。激励电源横向加载, 两波导口处绝缘, 因此谐振腔在纵向既无自由电荷, 也没有传导电流。波导壁采用的是电导率很大的金属, 理论上为了简化分析, 通常取其电导率为无穷大。则对于光波来讲, 在波导壁里的衰减很大, 其穿透深度趋于零, 光是在波导壁之间的介质里传播。

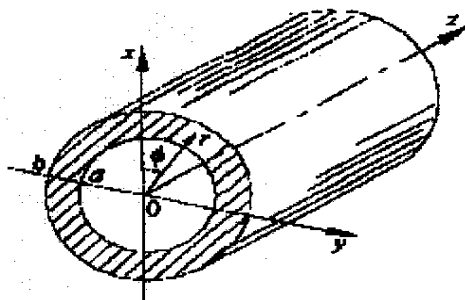
2.2.1 波型及场的结构^[32, 33]

通过上一节的分析, 可以得到这样的结论: 规则波导内的波型都可以由 TEM、TE、TM, 三种基本模式线性组合表示。但是, 对于金属壁环状波导来说, 其内部是不可能存在 TEM 模的。TEM 模的场在波导横截面上的分布规律, 与恒电场的分布规律相同, 因此, 波导若是要传输 TEM 模, 必须满足静电场边界系统。静电场系统一个显著特点就是, 其内部有静电荷或恒定电流, 然而环状波导系统内既无自由电荷, 也没有传导电流。

从另一个角度来讲, 磁力线总是环绕着传导电流或者环绕着位移电流闭合, 而对 TEM 模来讲, 它的磁场在导波系统内只有只有横向分量。根据安培环路定律, 导波系统内应该有纵向的传导电流或位移电流, TEM 模的磁场才能够存在。

但是在金属壁环状波导内部不存在自由电荷或者传导电流，而 TEM 模自身也不存在纵向电场和由此产生的纵向位移电流，因此 TEM 模的横向磁场是不能存在于环状波导内的。根据电磁场理论，交变电场与交变磁场是同时存在，相互感应的，所以 TEM 模的电场也不能存在于金属壁环状波导内。

综上所述，在金属壁环状波导内所有波型都是由 TE、TM 模线性叠加而成。因此，只要知道了金属壁环状波导内 TE、TM 模的分布以及特性，就能够通过线性叠加计算出波导内电磁场的总的分布和特性。下面，将分别就 TE、TM 模展开分析。金属环状波导具有柱对称性，因此采用圆柱坐标 (r, ϕ, z) 进行分析是较为方便的。其结构如图 3 所示：



$$(a \leq r \leq b, 0 \leq \phi \leq 2\pi, 0 \leq z \leq l)$$

a —波导管内径； b —波导管外径； l —波导管长度

图 3 环状波导结构示意图

在此坐标系下，亥姆霍兹方程可以表示为：

$$\begin{aligned} \nabla_t^2 \bar{E}(r, \phi) + K_c^2 \bar{E}(r, \phi) &= 0 \\ \nabla_t^2 \bar{H}(r, \phi) + K_c^2 \bar{H}(r, \phi) &= 0 \end{aligned} \quad (17)$$

式中： $\bar{E}(r, \phi) = \bar{r}E_r(r, \phi) + \bar{\phi}E_\phi(r, \phi) + \bar{z}E_z(r, \phi)$

$$\bar{H}(r, \phi) = \bar{r}H_r(r, \phi) + \bar{\phi}H_\phi(r, \phi) + \bar{z}H_z(r, \phi)$$

$\bar{r}, \bar{\phi}, \bar{z}$ 为单位矢量

$$\nabla_t^2 = \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial \phi} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \phi} \right) \right]$$

$$= \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2}$$

利用分离变量法对式(17)求解, 设 $E_z = R(r)\varphi(\phi)$, $H_z = R(r)\varphi(\phi)$, 可以得到两个常微分方程:

$$\begin{aligned} r^2 \frac{d^2 R(r)}{dr^2} + r \frac{dR(r)}{dr} + [(K_c r)^2 - m^2] R(r) &= 0 \\ \frac{d^2 \varphi(\phi)}{d\phi^2} + m^2 \varphi(\phi) &= 0 \end{aligned} \quad (18)$$

式中 m 为常数, 表示阶数。

此微分方程的解为如下形式:

$$R(r) = A_1 J_m(K_c r) + A_2 N_m(K_c r) \quad (19)$$

$$\varphi(\phi) = B_1 \cos m\phi + B_2 \sin m\phi \quad (20)$$

式中 $J_m(K_c r)$ 是第一类 m 阶贝塞耳函数, $N_m(K_c r)$ 是诺依曼函数。

由于金属环状波导在结构上具有轴对称性, 式(20)可以写成 $\varphi(\phi) = B \frac{\cos m\phi}{\sin m\phi}$ 的形式。对于 TM 波型来说 $E_z \neq 0$, $H_z = 0$, 根据以上分析可以写出电场表达式:

$$E_z = [A_1 J_m(K_c r) + A_2 N_m(K_c r)] C \frac{\cos m\phi}{\sin m\phi} e^{-j\beta z} \quad (21)$$

根据边界条件 $r = a, r = b$ 时, $E_z = 0$ 即:

$$\begin{aligned} A_1 J_m(K_c a) + A_2 N_m(K_c a) &= 0 \\ A_1 J_m(K_c b) + A_2 N_m(K_c b) &= 0 \end{aligned} \quad (22)$$

由式(16)可以得到:

$$\begin{aligned} E_r &= -\frac{j\beta}{K_c^2} \nabla_r E_z \\ E_\phi &= -\frac{j\beta}{K_c^2} \nabla_\phi E_z \\ \vec{r} H_r &= \frac{\omega \epsilon}{\beta} \vec{z} \times \vec{\phi} E_\phi \\ \vec{\phi} H_\phi &= \frac{\omega \epsilon}{\beta} \vec{z} \times \vec{r} E_r \end{aligned} \quad (23)$$

由式(23)可以看出,只要知道了 E_z 的表达式就可以得到 TM 波型的场的完整的结构。将式(21)带入式(23),可以得到:

$$\begin{aligned}
 E_r &= -\frac{j\beta}{K_c} [A_1 J'_m(K_c r) + A_2 N'_m(K_c r)] C_{\sin m\phi}^{\cos m\phi} e^{-j\beta z} \\
 E_\phi &= \pm \frac{j\beta m}{K_c^2 r} [A_1 J_m(K_c r) + A_2 N_m(K_c r)] C_{\cos m\phi}^{\sin m\phi} e^{-j\beta z} \\
 H_r &= \mp \frac{j\omega\epsilon m}{K_c^2 r} [A_1 J_m(K_c r) + A_2 N_m(K_c r)] C_{\cos m\phi}^{\sin m\phi} e^{-j\beta z} \\
 H_\phi &= -\frac{j\omega\epsilon}{K_c} [A_1 J'_m(K_c r) + A_2 N'_m(K_c r)] C_{\sin m\phi}^{\cos m\phi} e^{-j\beta z} \quad (24)
 \end{aligned}$$

根据边界条件式(22),可以得到:

$$\frac{A_2}{A_1} = -\frac{J_m(K_c a)}{N_m(K_c a)} \quad (25)$$

将式(25)带入式(24)化简,即可得:

$$\begin{aligned}
 E_r &= -\frac{j\beta A}{K_c N_m(K_c a)} [N_m(K_c a) J'_m(K_c r) - J_m(K_c a) N'_m(K_c r)] C_{\sin m\phi}^{\cos m\phi} e^{-j\beta z} \\
 E_\phi &= \pm \frac{j\beta m A}{r K_c^2 N_m(K_c a)} [N_m(K_c a) J_m(K_c r) - J_m(K_c a) N_m(K_c r)] C_{\cos m\phi}^{\sin m\phi} e^{-j\beta z} \\
 H_r &= \mp \frac{j\omega\epsilon m A}{r K_c^2 N_m(K_c a)} [N_m(K_c a) J_m(K_c r) - J_m(K_c a) N_m(K_c r)] C_{\cos m\phi}^{\sin m\phi} e^{-j\beta z} \\
 H_\phi &= -\frac{j\omega\epsilon A}{K_c N_m(K_c a)} [N_m(K_c a) J'_m(K_c r) - J_m(K_c a) N'_m(K_c r)] C_{\sin m\phi}^{\cos m\phi} e^{-j\beta z} \quad (26)
 \end{aligned}$$

式(26)的四个式子就是 TM 波型在金属环状波导中的场强分布表达式。

另一方面,由式(22)的边界条件,还可以得到式(27),该式是用来确定

$$J_m(K_c a) N_m(K_c b) - J_m(K_c b) N_m(K_c a) = 0 \quad (27)$$

激光的特性参数截止波数 K_c 的。只要确定 a, b 的值,通过解方程(27)就可以得到相应的 K_c 。在本器件的设计中所采用的 a, b 值分别为 15.5 和 20,则 K_c 的值如下表:

表 1 不同阶数 TM_{mp} 模对应的 $K_c a$ 值

m, p	$K_c a$
0, 0	—
1, 0	10.8476
2, 0	10.9532
3, 0	11.1269
4, 0	11.3656
5, 0	11.6653
10, 0	13.9105
20, 0	20.5338
30, 0	28.2240
50, 0	44.2811
100, 0	94.2633
0, 1	21.6376
1, 1	21.6555
2, 1	21.7090
3, 1	21.7978
4, 1	21.9216
5, 1	22.0797
10, 1	23.3566
20, 1	27.8930
30, 1	34.1578
50, 1	44.2811
100, 1	84.3480
0, 2	32.4601
1, 2	32.4721
2, 2	32.5078
3, 2	32.5673
4, 2	32.6504
5, 2	32.7569
10, 2	33.6318
20, 2	36.9285
30, 2	41.8615
50, 2	49.1254
100, 2	84.3480
0, 3	43.2819
1, 3	43.2909
2, 3	43.3177
3, 3	43.3624
5, 3	43.5050
10, 3	44.1678

50, 3	54.8061
100, 3	89.6991

对于 TE 波型来说, $E_z = 0, H_z \neq 0$, 根据以上分析可以写出其的磁场表达式:

$$H_z = [B_1 J_m(K_c r) + B_2 N_m(K_c r)] D_{\sin m\phi}^{\cos m\phi} e^{-j\beta z} \quad (28)$$

由式(16)可以得到 TE 波型电磁场各分量之间的关系式:

$$\begin{aligned} H_r &= -\frac{j\beta}{K_c^2} \nabla_r H_z \\ H_\phi &= -\frac{j\beta}{K_c^2} \nabla_\phi H_z \\ \bar{r} E_r &= \frac{\omega\mu}{\beta} \bar{\phi} H_\phi \times \bar{z} \\ \bar{\phi} E_\phi &= \frac{\omega\mu}{\beta} \bar{r} H_r \times \bar{z} \end{aligned} \quad (29)$$

由式(29)可以看出, 只要知道了 H_z 的表达式就可以得到 TE 波型的场的完整的结构。将式(28)带入式(29), 可以得到:

$$\begin{aligned} E_r &= \pm \frac{j\omega\mu m}{rK_c^2} [B_1 J_m(K_c r) + B_2 N_m(K_c r)] D_{\cos m\phi}^{\sin m\phi} e^{-j\beta z} \\ E_\phi &= -\frac{j\omega\mu}{K_c} [B_1 J'_m(K_c r) + B_2 N'_m(K_c r)] D_{\sin m\phi}^{\cos m\phi} e^{-j\beta z} \\ H_r &= -\frac{j\beta}{K_c} [B_1 J'_m(K_c r) + B_2 N'_m(K_c r)] D_{\sin m\phi}^{\cos m\phi} e^{-j\beta z} \\ H_\phi &= \pm \frac{j\beta m}{rK_c^2} [B_1 J_m(K_c r) + B_2 N_m(K_c r)] D_{\cos m\phi}^{\sin m\phi} e^{-j\beta z} \end{aligned} \quad (30)$$

根据边界条件, 当 $r = a, r = b$ 时, $E_r = 0, E_\phi = 0$ 。将式(30)带入可以得到:

$$\begin{aligned} B_1 J_m(K_c r) + B_2 N_m(K_c r) &= 0 \\ B_1 J'_m(K_c r) + B_2 N'_m(K_c r) &= 0 \end{aligned} \quad (31)$$

由式(31)可以得到 B_1, B_2 之间的关系式:

$$\frac{B_2}{B_1} = -\frac{J'_m(K_c r)}{N'_m(K_c r)} \quad (32)$$

将式(32)代入式(30)，则可得到：

$$\begin{aligned} H_r &= -\frac{j\beta B}{K_c N'_m(K_c a)} [N'_m(K_c a)J_m(K_c r) - J'_m(K_c a)N_m(K_c r)] D_{\sin m\phi}^{\cos m\phi} e^{-j\beta z} \\ H_\phi &= \pm \frac{j\beta m B}{r K_c^2 N'_m(K_c a)} [N'_m(K_c a)J'_m(K_c r) - J'_m(K_c a)N'_m(K_c r)] D_{\cos m\phi}^{\sin m\phi} e^{-j\beta z} \\ E_r &= \pm \frac{j\omega\mu m B}{r K_c^2 N'_m(K_c a)} [N'_m(K_c a)J_m(K_c r) - J'_m(K_c a)N_m(K_c r)] D_{\cos m\phi}^{\sin m\phi} e^{-j\beta z} \\ E_\phi &= -\frac{j\omega\mu B}{K_c N'_m(K_c a)} [N'_m(K_c a)J'_m(K_c r) - J'_m(K_c a)N'_m(K_c r)] D_{\sin m\phi}^{\cos m\phi} e^{-j\beta z} \end{aligned} \quad (33)$$

式(33)的四个式子就是 TE 波型在金属环状波导中的场强分布表达式。

另一方面，由式(22)的边界条件，还可以得到式(27)，该式是用来确定

$$J'_m(K_c a)N'_m(K_c b) - J'_m(K_c b)N'_m(K_c a) = 0 \quad (34)$$

激光的特性参数截止波数 K_c 的。只要确定 a, b 的值，通过解方程(34)就可以得到相应的 K_c 。在本器件的设计中所采用的 a, b 值分别为 15.5 和 20，则 K_c 的值如下表：

表 2 不同阶数 TE_{mp} 模对应的 K_c 值

m, p	$K_c a$
0, 0	—
1, 0	0.87554
2, 0	1.75071
3, 0	2.62515
4, 0	3.49849
5, 0	4.37039
10, 0	8.69637
20, 0	17.0946
30, 0	29.3569
50, 0	49.9649
100, 0	96.1008

200, 0	178.118
0, 1	10.8476
1, 1	10.8838
2, 1	10.9919
3, 1	11.1698
4, 1	11.4146
5, 1	11.7223
10, 1	14.0493
20, 1	21.0547
30, 1	29.3569
50, 1	46.3911
100, 1	80.4205
200, 0	158.674
0, 2	21.6555
1, 2	21.6734
2, 2	21.7272
3, 2	21.8166
4, 2	21.9412
5, 2	22.1003
10, 2	23.3858
20, 2	27.9661
30, 2	34.3409
50, 2	46.3911
100, 2	80.4205
200, 0	158.674
0, 3	32.4721
1, 3	32.4840
2, 3	32.5199
3, 3	32.5795
4, 3	32.6628
5, 3	32.7696
10, 3	33.6470
20, 3	36.9548
30, 3	41.9113
50, 3	49.9649
100, 3	87.0996
200, 3	166.943

从 TE、TM 波型的电磁场分布表达式，可以清楚看到光场在金属环状波导的强度分布规律。这为实际研制环状金属波导激光器提供了理论依据，对于分析这类激光器的偏振特性，近、远场特性也具有重要的参考价值。

2.2.2 色散关系与谐振腔频率特性

光束在金属环状波导内传播, 由于含有多谱线的光能量在轴向的相移常数或者是传播速度的不同必然导致色散。色散对波导中的光束特性具有十分重要的意义, 因此研究传输系统中的色散特性是十分必要的。

通过上面章节的分析, 我们知道在柱坐标系统中, 亥姆霍兹方程可以表示为式(9)的形式, (由于磁场与电场的表达式在形式上完全相同, 所以本节中只对电场进行讨论)应用分离变量法, 将式(6)带入式(9)中可以得到:

$$-K^2 = \frac{\nabla_z^2 Z(z)}{Z(z)} + \frac{\nabla_t^2 E(u, v)}{E(u, v)} \quad (35)$$

$\frac{\nabla_z^2 Z(z)}{Z(z)}$ 与 $\frac{\nabla_t^2 E(u, v)}{E(u, v)}$ 中分别只含有变量 $Z(z)$ 和 $E(u, v)$, 而 K 是常数, 因此

$\frac{\nabla_z^2 Z(z)}{Z(z)}$ 与 $\frac{\nabla_t^2 E(u, v)}{E(u, v)}$ 必然也为常数。为了方便分析分别假定:

$$\frac{\nabla_z^2 Z(z)}{Z(z)} = -K_z^2$$

$$\frac{\nabla_t^2 E(u, v)}{E(u, v)} = -K_c^2$$

则由以上讨论可知:

$$K_z^2 + K_c^2 = \nabla_z^2 + K_c^2 = K^2 = \omega \sqrt{\mu \epsilon} \quad (36)$$

在均匀传输系统中, 纵向传播常数 K_z 取决于 K_c 和 K ; 而 K 取决于频率, K_c 取决于横截面的边界条件, 所以由式(36)所决定的 K_z 与 ω 之间的关系就是传输系统中的色散特性。如果在一个谐振系统中, K_z 、 K_c 一同决定了 K , 由此所确定的电磁场角频率, 即是系统的固有频率。

对于一个平行平面谐振腔来说, 其的频率可以通过式(36)计算得到。由于纵向传播常数可以表示为: $K_z = q\pi/L$ 的形式, 将其带入式(36)就可以得到:

$$\omega_{qmp} = c \sqrt{q^2 \frac{\pi^2}{L^2} + K_c^2} \quad (37)$$

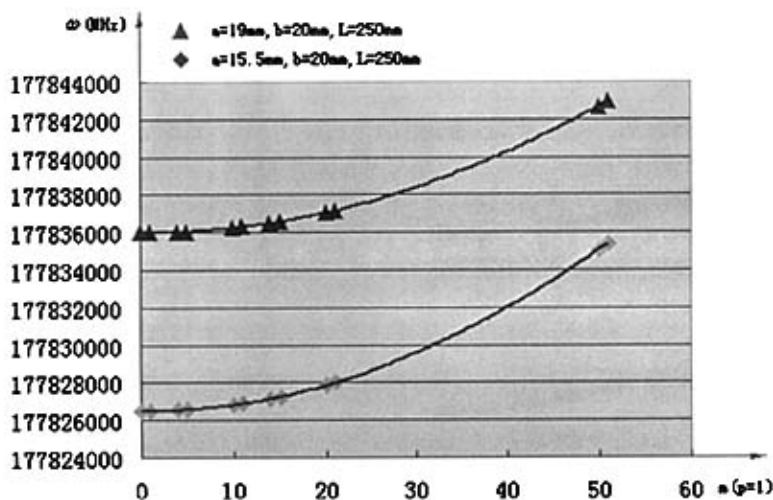
在式中 c 为光速； q 为常数，表示谐振腔内驻波的波节数； L 是谐振腔长度。由于 K_c 与波型密切相关，因此对于不同的波型，其在谐振腔内的传播频率是不相同的。本文将针对不同的谐振腔结构，计算谐振腔中相邻模式之间的频率差。

表 3 谐振腔相邻模式的频率差 ($a = 19\text{mm}$, $b = 20\text{mm}$, $L = 250\text{mm}$)

ω	$\Delta\omega$ (MHz)
$\omega_{11} - \omega_{01}$	2.678
$\omega_{21} - \omega_{11}$	12.636
$\omega_{111} - \omega_{101}$	55.974
$\omega_{111} - \omega_{141}$	77.384
$\omega_{211} - \omega_{201}$	109.297
$\omega_{311} - \omega_{301}$	269.399

表 4 谐振腔相邻模式的频率差 ($a = 15.5\text{mm}$, $b = 20\text{mm}$, $L = 250\text{mm}$)

ω	$\Delta\omega$ (MHz)
$\omega_{11} - \omega_{01}$	3.784
$\omega_{21} - \omega_{11}$	29.995
$\omega_{111} - \omega_{101}$	71.201
$\omega_{111} - \omega_{141}$	99.874
$\omega_{211} - \omega_{201}$	143.946
$\omega_{311} - \omega_{301}$	329.371

图 4 频率随 m 变化图

通过以上对谐振腔频率特性的图、表分析，可以清楚地看出谐振腔内光场的频率变化趋势。在分析中，本文设定了两种谐振腔模型：(1) $a = 19\text{mm}$ ， $b = 20\text{mm}$ ， $L = 250\text{mm}$ ；(2) $a = 15.5\text{mm}$ ， $b = 20\text{mm}$ ， $L = 250\text{mm}$ 。通过对比分析，可以得到：

- (1) 随着内外电极之间的间隙增大，谐振腔内光场的频率增大；
- (2) 随着 m (环向模阶数) 的增大，谐振腔内光场的频率增大；
- (3) 随着内外电极之间的间隙增大，谐振腔内相邻波型之间的频率间隔增大，频率变化的更快 (变化趋势的曲线，更为陡峭)。

2.2.3 光束在波导内的传播^[35]

根据物理光学的理论，当光在金属环状波导中以恒定方位对称值 m 单频传播时，其电场与磁场强度可以表示为：

$$\begin{aligned}
 E(r, \phi, z, t) &= E(r) \exp[i(\omega t - K_z z - m\phi)] \\
 H(r, \phi, z, t) &= H(r) \exp[i(\omega t - K_z z - m\phi)]
 \end{aligned} \tag{38}$$

其在 z 和 ϕ 方向上均有分量，而且其电场的所有极值的位置都可以用一个旋

转速度来描述的, 即当 $|E(r, \phi, z, t)|$ 取极值时, $\omega t - m\phi$ 与 z 都为常数。其极值呈螺旋状, 按一定方位角旋转。光能量的传播是由坡印亭矢量的时间平均值给出:

$$\begin{aligned} \langle S \rangle_t &= \langle \text{Re}(E) \times \text{Re}(H) \rangle_t \\ &= \left\{ \begin{array}{l} 0 \\ \frac{m}{ra} Q_m^2(r) \\ K_z \left[\frac{m^2}{(rK_c a)^2} Q_m^2(r) + R_m^2(r) \right] \end{array} \right\} \end{aligned} \quad (39)$$

式中 $\langle S \rangle = \{ \langle S_r \rangle, \langle S_\phi \rangle, \langle S_z \rangle \}$,

$$Q_m(r) = J_m(raK_c)N'_m(K_c a) - N_m(K_c ar)J'_m(K_c a),$$

$$R_m(r) = J'_m(raK_c)N'_m(K_c a) - N'_m(K_c ar)J'_m(K_c a)。$$

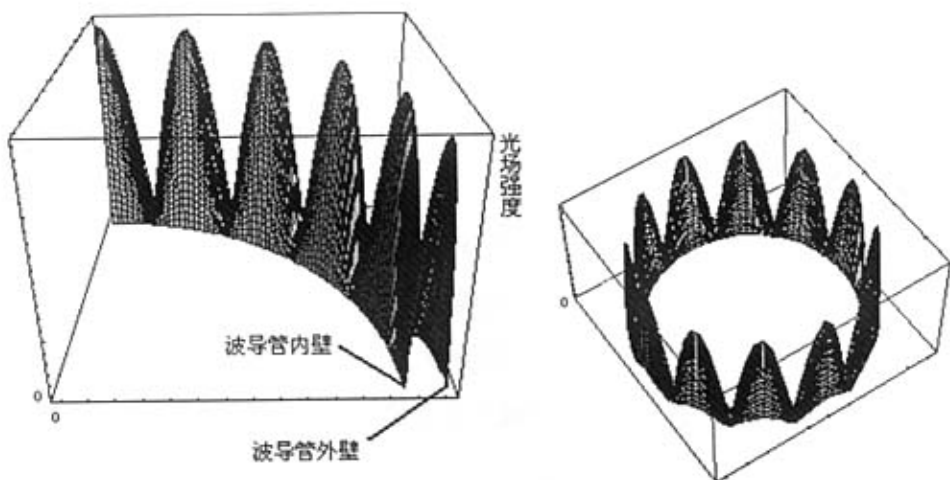
由式(38)可以看出 $\langle S \rangle$ 只与 r 有关, 与 ϕ, z 无关。当 $m \neq 0$ 时, $\langle S \rangle$ 有一个方位角分量, 因此光束是沿着螺旋传播的, 螺旋角为:

$$\delta = S_\phi / S_z \quad (40)$$

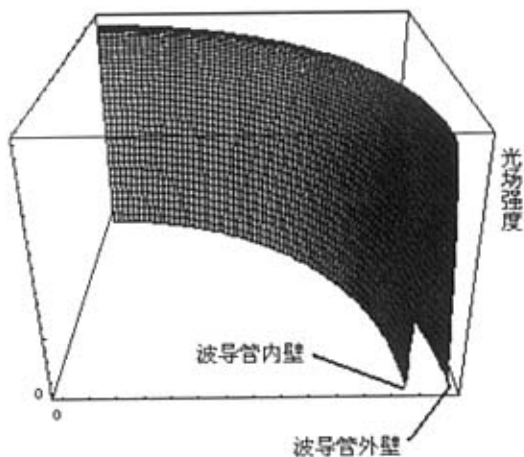
δ 随着 m 的增大, 近乎线性地增大。 S_ϕ, S_z 中的其他因子都为正, 所以 δ 的符号 (螺旋角的旋向) 只取决于 m 。阶数为 $m, -m$ 的左螺旋和右螺旋模具有相同的传播常数和损耗值, 因此是简并的, 会同时出现在波导管中。左旋和右旋模的电场叠加后产生:

$$\begin{aligned} E(r, \phi, z, t) &= E(r) \exp[i(\omega t - K_z z - m\phi)] + E(r) \exp[i(\omega t - K_z z - (-m)\phi)] \\ &= E(r) \cos(m\phi) \exp[i(\omega t - K_z z)] \end{aligned} \quad (41)$$

从式中可以看出 ϕ 出现在振幅项, 并未出现在相位项, 因此场不发生任何旋转。它表示的沿直线传播的驻波模式。通过对式(39)和式(41)计算, 可以得到波导内光场强度分布图。



(a) 高阶模近场光强度分布图($m = \pm 6$)



(b) 基模近场光强度分布图($m = 0$)

图 5 计算机模拟波导内光波近场强度分布图

图 5 中所显示的就是通过计算得到的波导内光波的场强度分布，可以清楚地看出高阶模($m \neq 0$)的强度显然是沿着环向调制的 (也就是说，光场强度随环向坐标的改变而改变)；基模($m = 0$)的强度沿环向是一致的，与环向坐标无关。

2.3 环状波导 CO_2 激光器的谐振腔损耗

自从 1971 年第一台波导激光器研制成功以来,人们对波导谐振腔理论进行了广泛的研究。如果要得到好的光束质量,在设计波导激光器谐振腔时,要求有小的损失和好的模式鉴别能力。光在谐振腔内振荡时的损耗,具体来讲,可以分为两类:衍射损耗^[36, 37](光在波导中的传输损失)、耦合损失^[25](光在波导断口与反射镜之间的传输损失)。对于矩形波导、圆形波导、板条波导的谐振腔损耗,国内外学者已经进行了深入的研究并得到了较为成熟的结论^[38](存在三种低损耗的结构,分别为平行平面、半共心、半共焦腔)。但是对于环状波导结构的谐振腔损耗则鲜有报道。下面的章节将就这方面作一些讨论。

2.3.1 衍射损耗

这类损耗主要与腔体材料以及几何结构有关,可以分为以下几类:

1. 反射镜的透射损耗。
2. 腔体的吸收。此种损耗与制成波导管的材料以及波导管直径有关,不同的材料对于一定波长光的吸收不同;对于同一种材料来讲,波导管直径越大,其损耗越小,以铜为例,当其的波导间隙小到 0.5mm 时,铜已经不适合作为波导材料。
3. 反射镜的散射、吸收损耗。
4. 激活物质不均匀性损耗。
5. 波导管由于表面不平整、沿轴向非均匀以及波导管轴线弯曲所造成的损耗。
6. 衍射损耗。此种损耗是光腔的一种固有损耗,与腔体几何结构有关,而且不同的横模有不同的衍射损耗。可以用夫朗和费衍射来说明。简单讲,菲涅尔系数越大,衍射效应越小,菲涅尔系数越小,衍射效应越大,损耗也越大。但必须满足波导激光器谐振腔的条件,即波导菲涅尔系数 $N \leq 1$ 。

2.3.2 耦合损耗

在谐振腔的损耗中, 耦合损耗是重要的。耦合损耗指的是光从波导口出射到达反射镜, 又从反射镜返回波导口造成的损耗, 用返回的光场强度与出射的光场比值来表示。当光在波导管内传输时, 遵循的是波导的理论, 一旦离开了波导管则可以按自由空间高斯光束进行分析。本文将采用空间光模展开的方法, 将波导口光场按自由空间拉盖尔-高斯光束展开分析环状谐振腔耦合损耗^[39]。

在上一节中已得到金属环状波导内电磁场的表达式 (以 TE 波型为例)。研究表明, 当 m 较小时, 电场一般环向极化。因此波导口上的电场可以表示为^[40]:

$$E(r, \phi) = f_{m,p} U_{m,p}(r, 0) \exp(im\phi) \quad (42)$$

$$\text{式中 } U_{m,p}(r, 0) = J'_m(rK_c) - N'_m(rK_c) \frac{J'_m(K_c a)}{N'_m(K_c a)}$$

当 $K_c a \gg 1$ 时, $U_{m,p}(r, 0)$ 又可以近似表示为:

$$U_{m,p}(r, 0) = -\sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\sqrt{1 + (2rK_c a)^2}}{2(rK_c a)^{3/2}} \frac{\sin[(r-1)K_c a + \arctan(\frac{1}{2rK_c a}) - \arctan(\frac{1}{2K_c a})]}{\cos[K_c a - \frac{m\pi}{2} - \frac{\pi}{4} + \arctan(\frac{1}{2K_c a})]}$$

$$f_{m,p} = \sqrt{\frac{1}{2\pi a^2 \int_a^b U_{m,p}^2(r, 0) r dr}} = \sqrt{\frac{(K_c a)^2 \cos^2[K_c a - \frac{m\pi}{2} - \frac{\pi}{4} + \arctan(\frac{1}{2K_c a})]}{a^2 \{2K_c a(\frac{b}{a} - 1) - \sin[2K_c a(\frac{b}{a} - 1)]\}}}$$

由式(41)可知: 对于任一确定 ϕ 值 $\exp(im\phi)$ 为常数, 则 $E(r, \phi)$ 可以表示为:

$E(r, \phi) = B f_{m,p} U_{m,p}(r, 0) = B E(r)$ (B 为常数), 而其仅为 r 的函数, 因此采用拉盖尔-高斯光束展开较为方便。则波导口处电场可以表示为^[39]:

$$E(r, \phi) = B \sum_{p=0}^{\infty} A_p(\omega_0) \psi_p(r) \quad (43)$$

$$\text{式中 } \psi_p(r) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{\omega_0} L_p\left(\frac{2r^2}{\omega_0^2}\right) e^{-\frac{r^2}{\omega_0^2}},$$

$$A_p(\omega_0) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{\omega_0} \int_a^b E(r, \phi) L_p\left(\frac{2r^2}{\omega_0^2}\right) e^{-\frac{r^2}{\omega_0^2}} 2\pi r dr。$$

将环状波导模分解为拉盖尔—高斯模后, 利用 q 参数法, 可以求得由波导管发出后经腔镜反射回波导口的光场分布 $E'(r, \phi)$, 并由此得到波导的模式耦合损耗。按增益体积缩放全金属环状波导 CO₂ 激光器中, 谐振腔采用的是平行平面腔, 因此光波等相面的曲率半径与腔镜曲率半径不相等。为了方便分析, 假定平面镜无限大。引入高斯光束的 q 参数^[39]:

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{\rho} - j \frac{1}{\beta} \quad (44)$$

式中 ρ 是光波等相面的曲率半径, $\beta = \frac{\pi W^2}{\lambda}$, $W = \omega_0 \sqrt{1 + (z/b)^2}$ 是光束半径,

$b = \pi \omega_0^2 / \lambda$ 为共焦参数。

分别设波导口、反射前、反射后、返回波导口的光束参数 q 为 q_0, q_1, q_2, q_3 , 经下列运算:

$$\begin{aligned} q_0 &= jb \\ q_1 &= q_0 + z \\ \frac{1}{q_2} &= \frac{1}{q_1} \\ q_3 &= q_2 + z \end{aligned} \quad (45)$$

可以得到返回波导口处的 q 参数:

$$q_3 = 2z + jb \quad (46)$$

由此得到相移:

$$\phi_p = (2p+1)[\arctan(z/b) + \arctan(z/\beta)] \quad (47)$$

式中: $\beta = -1/\text{Im}[1/q_3]$ 。

通过上述参数计算可以得到:

$$E'(r, \phi) = B \sqrt{\frac{2}{\pi}} W \sum_p A_p(\omega_0) \exp[i\phi_p] L_p\left(\frac{2r^2}{W^2}\right) \exp\left[-\frac{r^2}{W^2} \left(1 + j \frac{\beta}{\rho}\right)\right]$$

式中: $\rho = \frac{1}{\text{Re}[1/q_3]}$ 。 则耦合损耗可以表示为:

$$\begin{aligned}
 C_{\phi}^2 &= 1 - \frac{\left| \int_a^b E(r, \phi) E'(r, \phi) 2\pi r dr \right|^2}{\left| \int_a^b E(r, \phi) E(r, \phi) 2\pi r dr \right|^2} \\
 &= 1 - \frac{\left| \int_a^b E(r) E'(r) 2\pi r dr \right|^2}{\left| \int_a^b E(r) E(r) 2\pi r dr \right|^2}
 \end{aligned} \quad (48)$$

由式(47)可以看出无论 ϕ 取何值, 其耦合损耗都是一样的, 是一个定值。

因此整个横截面上光场的耦合损耗也可以用 C_{ϕ}^2 来表示。从以上推导可以看出对于波导内不同的波型, 其耦合损耗是不同的。对式(48)进行数值积分就可以得到其耦合损耗的近似值。研究表明, 拉盖尔多项式取到第五阶, 拉盖尔-高斯分量已能够包含总能量的 99% 以上, 可以很好地近似实际光场。因此在计算中, $L_p(\frac{2r^2}{W^2})$ 取到第五阶。

研究表明 $p=0$ 时的损失比 $p=1$ 时大 4 个数量级以上, 该模式不可能出现在激光谐振腔中。另外, 在间隙很小的波导激光器中, 在垂直于波导壁的方向上没有高阶模存在^[40]。因此在实际中, $p>1$ 的模式可以不予考虑, 其对于总能量的影响可以忽略。本文在计算中以 TE_{11} 波型为例, 给出其对应不同间隙时的耦合损耗。其近似计算结果如下表所示。

表 5 TE_{11} 波型对应不同间隙的耦合损耗

$b-a=2.25$ (mm)	C_{11}
z	
0.5	0.0104%
1	0.0294%
1.5	0.0541%
2	0.0833%
2.5	0.1164%
3	0.1530%
3.5	0.1928%

4	0.2356%
4.5	0.2811%
5	0.3292%
5.5	0.37985
6	0.4327%
6.5	0.4880%
7	0.5453%
7.5	0.6048%
8	0.6663%
8.5	0.7279%
9	0.7950%
9.5	0.8622%
10	0.9311%
15	1.1711%
20	2.6336%
25	3.6806%
30	4.8382%

上表的计算是在假设镜面无限大，且镜面曲率半径无限大情况下。由上表可以看出，在保证镜面曲率半径的情况下，耦合损耗是相当低的，光束质量将能达到很好的效果。而一旦曲率半径偏小，耦合损耗将迅速上升。因此在实际设计中，间隙一般取在 1cm 以内，可以得到比较好的效果。

2.4 本章小结

本章从波导的电磁场理论出发对环状波导谐振腔内的电磁场分布以及模式特征进行了详细的分析。得出了电磁场在环状横截面上分布的表达式，通过此表达式可以求得环状横截面上任一点的电磁场值。并在此基础之上对光束的重要特性参数进行了数值求解。分析了光束的色散关系与谐振腔结构、尺寸之间的关系，结果表明随着内外电极之间间隔的增大，随着环向模阶数 m 的增大，相邻模式之间的频率间隔增大，频率增加更快。研究了光束在谐振腔内的传输特性，得出结论其在谐振腔内以驻波形式存在，电磁场表现出明显的环向调制特性。

本章的另一个重点是对谐振腔内能量损耗的分析。运用将空间光模展开的

方法, 结合高斯光束传输的 q 参数法, 以 TE_{11} 模为例对谐振腔内能量损耗进行了数值求解。结论表明随着耦合距离以及环向模阶数的增大, 损耗将不断增加。

第三章 光的电磁场计算机辅助分析

电磁场是一种特殊的物质，看不见，摸不着。而传统的电磁场理论分析，展现在人们面前的是一组枯燥的方程式。人们无法窥得电磁场的全貌，要了解并且应用电磁场的特性则更加困难。随着计算机技术的发展，电磁场的分析技术得到很大的发展。计算机将电磁场实实在在地展现在人们的面前，方便人们分析、优化。

3.1 计算电磁学的基本方法

传统的电磁场问题求解是基于解析模型的，从麦克斯韦方程组出发，加上特定的边界条件及本构参数，然后求解微分或积分方程。具体步骤如下图所示^[41]：

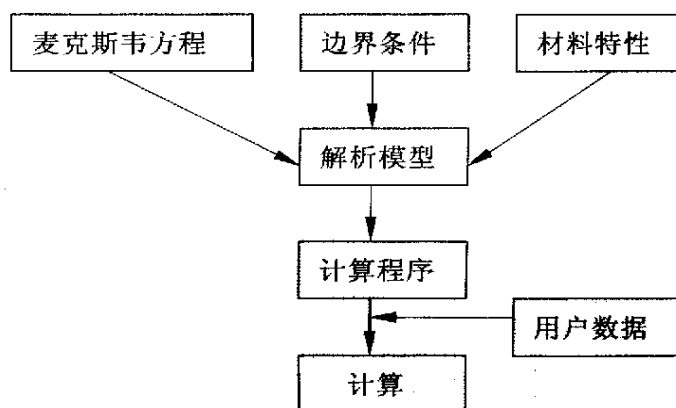


图 6 传统的电磁场问题求解过程

现代科学研究的基本模式是“科学实验、理论分析、高性能计算”。计算电磁学是一门新兴的学科，以电磁场理论为基础，以高性能计算技术为手段，运用计算数学提供的各种方法来解决实际电磁场工程中越来越复杂的电磁场问题的建模与仿真、优化设计等问题。

电磁场计算机辅助分析的实质也就是计算电磁学。现代计算电磁学解决电磁场问题，主要使用高性能的电子计算机直接以数值的，程序的形式来代替解析形式描述电磁场的问题。通常是以差分代替微分、有限求和来代替积分，将问题化简为求解代数方程或差分方程。其基本步骤如下图所示^[41]：

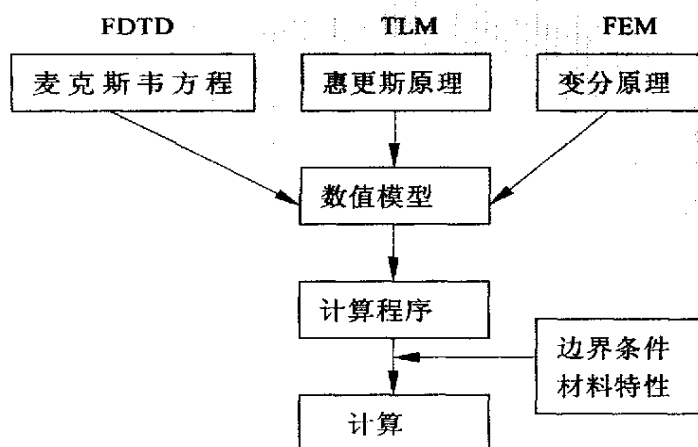


图 7 现代计算电磁学求解过程

当前计算电磁学中使用的方法较多主要有两大类，一类是以电磁场问题的积分方程为基础的数值方法；一类是以电磁场问题的微分方程为基础的数值方法。具体来讲有以下几种：

1. 有限元法^[42]

有限元法是求解数理边值问题的一种数值技术，其是以变分原理和剖分插值为基础。有限元法广泛应用于各类微分方程所描述的物理场。由于其具有一系列优点，有着强大的生命力和广阔应用前景。

- (1) 采用物理上离散与分片多项式插值，因此具有对材料、边界、激励等的广泛适应性。
- (2) 由于基于变分原理，将数理方程求解变成代数方程组，非常简易。
- (3) 采用矩阵形式和单元组装方法，其各个环节易于标准化，程序通用性好，且计算精度较高。

2. 时域有限差分法^[43]

有限差分法是以差分原理为基础的一种数值方法,运用其可以将各类方程,无论是微分方程、偏微分方程、线性方程、非线性方程,转化为代数方程。在电磁场领域,可以将连续域内问题转化为离散系统问题,从麦克斯韦旋度方程出发,将其转化为差分方程。通过在一定体积、一段时间上对连续电磁场的数据取样,用离散点上数值解来逼近真实解。它是对电磁场问题的最原始、最本质、最完备的数值模拟,具有很高的精度。

3. 矩量法^[43]

矩量法是一种将连续方程离散化为代数方程的方法。由于计算工作量较大,使得其的应用受到限制。

3.2 应用 ANSYS 分析环状波导的光场

ANSYS 软件是融结构、流体、电场、磁场、声场分析于一体的大型通用有限元分析软件,由世界上最大的有限元分析软件公司之一的美国 ANSYS 开发。在本章节中将利用 ANSYS 的高频电磁场分析模块,对金属环状波导内的电磁场性质进行分析。

3.2.1 使用二维有限元模型分析三维模型^[44]

高频电磁场分析模块主要是用来求解电磁波的辐射和传导的,其分析的基础是亥姆霍兹方程,根据有限元的原理,把亥姆霍兹微分方程划分为积分方程,然后用数值方法进行求解。

三维有限元分析使用的分析结构是三维几何模型,是实体。这是最本质、最完备的模拟方式。但是三维模型的建立通常比二维模型的建立来的困难,而且求解时所需要的计算量也更大,对计算机的要求也更高。因此,通常都希望使用二维模型进行分析。

二维有限元模型使用平面模型来表示被分析的结构,其建模相对简单,求解所需计算量也小。但并不是所有的三维模型都可以用二维模型来代替,只有当一种结构可以被看作平面的,或者轴对称,才可以考虑用二维模型代

替三维模型进行分析。

高频电磁场分析模块所适用的频率是数百 MHz 到数百 GHz 之间, 且其求解的问题包括: 平面电磁波性质、电磁波辐射、谐振、导行等问题。这为金属环状波导电磁场的分析提供了条件。另外, 由于金属环状波导谐振腔的横截面形状在轴向未发生改变, 所以可以用二维有限元模型代替三维模型, 进行 ANSYS 分析。

3.2.2 二维光频电磁场分析^[44, 45, 46]

二维光频电磁场分析的过程主要可以概括为七个步骤: 建立适当的物理环境、建立相应的模型、对求解区域划分网格、施加边界条件、施加载荷、求解、后处理。下面针对金属环状波导对这七个步骤进行具体阐述:

1. 定义物理环境

- (1) 分析模块的选择。在 ANSYS 中针对不同的分析项目, 有 8 种不同的分析环境可供用户选择。针对本器件的分析, 选择 High Frequency 模块, 即高频电磁场模块。
- (2) 单元坐标系的选用。在 ANSYS 中, 默认情况下所有单元都使用全局直角坐标。除此之外, ANSYS 还提供了局部坐标系并赋予特定模型区域作为单元坐标系。针对本器件的环状结构, 除选用全局直角坐标系外, 在施加边界条件时, 还需使用局部柱坐标系。
- (3) 定义单元实常数和单位制。单元实常数是和单元类型相关联的常数。在 ANSYS 中, 默认的单位制是国际标准单位制 SI。但是用户可以根据需要使用自己的单位制, 只需在分析过程中保证所有输入采用的是统一的单位制。在本器件分析中, 为了分析方便, 长度统一采用 mm。
- (4) 有限单元的选定。ANSYS 分析的一个必要步骤就是把平面或实体离散化为小单元。不同的有限单元对应于不同的结构、不同的分析。因此单元的选定, 对于分析的成功与否是十分重要的。高频电磁场分析中常用的有限单元有 HF118、HF119、HF120, 其自由度都采用电场协变分量 AX。在本器件分析中由于使用二维模型、模态分析, 所以采用 HF118

单元。

- (5) 材料属性的定义。材料属性的定义在本分析中指的是对谐振腔体的相对磁导率、电导率；腔内介质的相对磁导率、电导率的设定。本器件中谐振腔采用铜制，腔内介质选用空气来近似。

2. 建模与网格划分

ANSYS 中模型一般可以通过三种方式生成：在 ANSYS 中建立实体模型、直接生成单元和节点模型、从其他 CAD 系统导入。本分析中，由于模型为二维，只需建立工作平面坐标系，使用几何图元和布尔操作建立模型基本几何特征，激活坐标系即可。模型生成后，对要分析区域使用分网控制设定分网密度，最后对实体模型分网生成节点和单元。

3. 施加边界条件

在 ANSYS 中，边界条件既可以施加在实体模型上，也可以施加在有限元模型上，程序求解时会自动将实体模型上的条件转换到有限元模型上。

光频电磁场分析的边界条件主要有两种：电墙、磁墙。电墙：无表面切向电场；磁墙：可以有连续的切向电场。因为本文的模型谐振腔壁为金属，应设置边界条件为电墙。由于本模型中，光是在内外环之间传输，因此内外环都必须设置为电墙。

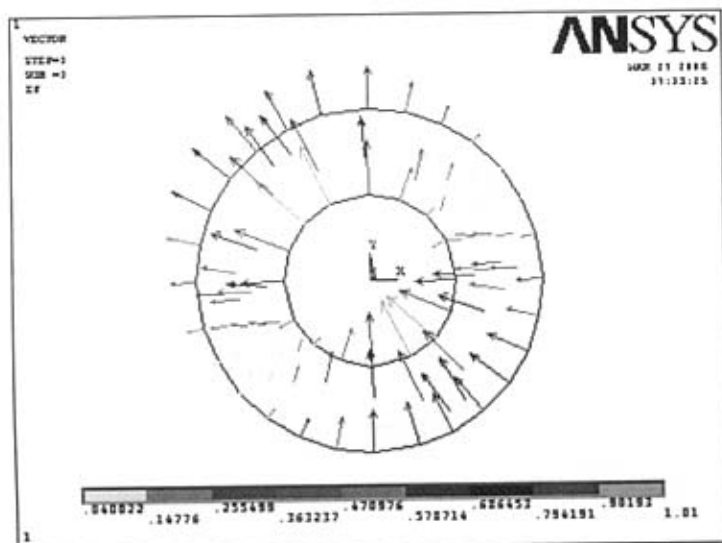
4. 求解以及后处理

首先必须设置分析的类型，在本文模型中设置为模态分析类型。系统针对模态分析提供了一些具体的选项，用户可根据需要选择。

接着设定所需要分析的频率，所有设定完成后就可以进行求解。在后处理中可以得到电磁场的参数，利用图形显示功能还可以得到各种参数的等值线分布图、矢量图等，便于进行直观的分析比较。

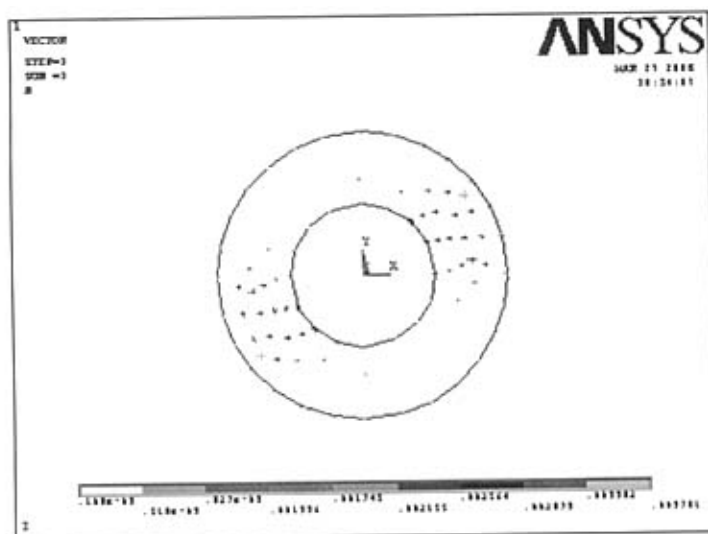
3.2.3 环状波导与圆波导内光场

根据光波导理论的分析，圆波导内电磁场分布的表达式可以从环状波导内电磁场分布表达式退化而来。而圆波导也是实践中经常使用的一种波导形式，对圆波导的分析对于理解环状波导是十分有益的。

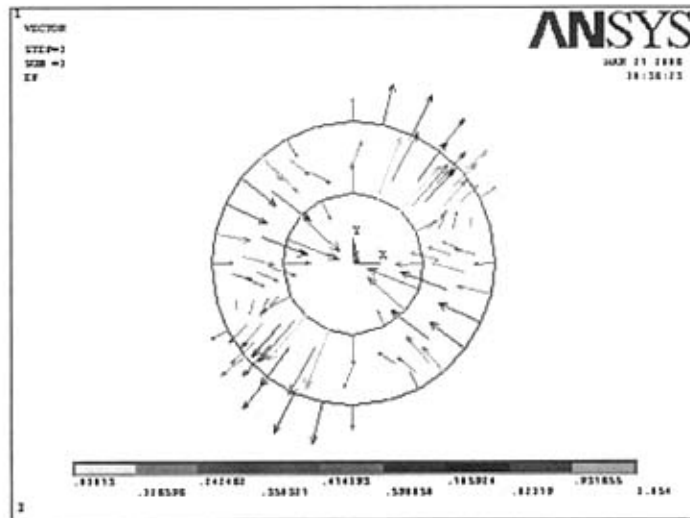


(a) TE_{11} 波型电场分布图

(图中矢量表示网格节点的电场变化方向, 不表示波导壁中有电场存在)

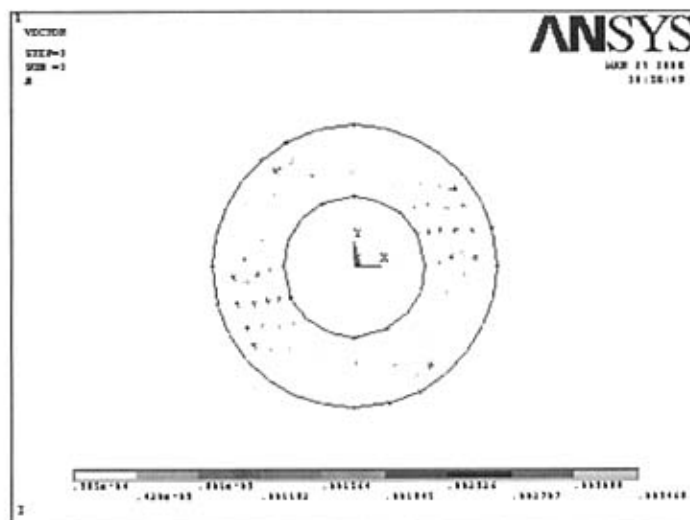


(b) TE_{11} 波型磁场分布图



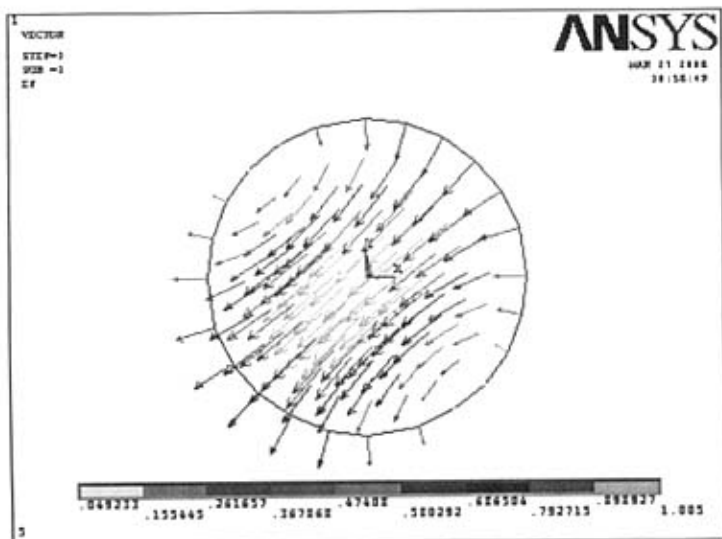
(c) TE_{21} 波型电场分布

(图中矢量表示网格节点的电场变化方向，不表示波导壁中有电场存在)



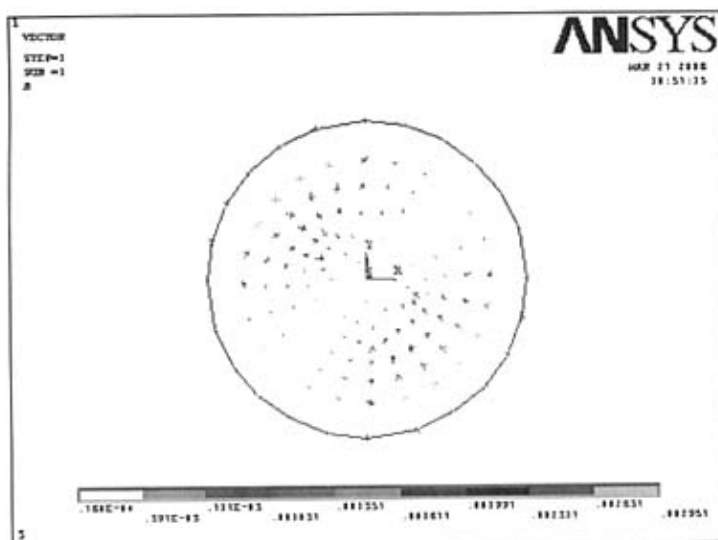
(d) TE_{21} 波型磁场分布图

图 8 环状波导内电磁场分布图

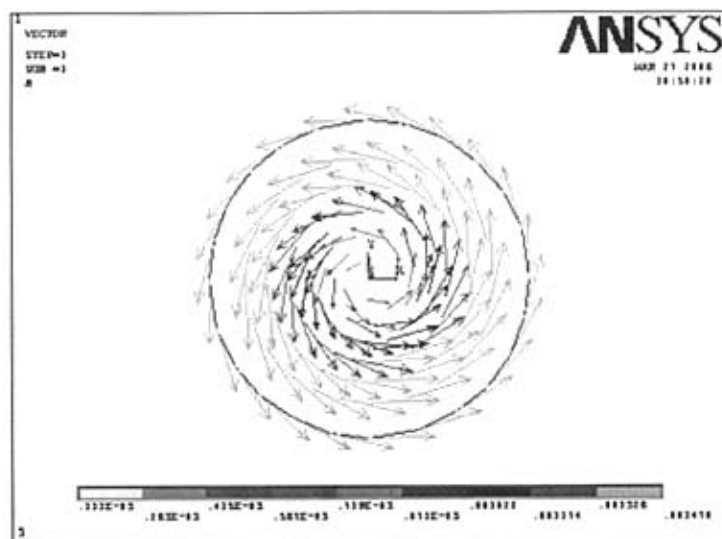


(a) TE_{11} 波型电场分布图

(图中矢量表示网格节点的电场变化方向，不表示波导壁中有电场存在)

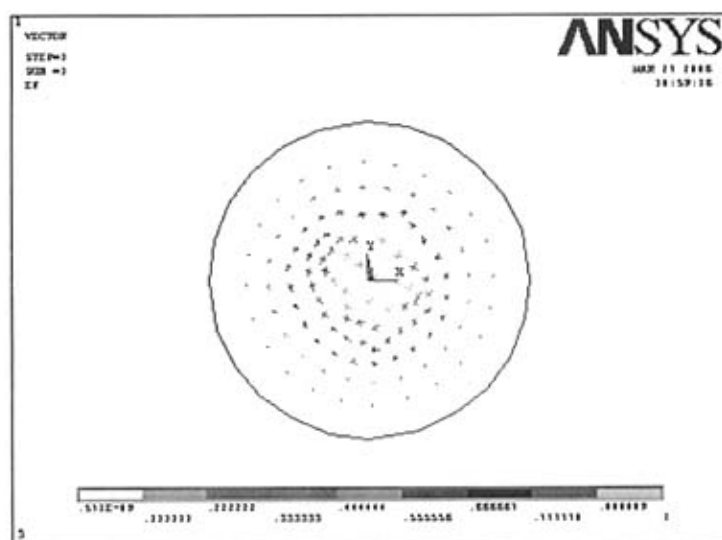


(b) TE_{11} 波型磁场分布图



(c) TM_{01} 波型磁场分布图

(图中矢量表示网格节点的磁场变化方向，不表示波导壁中有磁场存在)



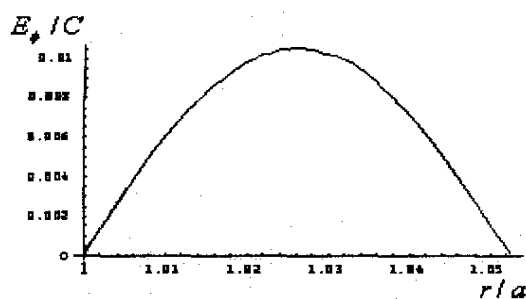
(d) TM_{01} 波型电场分布图

图 9 圆波导内电磁场分布图

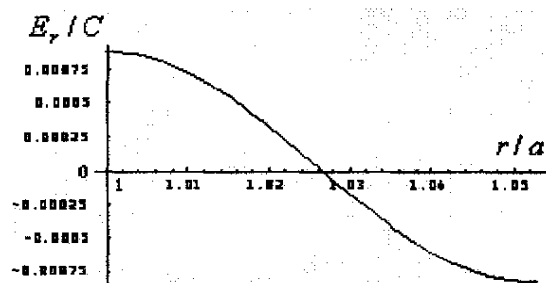
3.3 环状波导电磁场的数值计算

上一节中利用 ANSYS 对环状波导电磁场进行了定性的分析, 得到了谐振腔内电磁场的分布趋势的, 在本节中将从第二章得到的电磁场分布表达式(式 33)出发, 对环状波导电磁场进行数值解析, 得到更为精确的结论。在本节的分析中以 TE 模为例, 设定了三种谐振腔模型(a 为内电极半径, b 为外电极半径):

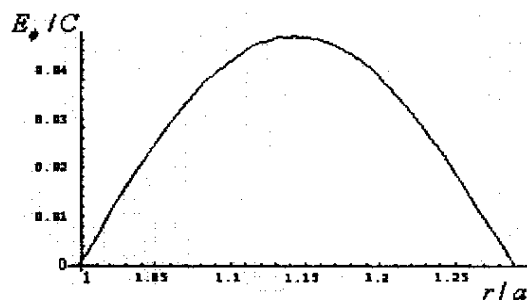
- (1) $a = 19\text{mm}$, $b = 20\text{mm}$, $L = 250\text{mm}$;
- (2) $a = 15.5\text{mm}$, $b = 20\text{mm}$, $L = 250\text{mm}$;
- (3) $a = 10\text{mm}$, $b = 20\text{mm}$, $L = 250\text{mm}$ 。



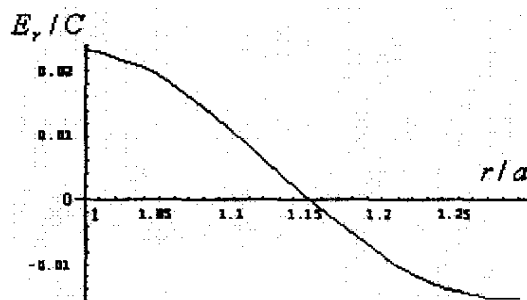
(a) 内外电极半径的比值为 1.05



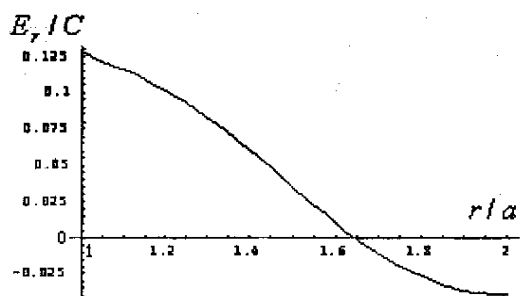
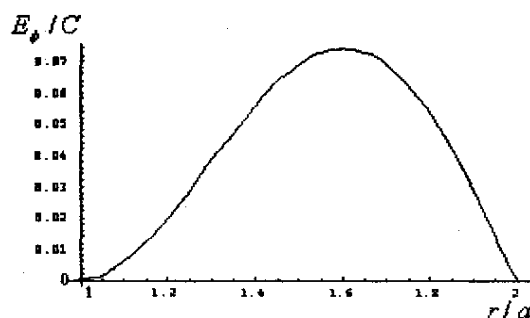
(a) 内外电极半径的比值为 1.05



(b) 内外电极半径的比值为 1.29



(b) 内外电极半径的比值为 1.29



(c) 内外电极半径的比值为 2

图 10 $TE_{5,1}$ E_ϕ 的幅值分布

(图中 C 为常数与激励大

小等因素有关, $a \leq r \leq b$)

(c) 内外电极半径的比值为 2

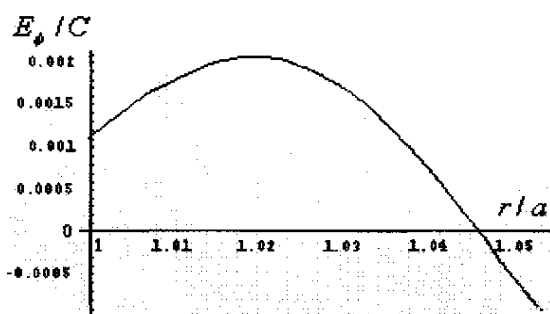
图 11 $TE_{5,1}$ E_r 的幅值分布

(图中 C 为常数与激励大

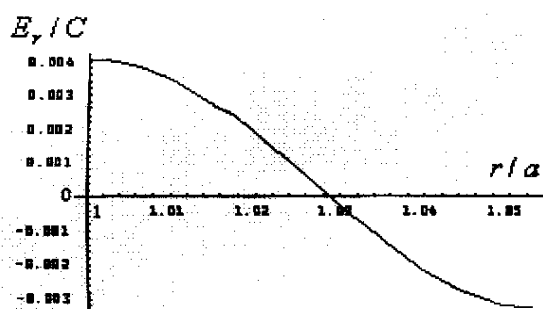
小等因素有关, $a \leq r \leq b$)

以上分析是在环向模阶数 m 不变, 内外电极半径的比值发生改变时, 环状波导内电磁场的变化情况。通过对比可以得到以下结论:

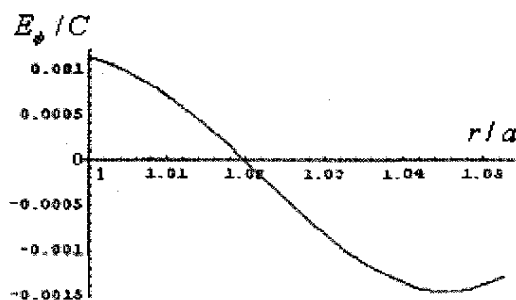
- (1) 当比值接近 1 的时候, E_ϕ 近似为正弦分布; 随着比值的增大, E_ϕ 的峰值开始向外径方向移动。
- (2) 当比值接近 1 的时候, E_r 近似为对称分布; 随着比值的增大, E_r 的峰值开始向内径方向移动。



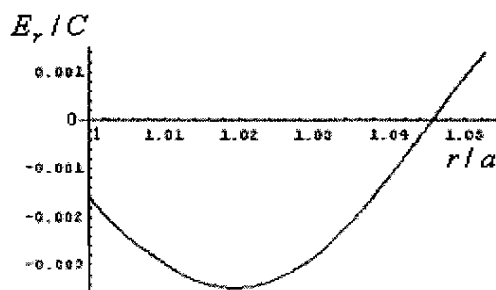
(a) $TE_{140,1}$ 的 E_ϕ 幅值分布



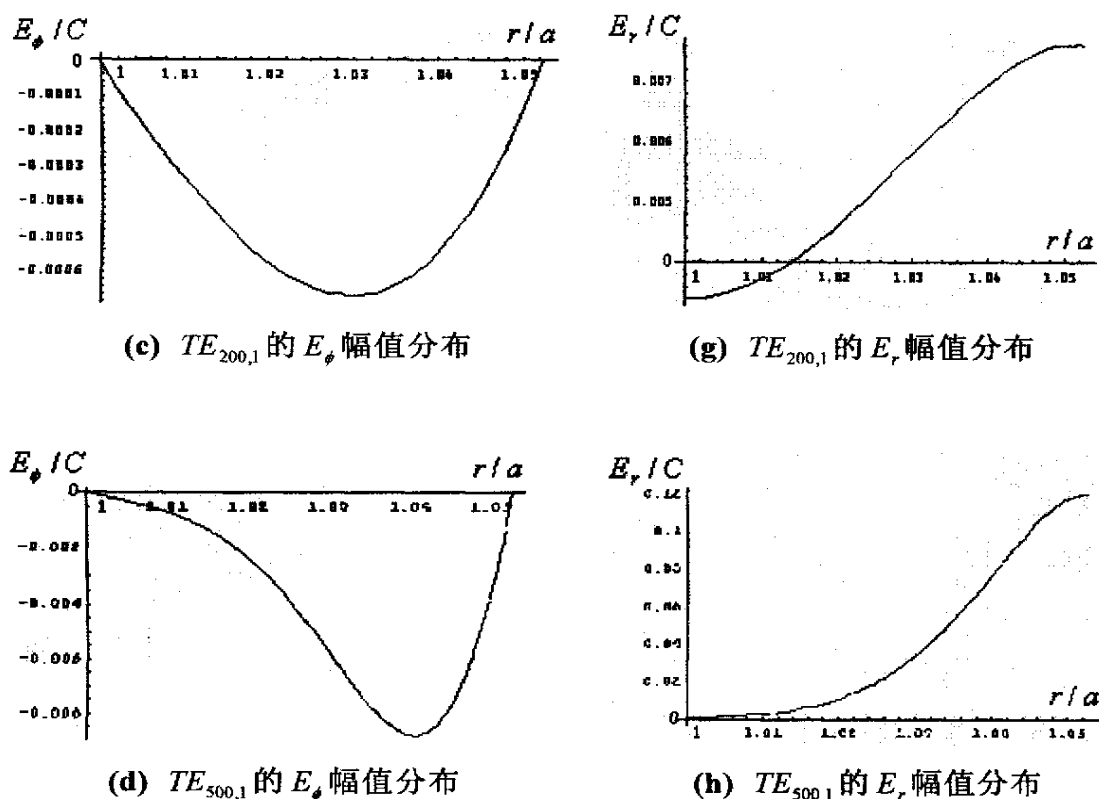
(c) $TE_{140,1}$ 的 E_r 幅值分布



(b) $TE_{150,1}$ 的 E_ϕ 幅值分布



(d) $TE_{150,1}$ 的 E_r 幅值分布


 图 12 内外电极半径的比值为 1.05 时电场随 m 变化图

 (图中 C 为常数与激励大小等因素有关, $a \leq r \leq b$)

以上分析是在环向模阶数 m 变化, 内外电极半径的比值不变时, 环状波导内电磁场的变化情况。联系图 10、11 可以清楚地看出, 随着环向模阶数 m 的不断增大, 谐振腔中 E_ϕ 、 E_r 分布以及相位的变化趋势。

3.4 光束的近、远场计算

3.4.1 光束的近场计算

波源以波动的形式将能量由近至远地传递, 习惯上将波源附近的波动场叫做近场。

由于谐振腔结构采用的平行平面腔，近似的可以将出射光束的近场特性看作与谐振腔内的电磁场特性相同。关于谐振腔内电磁场特性，本文的第二章以及本章节的前面部分已经做了详细的分析，这里不再重复。

总的来讲，光束的近场波动场由于模式之间的简并作用，其是以驻波的形式存在的，表现出环向调制的特性(见第二章图 5)。

3.4.2 光束的远场计算

习惯上将离波源较远的空间区域的波动场叫做远场。

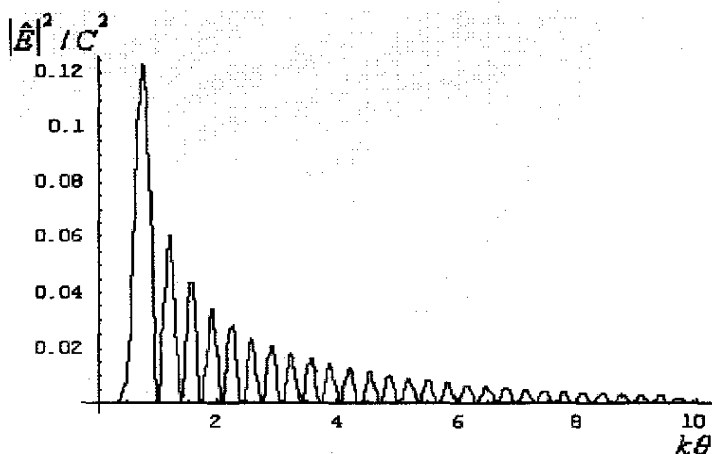
理论上可以将光束的远场图像看作自由光束通过一定形状的光瞳后的衍射图像。近似的可以通过对近场电磁场做夫琅和费衍射积分，得到远场的电磁场分布。

由于谐振腔形状为环状，因此可以将光束的远场分布看成是近场光束通过环状光瞳后的衍射图像。通过对式(49)的数值计算来分析光束的远场特性。

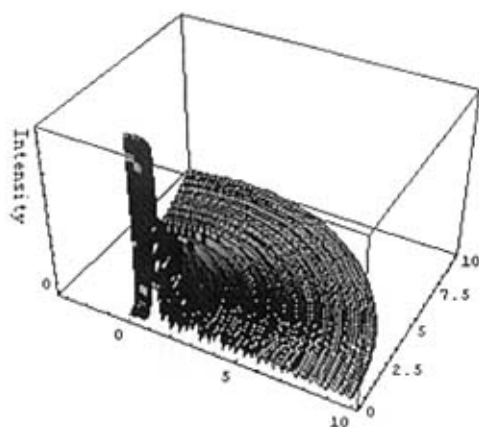
$$\int_a^b \int_0^{2\pi} E(r) e^{-im\phi} e^{-ikr\theta \cos\phi} d\phi dr = \hat{E}(r, \phi) \quad (49)$$

式中 a 为内电极半径， b 为外电极半径， $\hat{E}(r, \phi)$ 为远场的电磁场表达式。

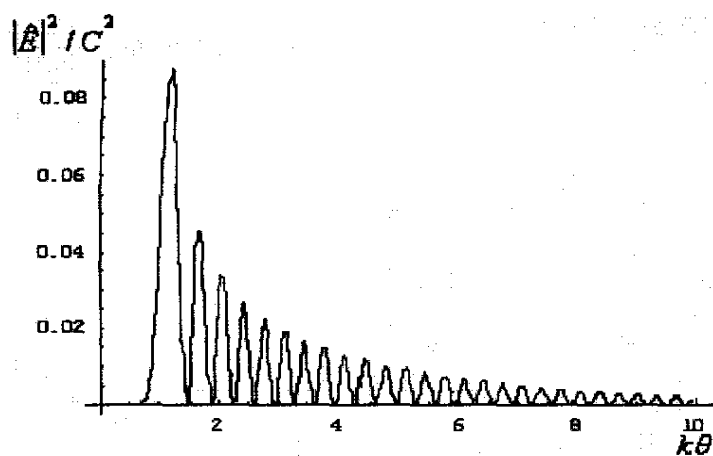
数值计算的结果如下：



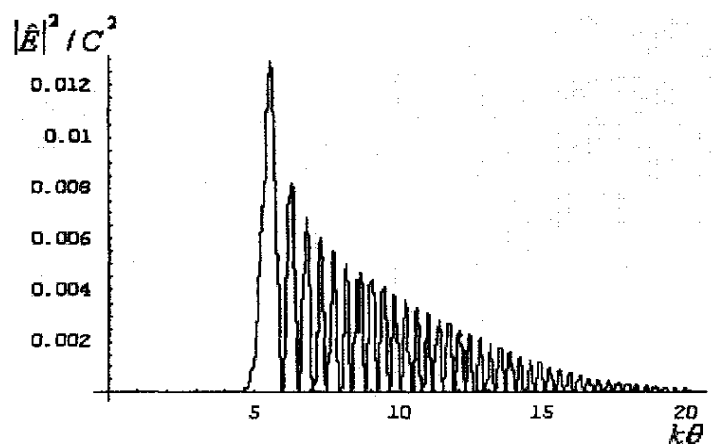
(a) $TE_{5,1}$ 的 \hat{E} 光强分布



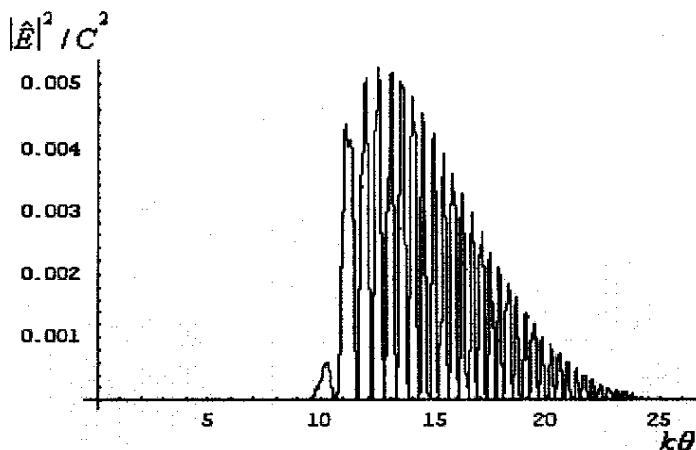
(b) $TE_{5,1}$ 的 \hat{E} 光强三维分布



(c) $TE_{10,1}$ 的 \hat{E} 光强分布



(d) $TE_{50,1}$ 的 \hat{E} 光强分布



(e) $TE_{100,1}$ 的 \hat{E} 光强分布

图 13 \hat{E} 的光强分布图

(图中 C 为常数与激励大小等因素有关)

由以上数值计算结果表示的是远场光束在径向(r 方向上)横截面上的能量分布图, 通过对比分析可以得到以下结论:

- (1) 远场光束不是实心的光束, 也是环状的。
- (2) 光束能量最大值出现在内径的位置。
- (3) 随着环向模阶数 m 的增大, 光束的内径也在增大。
- (4) 随着环向模阶数 m 的增大, 光场中每个尖峰的脉宽在变窄, 尖峰的间隔在变小。
- (5) 随着环向模阶数 m 的增大到一定值, 光场的分布趋势开始发生变化, 能量最大值开始向外径移动。

3.5 本章小结

在上一章节对谐振腔理论定性分析的基础之上, 本章运用电子计算机对环状波导谐振腔理论进行数值求解、定量分析; 运用 ANSYS 分析了环状谐振腔内的电磁场, 得到了环状横截面内电磁场分布图; 对第二章得到的电磁场表达式进行数值求解, 通过对三种有效的谐振腔结构的分析得到了谐振腔内

电磁场随谐振腔结构，环向模阶数变化的情况；对光束的近、远场特性进行数值分析，运用远场的衍射积分得出了远场光束分布随环向模阶数变化的情况。

随着电磁场理论研究的深入，对计算机辅助分析的依赖越来越大，近二三十年来电磁场理论的发展无一不与计算机辅助分析的发展密切相关。利用计算机辅助分析的方法分析电磁场，是大势所趋，同时也是一种行之有效的方法。

第四章 激光器的设计

4.1 整体结构设计

传统的波导 CO₂ 激光器，波导壁的材料通常为石英玻璃或氧化铍陶瓷；激励电极通常置于两波导口处，呈纵向放置。其结构如图所示：

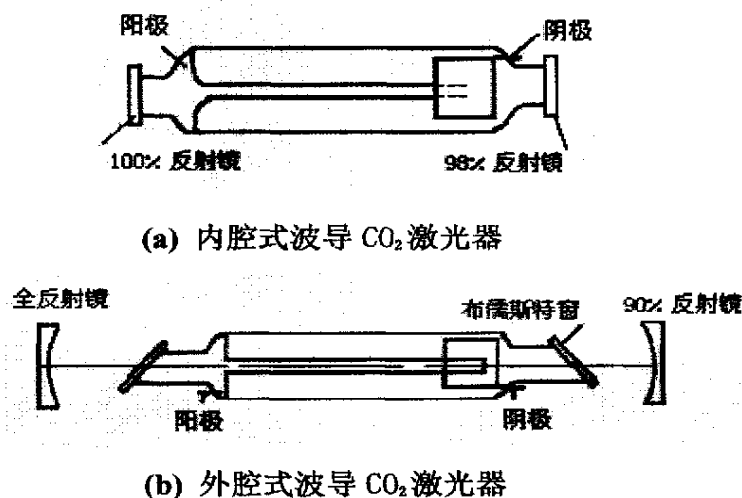


图 14 波导 CO₂ 激光器结构示意图

按增益体积缩放全金属环状波导 CO₂ 激光器采用的射频横向激励，因此传统的波导激光器结构将不再适应。在本文设计中采取将电极与谐振腔合为一体的办法，将电极设计成环状作为激光器谐振腔，光在两电极之间导行、振荡。研究表明：环状谐振腔结构波导激光器存在三种低损耗的谐振腔结构：

- (1) 腔镜采用平面镜，置于波导口处；
- (2) 腔镜采用大曲率半径的复曲面镜，其镜面焦点近似在波导口处；
- (3) 腔镜采用短曲率半径的复曲面镜，腔镜距波导口距离为其曲率半径的一半。

其中(1)结构适合于结构小型化，结构(3)适用于需要对谐振腔进行调谐的场合，其具有较强的模式鉴别能力^[40]。本文设计的目的在于激光器的高功率、小型

化，因此采用的是结构(1)。用两平面镜贴近波导口，构成内腔式平行平面腔结构。激光器结构如下图所示^[35, 47, 48, 49]：

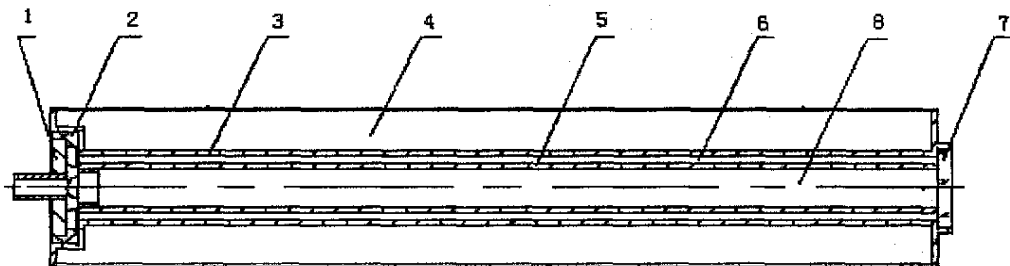


图 15 环状波导激光器结构图

下面将分别简述激光器各部分的名称和作用：

1. 全反射镜。
2. 隔离环，由陶瓷制成，用于内、外电极之间的绝缘。内、外电极在波导区域必须产生射频放电，因此内、外电极之间必须有效绝缘，一旦导通，放电将无法进行。
3. 外电极，表面镀银防止氧化。
4. 贮水腔，存放冷却用水。激光器工作过程会产生大量的废热，如不能及时排除将降低器件输出功率，并可能对器件本身产生损坏。
5. 内电极，表面镀银防止氧化。
6. 谐振腔，由外电极内表面、内电极外表面、两腔镜所构成的环状区域。此区域为放电区域，工作气体在此受激发产生光，并在两腔镜之间振荡，增强形成连续的激光输出。
7. 输出镜。
8. 贮气室，该部分与放电管同轴相通，但其不发生放电。贮气室的作用在于有效地延长激光器的使用寿命。当器件运行一段时间后，由于泄漏，腔内光学元件的真空放气、吸收、吸附等因素的影响，工作气体的配比、纯度以及总气压都将发生变化，将导致输出功率的下降。而贮气室可以有效减缓不良因素的影响，达到稳定输出功率的作用。

从图 15 可以看出，在本文设计中没有采用可调节的腔镜，而是采用固定的

腔镜结构。主要是考虑到,可调节的腔镜结构的机械稳定性较差,易损坏。而本文设计的激光器对于腔镜的平行度以及垂直度的要求并不是很高,无需调节机构进行微调。这主要是因为本文设计的激光器,当光在谐振腔内传输时,在管壁上形成掠入射,具有很高的反射率,近似地可以认为光是以全反射的形式进行传输。因此对腔镜的平行度以及垂直度的要求并不严格,依靠机械装配就可以满足其的精度要求,无需再添加调节机构。

4.2 谐振腔结构优化

上面章节是从满足激光器性能方面,如激光器输出功率,对器件结构进行设计。但是能够满足性能的器件结构可能不只一种,必须选择一种最佳的结构。我们采用理论分析、模拟器件在实际条件下的工作状态,进行设计。实验结果表明这是一种十分有效的方法。

4.2.1 设定参考模型

激光器是一种精密仪器,器件工作时零部件的形变会对输出功率、光束质量带来负面影响。激光器工作时的实际状态是:谐振腔内充的是高压气体,在贮水室内充满散热用的水,两者对谐振腔外壁挤压,造成谐振腔外壁的变形;内电极由于自重会造成变形。

针对上述工作情况,建立了三个参考模型,如图 16 中所示。这三种参考模型都符合按增益体积缩放全金属波导 CO₂ 激光器的基本结构,具有全反射镜、输出镜、谐振腔、隔离环、贮水腔、贮气室、内,外电极 8 个部分。不同之处在于:(a)结构:内电极一端固定于全反射镜,一端悬空;(b)结构:内电极一端固定于全反射镜,一端上开了对称的三个小槽,将内电极支撑于外电极;(c)结构:内电极一端固定于全反射镜,在输出镜上开孔,将内电极固定于输出镜之上。

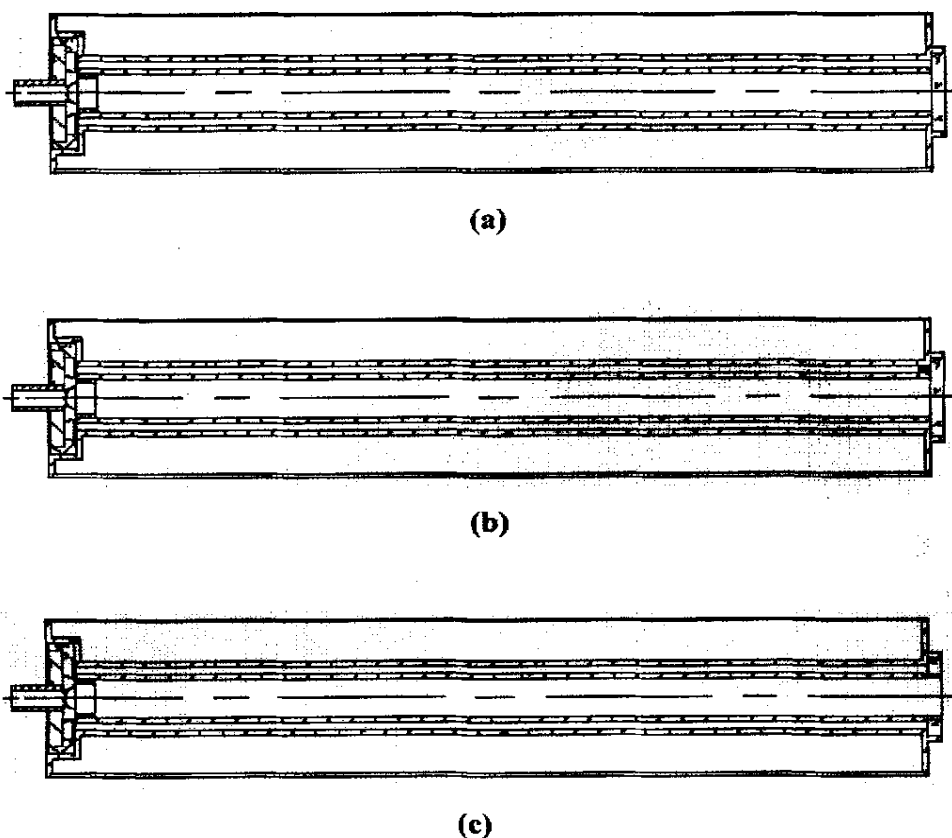


图 16 激光器谐振腔参考模型

从光学性能和机械结构两个方面对三种结构分析。单纯从光学性能角度考虑，(a)，(b)结构比(c)结构要好，因为(c)结构在光路上有三个对称的支撑物，会阻挡光的导行，在一定程度上会降低光的输出功率；而(a)，(b)结构没有这种损耗。如果单纯从机械结构方面考虑，(a)结构是最差的。从图 16 可以看出为了加工上的方便，内电极是分为两部分加工，再装配起来的，之后整个套在全反射镜上。装配时小的误差，传递到输出镜端可能被放大很多倍，内外电极之间的同轴度会被破坏，严重的可能导致功率无法输出。所以，(a)结构的整体稳定性是最差的。

从上面的分析可以看出，(c)结构从理论上来讲是最佳结构，光路通畅、机械结构稳定。但是在实际研制过程中，发现要在直径 25mm 的 ZnSe 镜片上开一个直径 20mm 的孔是不可能，巨大的内应力使镜片很脆弱，微小的振动就会导致镜片的破裂，这样的镜片是无法承受激光能量冲击的。因此，在实用中(c)结构是不

可行的。

权衡各方面的利弊，在本文设计中采用结构(b)作为按增益体积缩放全金属波导 CO₂ 激光器谐振腔的结构。支撑物采用 K9 光学玻璃。

4.2.2 分析参考模型^[50, 51, 52, 53]

谐振腔模型确定以后，应根据激光器在不同工况下的受力情况，对谐振腔结构进行校核。在本文设计中采用理论计算和 ANSYS 仿真相结合的办法对结构进行校核。激光器的工况大致可以分为两个部分：

1. 激光器组装完成后，应对谐振腔进行真空处理，谐振腔受外压作用。
2. 真空处理后，应向谐振腔内充入高压工作气体，同时应向贮水腔内充满水，并使其循环流动，排除废热。此时，谐振腔受内部气压和外部水压的共同作用。

首先对第一种情况下谐振腔结构进行分析。在这种情况下，谐振腔等同于真空容器，其内部气压可以达到 10^{-5} Pa 量级。为了方便分析，假定其内部压力为零。根据美国机械工程师协会制定的《锅炉及压力容器规范》—ASME VIII-1 和 VIII-2 进行分析。ASME 规范自 1914 年第一版以来，经过近百年的不断补充和发展，已经成为世界上一致公认的权威性规范，同时也是当前世界上容器规范中规模最为庞大、内容最为丰富的规范。其包括了 11 卷、23 册。

根据规范中关于外压容器设计的规定，外压容器失效的方式有两种：一种是因刚度不足而导致破坏；另一种是因刚度不足导致失稳。对于薄壁容器来讲，周向失稳通常发生在强度失效以前，因此校核时以稳定性为主；对于厚壁容器来讲，失稳和强度失效都有可能发生，无法预计，因此校核时较为复杂要兼顾强度和稳定性。判定厚、薄壁容器的标准为：

$$D_o/t \geq 10 \quad (50)$$

式中 D_o 为容器外径， t 为容器壁厚。满足式(50)的容器为薄壁，否则为厚壁。

对于周向失稳的容器，由于结构尺寸不同，在失稳时会出现不同的波形，因此校核的方法也是不同的。在实际判别中，通常根据式(51)将容器分为长与短容

器。式中 l 为临界长度，长度大于 l 为长容器，否则为短。长容器失效时，周向出现两个波形；短容器失效时，周向会出现两个以上的波形。

$$l = 1.17 \sqrt{D_o / t} \quad (51)$$

在本文设计中 $D_o = 21\text{mm}$ 、 $t = 0.5\text{mm}$ ，因此属于薄壁长容器。薄壁长容器受外压的临界压力由式(52)确定，从式中可看出临界压力只与容器长度、材料有关，而与其他力学性能无关。

$$P_{cr} = 2.2E \left(\frac{t}{D_o} \right)^3 \quad (52)$$

式中 E 为材料弹性模量。

在实际设计时，为了避免因非弹性失稳造成 E 表现为非常数而无法进行计算的问题，通常引入参量周向失稳时的周向应变 A 。先算出 $\frac{L}{D_o}$ 和 $\frac{D_o}{t}$ ；再由计算图(图17)确定 A ；然后根据 A 以及容器的设计温度 T ，由计算图(图18)确定 B (符号 B 表示：周向失稳时周向应力的一半)。

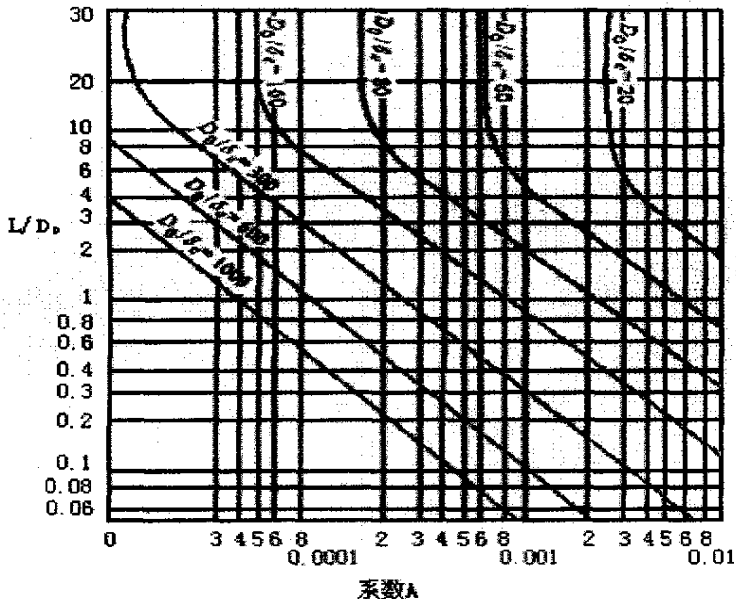


图 17 外压容器几何参数计算图

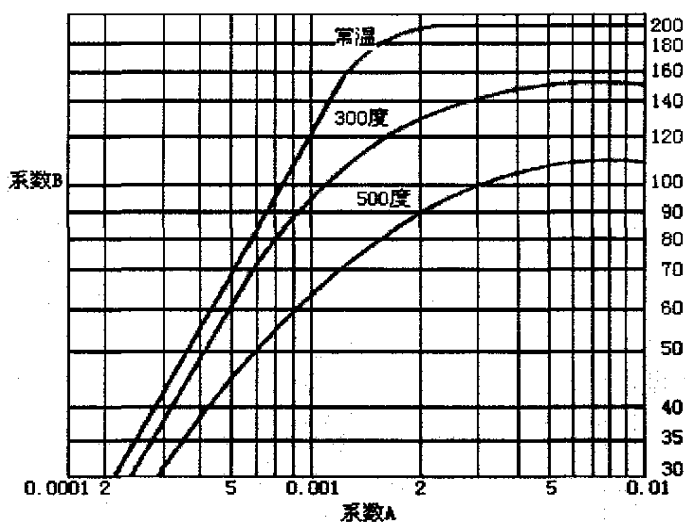


图 18 外压容器 A—B 关系曲线

最后由式(53)或式(54)计算容器的许用外压。如果许用外压小于、远大于实际外压则要改变值，继续试算直至取到一个最优厚度。

$$P = \frac{\frac{4}{3} \frac{B}{D_0}}{t}$$

(注：适用于失稳处于非弹性状态下。)

(53)

$$P = \frac{2AE}{3 \frac{D_0}{t}}$$

(注：适用于失稳处于弹性状态下。)

(54)

激光器谐振腔所能承受的许用外压为 $1.6260 \text{ MPa} \gg 0.1013 \text{ MPa}$ 。由计算结果可以看出谐振腔壁厚选择为 0.5 mm 是合理的。考虑到 0.5 mm 厚度的铜管在机械加工方面的困难，在实际加工中壁厚选为 1 mm 。

通过 ANSYS 对容器受压时的内应力分析，得到材料内部应力场呈非均匀分布，最大处为 2.18 MPa 远远小于黄铜的许用应力，分布云图如图 19 所示。同时得到材料在外压作用下发生的形变时的最大位移为 $0.242 \times 10^{-6} \text{ m}$ ，如此小的位移是微不足道的，不会对器件的形位精度造成影响。

通过以上分析，可以看出 1 mm 壁厚是合理的。

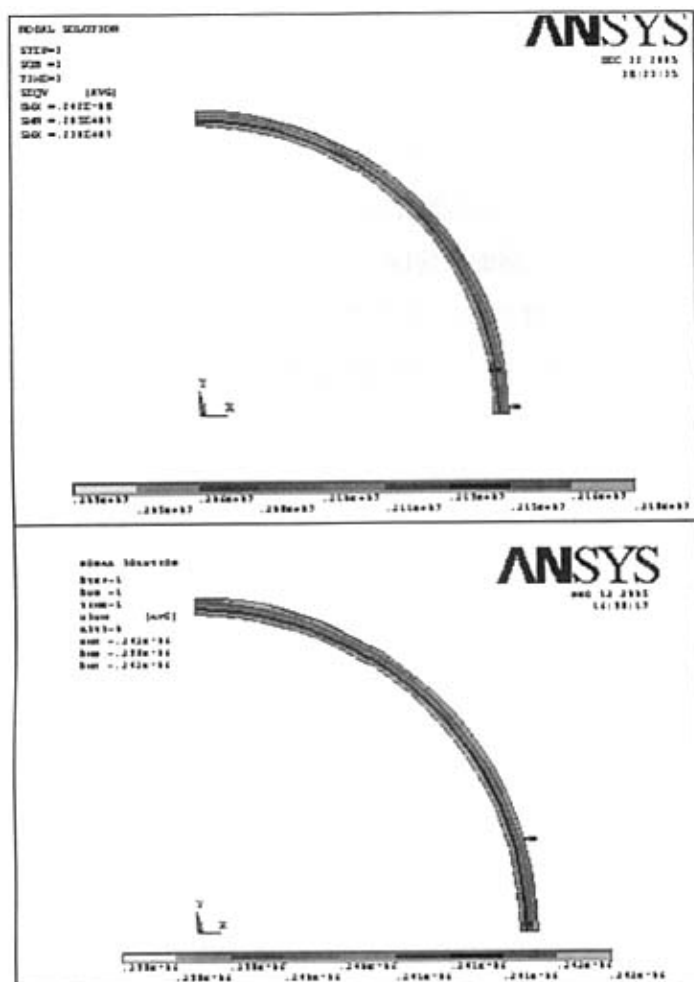


图 19 外压作用下激光器壁应力场、位移场分布

接着对第二种情况下谐振腔结构进行分析。在这种情况下，容器壁同时受到内压和外压的作用。同样可以按照 ASME 中关于压力容器的规定对其壁厚进行校核。这种情况下校核的基本方法是根据内压工况，求出容器名义壁厚，将此壁厚带入外压工况条件进行校核，得到理论计算的壁厚。

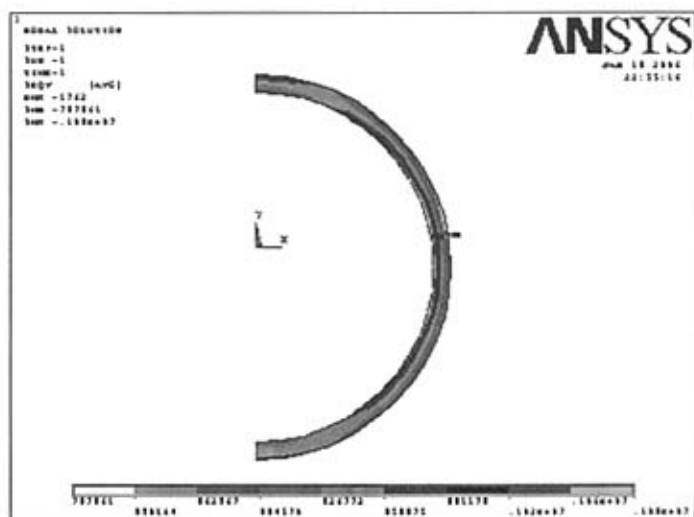
受内压的容器其厚度应按式(55)进行计算，式中 ϕ 为焊缝系数， $[\sigma]$ 为工作

$$t = \frac{pD_i}{2[\sigma]\phi - p} + C \quad (55)$$

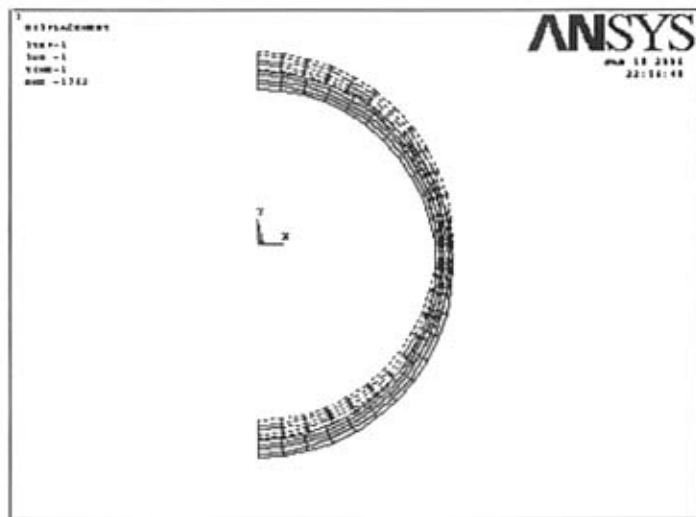
温度下的许用应力， D_i 为容器内径， C 为腐蚀裕量。经验证 1mm 的厚度大于计

算厚度，是合适的。对容器来说，外压除了有大气压力外，还有水压的作用。水压呈梯度分布，压力最大处 $P=360\text{Pa}$ 。根据上文所述方法进行稳定性校核，外压不会造成容器失稳， 1mm 的厚度是适合的。

通过 ANSYS 对容器受压时的内应力分析, 得到材料内部应力场分布, 最大处为 1.09Mpa 远远小于黄铜的许用应力。



(a) 激光器壁应力分布云图



(b) 压力作用下激光器形变图

图 20 工作状态下激光器应力及形变云图

(b) 内腔体形变示意图

图 21 自重对激光器形位公差影响示意图

因此, 可以认为内腔体结构是合理的。

4.3 光学参数设计^[54]

4.3.1 参数设定

1. 输出功率

在本设计中, 理论设计激光器输出功率为 10W。

2. 谐振腔长度

根据激光原理可知, 激光在谐振腔内振荡, 是以驻波的形式存在。因此只有当谐振腔的长度满足半波长的整数倍时, 才能够得到激光输出, 所以说谐振腔还具有选频的功能。从理论上讲, CO₂ 可以产生 10.6 μm , 9.6 μm 两个波长段的激光, 在本文设计中, 选定 10.6 μm 作为输出激光的波长, 通过计算可以得到谐振腔长度 $L = 250\text{mm}$ 。

3. 波导间隙

本文设计的激光器为波导激光器, 其谐振腔的一个典型特征为波导菲涅尔系数 $N \leq 1$, 如果不满足条件, 光在谐振腔内将按自由空间规律传播。

$$N = \frac{a^2}{L\lambda} \quad (56)$$

式中 a 为波导间隙。

典型的波导激光器的波导间隙在 0.7mm – 2.5mm 之间。间隙选的小, 能够提高选模的效果, 容易得到单模输出; 同时对于谐振腔两端腔镜的形位公差的要求相对来的低; 但也不是越小越好, 由上面章节的分析可以看出, 间隙越小, 光在谐振腔内的损耗也越大, 同时会带来装配上的困难。所以权衡各方面的得失, 选择一个恰当的间隙是十分重要的。在本文的设计中, 设定 $a = 2.25\text{mm}$ 。将 a 带入公式(56), 可以得到:

$$N = \frac{a^2}{L\lambda} \approx 0.478 < 1 \quad (57)$$

由上面章节的分析可以看出, 当间隙为 2.25mm 时, 耦合损耗是很低的, 因此从理论上讲, 这样的设定是合理的。

4. 谐振腔其他尺寸

由激光原理可知, 激光器的功率与其谐振腔内模体积成正比。近似的可以将谐振腔体积认作是模体积, 则由激光器输出功率可以推导出其谐振腔体积。由于谐振腔为环状, 由已知的体积与波导间隙可以推导出内环半径、外环半径。本文设计中, 激光器输出功率设计为 10W, 谐振腔长度为 250mm, 波导间隙 (内、外环间隙) 为 2.25mm, 由此可以推导出内环直径 $a = 15.5\text{mm}$, 外环直径 $b = 20\text{mm}$ 。

5. 输出镜最佳透过率

以往的研究表明, 对于一支给定参数的激光器来讲, 输出镜的透过率存在一个最佳值, 当透过率为最佳时, 输出功率为最大。一般来讲, 最佳透过率可以由下式求得^[54]:

$$T_{opt} = 2[g_{\max} \exp[-\beta(p/p_0 - 1)]L\bar{a}]^{1/2} - 2\bar{a} \quad (58)$$

式中 $g_{\max}, \beta, p_0, (\bar{a} - \text{平均光学单程损耗})$ 几个参数都为实验常数。设定

$T_{opt} = 10\%$ 。

6. 最佳气压

理论上讲, 谐振腔内工作气体的气压存在一个最佳值, 对应激光器的最大输出功率。反过来也可以认为, 对于一个给定输出功率, 存在一个最佳气压与之对应。研究表明, 两者之间存在这样的关系^[54]:

$$P \approx \sigma \cdot p_c \cdot s \frac{T}{2} \left[\frac{(p_{opt}/p_c)^3}{1 - p_{opt}/p_c} \right] \quad (59)$$

式中存在 σ, p_c 这两个实验常数, P 为激光器输出功率。设定 $p_{opt} = 14\text{KPa}$ 。

4.3.2 光学零件设计

1. 全反射镜

CO₂ 激光器的全反射镜通常采用光学玻璃或黄铜磨制而成，表面镀对红外光具有高反射率且化学性质较为稳定的金属膜。常见的金属膜有金膜、铝膜、银膜等。

铝膜：整个光谱区域都有较高的反射率，一般可以得到 98% 以上，与玻璃结合能力强。但是铝膜材质较软且容易氧化。

银膜：在红外光区域具有比铝膜还要高的反射率，一般可以达到 98.9% 以上，但是银膜易与硫生成硫化银而使反光镜变黑，而且与玻璃结合能力较差。

金膜：是作为红外反光最好的材料，反射率一般可以达到 98.4% 以上，而且化学性质稳定，在大气中不发生反应。但是金膜与玻璃结合能力较弱，且容易受到损伤。

综合上面各方面考虑，在本设计中，全反射镜采用黄铜作为基板，表面镀金。这样做除了得到的反射率较高外，当镜片局部过热能够很快分散达到均匀，镜片不会因局部变形而损坏到金膜。同时，反射镜本身也不容易损坏。

表 6 全反射镜设计参数

名称	材料	直径	厚度	镀膜区域
全反射镜	黄铜	30mm	3mm	20—25mm

2. 输出镜

在 CO₂ 激光器中作为输出反射镜的红外材料，常见的有 NaCl、KCl、Ge、GaAs、ZnSe 等。其中 GaAs 是最佳的选择，但是其具有一定的毒性，且价格较高。NaCl、KCl 性能很好，其吸收系数很小，吸收损耗几乎可以忽略不计，但是他们的化学性质不稳定，在空气中易潮解、破裂。最常见的材料是 Ge 和 ZnSe。下面将列出他们在 10.6 μ m 附近的性能。

表 7 Ge 和 ZnSe 在 10.6 μ m 附近的性能

材 料	导热 系数	吸收 系数	折 射 率	热胀 系数	$\frac{dn}{dT}$	弹性 模量	破碎 模量	泊 松 比
--------	----------	----------	-------------	----------	-----------------	----------	----------	-------------

	$\frac{W}{cm \cdot K}$	cm^{-1}		$\frac{10^{-6}}{^{\circ}C}$	$^{\circ}C^{-1}$	$\frac{10^6 Kg}{cm^2}$	$\frac{Kg}{cm^2}$	
Ge	0.59	0.045	4.02	6.1	0.00046	1.01	918	0.27
ZnSe	0.13	0.005	2.4	7.7	—	0.7	510	0.37

从上表的对比中可以看出, 在 $10.6\mu m$ 波段附近 ZnSe 的吸收系数比 Ge 的吸收系数要低得多, 可以同 NaCl、KCl 相媲美, 用其作为镜片的吸收损耗几乎可以忽略不计, 而且 ZnSe 在空气中化学性质稳定, 不会因潮解而使表面光学性能下降。而 Ge 最大的缺点正是吸收系数大, 而且吸收系数会随着温度上升而增大, 吸收更多光能又使吸收系数进一步增大, 恶性循环将导致器件损坏。

实验数据表明, 功率密度高的器件用 Ge 作输出镜是不合适的。分别用功率密度为 $130W/cm^2$ 、 $90W/cm^2$ 、 $60W/cm^2$ 、 $20W/cm^2$ 的激光束照射 Ge 镜, 当功率密度为 $130W/cm^2$ 时, 运行 3 分钟左右镜片输出将为 0; $90W/cm^2$ 时, 输出可以保持, 但是不稳定, 波动比较厉害; $60W/cm^2$ 、 $20W/cm^2$ 时, 可以保持稳定的输出。对于功率密度超过 $100W/cm^2$ 的器件, Ge 是不适合作为输出镜的。

另外 ZnSe 透光的频谱较 Ge 来的广, 不仅红外, 对于近红外和可见光区域也有较高的透过率。由激光原理可知, 受激辐射一般都会发生谱线加宽的现象, 较广的透光频谱, 理论上来讲有助于提高输出功率。

因此, 在本文设计中采用 ZnSe 作为激光器输出镜。

为了得到最佳的输出功率, 除了对输出材料要选择外, 镜片厚度也应经过严格的理论计算。简单来讲, 谐振腔内外存在压差, 压差会导致镜片光学吸收增加、破裂等一系列问题。因此, 在设计时根据以下两个公式选择最佳厚度^[54]:

$$\begin{aligned} & \text{与} \quad d \geq 0.87D[(n-1)(p/\bar{E})^2(1-\sigma^2)^2(D\lambda^{-1})]^{0.2} \\ & \quad d \geq 0.433D(pS/A)^{0.5} \end{aligned} \quad (60)$$

式中 n 是折射率, 取 2.4;

D 是波导间隙, 取 2.25;

\bar{E} 是弹性模量, 取 0.7×10^6 ; σ 是泊松比, 取 0.37;

p 是内外气压差，取655；

A 是破碎模量，取510；

S 是安全系数，取6.25。

计算分别可以得到：

$$\begin{aligned} & \text{与 } d \geq 0.393\text{mm} \\ & d \geq 2.76\text{mm} \end{aligned}$$

在实际设计中，镜片厚度取 3.5mm。除了厚度上的考虑外，还应当注意到：腔镜朝外的一面由于透过率不够，其将与全反射镜构成第二个谐振腔，这将对光束质量、激光器的输出功率产生负面影响，严重的甚至会对反射镜造成损伤。因此，应该避免这种情况的发生。在本文设计中，采用在反射镜朝外的表面上镀减反膜的办法，增加朝外表面的透过率。镀减反膜时，应注意减反膜的面积应比反射膜的面积大。而且膜层不可镀满整个镜面，防止由于镜片边缘擦伤造成膜层损伤，甚至膜层脱落。

表 8 输出镜设计参数

名称	材料	直径	厚度	反射膜直径	减反膜直径
反射镜	ZnSe	25mm	3.5mm	20mm	22mm

3. 内外电极

激光器采用的是横向射频放电。因此，在结构设计中导光壁除了用作导光外，还要兼作电极使用。因此，在材料选择上除了满足结构强度，机械加工性能外，还应当满足导电性方面的要求。常见的满足设计要求的材料有铜、铝。

表 9 铜和铝的性能比较

材料	比重	熔点	电阻率	抗拉强度	弹性模量
铜	8.96g/cm^3	1083°C	$1.72\text{m}\Omega/\text{cm}$	220Mpa	106Gpa
铝	2.7g/cm^3	660°C	$2.65\text{m}\Omega/\text{cm}$	80—100Mpa	71Gpa

选用铜作为内、外电极的材料，主要是基于以下考虑：首先，通过抛光等一系列工序后，铜能够得到比铝更高的反射率，更适合作为导光壁使用；再者，作为电极使用，电阻率是一个重要的参数，铜的电阻率要比铝的低很多，由于采用的射频激励，趋肤效应是很明显的，大量电子将集中在管壁表面，电流的有效截面减小，阻抗增大，此时低的电阻率显得尤为重要；再者，激光器工作时，谐振腔内会产生很多废热，因此材料的熔点应尽量高，而铜的熔点是铝的将近一倍；最后，铜机械强度要比铝来得高，因此用铜来作材料，谐振腔的壁厚可以做的较薄，这同时也弥补了铜材料因密度较大而导致重量大的不足。用铜作为器件材料，还能够有效提高器件使用寿命。因为在 CO_2 激光器工作气体体系中，铜能够作为催化剂，可以大大降低 CO_2 气体分子的离解度。

在内波导管的设计上，采用中空的结构。一方面，采用中空结构对器件性能没有影响，还能有效地减轻结构重量；另一方面，中空部分可以开辟出来作为贮气室使用，能够提高器件使用寿命。

在实际使用中一般不使用纯铜，而是使用铜的合金。器件采用铅黄铜 HPb59-1A ，作为材料。其可切削性好，有良好的力学性能，对一般腐蚀有良好稳定性，广泛用于各种结构零件。

4.4 激光器电源设计

4.4.1 电源整体设计思路

电源的基本设计思路如下：由直流稳压电源供电，通过高频振荡电路产生 10MHz 的高频信号，经过中级功率放大电路产生 10W 左右的信号，再经过末级功率放大电路产生 150W 的输出信号，最后经由阻抗匹配网络将功率加载在激光头上。其电路原理框图如下所示：

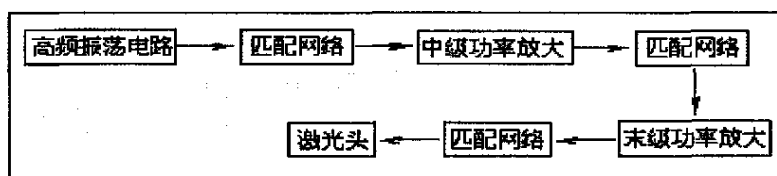


图 22 电源电路原理框图

4.4.2 高频振荡电路^[55, 56, 57]

高频振荡电路采用的石英晶体振荡电路。与 RC、LC 振荡电路相比较，其频率精度与稳定度较高。其电路简图如下：

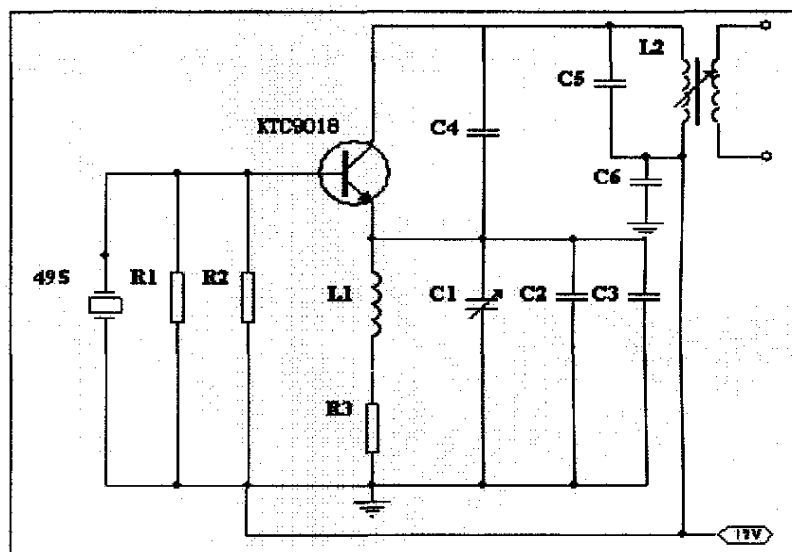


图 23 石英晶体振荡电路简图

在实际使用中，在振荡电路的输出端通常要带上一个缓冲放大器。这是因为振荡电路的调谐特性会随着负载的变化而发生变化。增加一个射极跟随器作为缓冲放大器，可以减小负载对振荡电路的影响，增加振荡电路的稳定性。同时可以提高电路的负载能力。

电路中采用的是使用恒流负载的射极跟随器。与普通射极跟随器相比较其的效率要大大提高。电路简图如下：

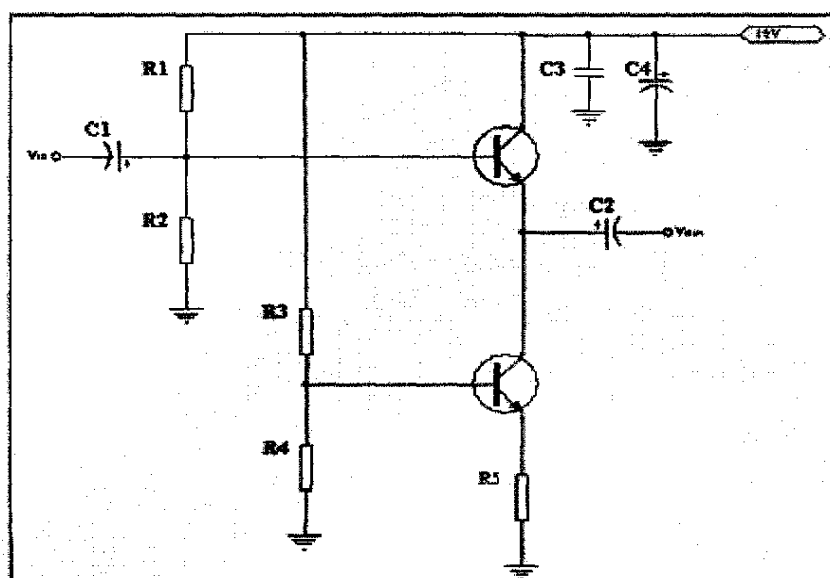


图 24 缓冲放大电路简图

4.4.3 阻抗匹配网络^[67]

在高频电路中，阻抗匹配表示的是上、下级之间电路之间的功率传输关系。当阻抗失配的时候，功率不仅不会加载到激光头上，而且会反射回电源。严重的会造成电源烧毁。

匹配网络有 T 和 π 型两种。T 型用于功率放大电路级间耦合， π 型用于电路输出耦合。具体参数根据斯密特圆图计算得到。

4.4.4 功率放大电路

功率放大电路由两部分组成，中级功率放大电路、末级功率放大电路。其中，中级功率放大电路采用的是单管晶体管，工作在丙类放大器状态；末级功率放大电路采用推挽式电路。中级功率放大电路的原理，各方面的介绍比较多^[56, 57]，这里不在给出电路简图。末级放大电路的电路原理图如下：

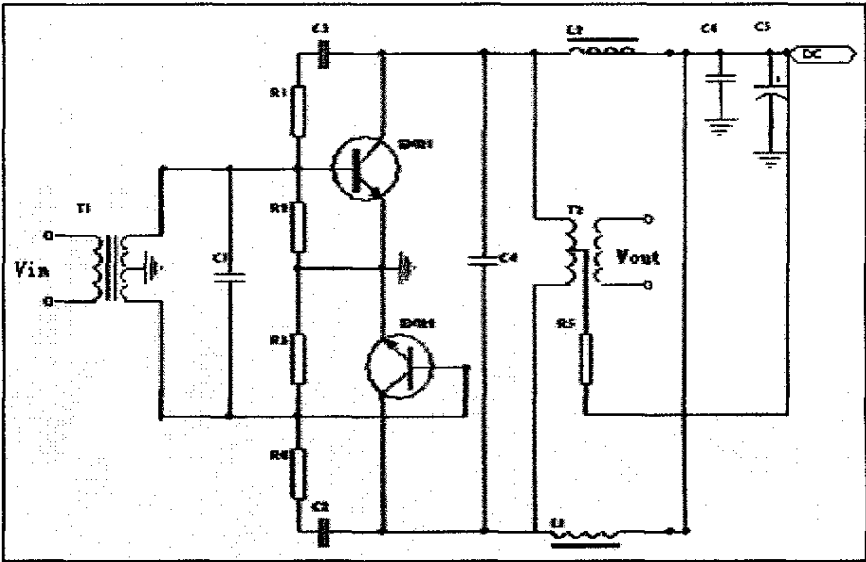


图 25 推挽式功放电路原理图

4.5 本章小结

本章主要论述了金属环状波导 CO₂ 激光器的整体设计，包括光学参数设计、结构设计、电源设计。

表 10 激光器主要器件参数表

名称	材料	尺寸(mm)			其他		
		直径	长度	厚度	镀膜材料	镀膜区域	反射率
内电极	HPb59-1	15.5	250	1			
外电极	HPb59-1	20	250	1			
全反射镜	HPb59-1	30		3	金	20-25	100%
输出镜	ZnSe	25		3.5		20	90%
工作气体		压强(Kpa)					
CO ₂		1.718					
N ₂		1.718					
Xe		0.257					
He		10.307					
晶体管	数量	用途					
KTC9018	2	振荡电路					
2SC3355	1	中频功率放大电路					
2SC2053	1	中频功率放大电路					
2SC1970	1	中频功率放大电路					
2SC1972	1	中频功率放大电路					
ENI21	2	末级功率放大电路					

整体结构设计主要针对的是器件结构的最佳参数。与玻璃激光器相比,金属激光器有其的特殊性,近似的可以将其看成是一种小的压力容器。本章在对传统激光器结构进行分析比较的基础上,结合国家现行的压力容器规范,提出了环状波导激光器的设计思路,并应用 ANSYS 对器件结构进行设计。通过对 ANSYS 的使用极大地方便了设计过程,能够有效地模拟器件工作时,外界以及器件自身因素对器件造成的影响。方便对器件结构进行调整,达到优化设计的目的。

光学参数设计主要针对的是器件的光学性能。激光器作为一种光学仪器,其零件的设计必须要满足光学性能方面的要求。本章在应用传统玻璃激光器的设计经验的基础上,结合了本器件自身的特点,完成器件的光学参数设计。例如,谐振腔尺寸设计,反射镜设计,输出镜设计等。

电源设计指的是激光激励源的设计。对于一定结构的激光器有一种最合适的激励方式。在本文设计中采用的射频激励电源。其主要的优势在于激励电压低。本章中给出了电源的整体设计思路,并给出了部分的电路简图。

第五章 器件的装配与实验

5.1 器件的装配^[64]

激光器装配的精度将直接影响到器件的输出功率。其工艺过程总的来讲，可以归结为：器件的清洗、零件装配、真空除气、放电老化、充气等几个部分。

一、清洗



图 26 零件的超声清洗实物图

激光器为全金属结构，构件表面因机械加工粘附一些油脂、切屑、灰尘；波导面磨制过程中会在表面残留一些细小的金刚砂。如果不能清除干净，将对器件的输出功率以及使用寿命造成不利的影响：

1. 会逐渐污染原本纯度很高的工作介质气体，杂质甚至可能同工作气体发生不良的化学反应。
2. 器件内壁兼具导行光的作用。如果其表面有杂质，一方面会降低其对光的反射率；另一方面光遇到杂质可能会发生漫反射造成不必要的损耗，降低输出功率。
3. 在放电过程中，杂质会逐步迁移到全反射镜端，附着于金膜之上，造成其反射率大大下降，降低输出功率。

清洗过程可以分为以下几个步骤：

1. 清除油脂等。将器件用自来水清洗几遍；然后器件置于超声波清洗槽中用无水乙醇、丙酮溶液浸泡、清洗；之后用去离子水冲洗器件表面，将化学药品清除。
2. 将内、外电极置于金属铬酸洗液中清洗、抛亮，去除表面氧化层。然后用去离子水将电极表面化学药品清洗干净。
3. 将洗净的零件置于红外灯下烘干，接着置于烘箱中一段时间，就完成零件的清洗工作。

二、装配

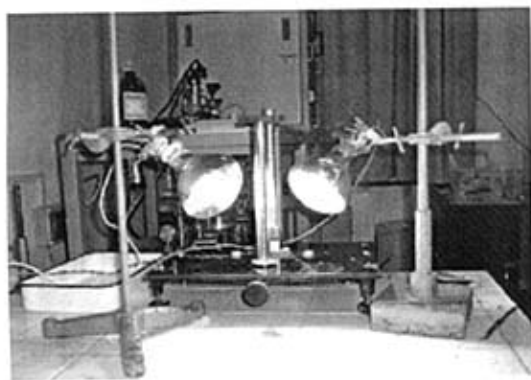


图 27 激光器零件装配实物图

完成了零件的清洗工作后，就可以按照装配图进行零件的装配。为了保证工作气体的纯度，器件要求很高的气密性（理论上真空条件下，器件内部应可以达到 10^{-5} Pa）。因此，在联接部分，金属之间采用焊接，非金属与金属之间采用的是化学粘合剂（环氧树脂+聚酰氨，配比为1/1，固化时间 60°C 下为3个小时）。

在装配过程中一个重要的步骤是：贴反射镜片。判断其的好坏有两个重要指标：一是，端面上的两个反射镜彼此应相互平行并且与放电管轴线垂直；二是，镜片中心要落在放电管轴线上。如果两反射镜之间或者反射镜的光轴与放电管轴线之间存在一定的倾斜角，光束在谐振腔内来回传播若干回之后就会碰到放电管的管壁，这样会增加光束在谐振腔内传播的损耗，会降低器件的输出功率，严重的甚至导致器件不输出激光。对于以玻璃作为结构的器件，为了保证两块镜片之

间的平行度、垂直度，通常在贴镜片之前需要一个叫做“磨管”的工序。本器件的镜片是置于构件（图 28）的 a, b 平面之间，依靠 a, b, c 三个平面保证镜片

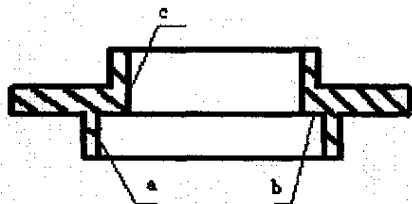


图 28 输出镜部分构件示意图

的两个指标。构件由车床一次加工成形，因此 a 与 b 之间的垂直度， a 与 c 之间的平行度可以得到很好的保证，可以达到比“磨管”更高的精度。贴镜片也就是将镜片紧贴于波导管的两端，再涂粘合剂即可。值得注意的是，在贴的过程中一般需要在镜片上加一定的预紧力，其作用如下所述：

1. 由于镜片与谐振腔的材料不一样，在粘合剂加热固化的过程中，反射镜上会受到一个附加应力的影响，应设法消除。
2. 在涂胶时，如果没有施加一定的预紧力，胶填充的不均匀有可能造成镜面与 b 面贴合的不紧密，严重的可能形成一定的倾斜角，造成输出功率下降。
3. 加热固化时，如果没有施加一定的预紧力，胶具有流动性，可能从缝隙处渗到镜片背面，污染背面的镀膜层，造成镜片的报废。

装配过程中的另外一个重要步骤是：内外波导管位置的调整。内波导管一端依靠胶同外波导管粘合，另外一端上开有三个定位槽，用于三个陶瓷支撑片的定位，内波导管在外波导管中的位置，依靠三个支撑片的高度来调节。依靠一些辅助工具的帮助，内、外管的同轴度可以得到很好的保证。

三、密封性能测试

由于谐振腔采用的是零件装配的方式，而不是一次成形的。因此为了保证器件的有效使用，在使用前必须进行气密、水密性能方面的测试。测试气体发生泄漏的方法是将酒精或乙醚等挥发性液体滴于接头处，然后观察气压表示数是否变化，用以确定泄漏处。

四、真空除气

本文中激光器采用是金属构件，与普通激光器的玻璃构件相比，其表面在大气中更容易附着气体。这些气体在真空条件下会慢慢的释放出来，如果事先不将其出去，会降低工作气体的纯度，影响器件的使用寿命。根据气体在真空条件下释放速度随温度的升高迅速增加的特点，将谐振腔抽至 10^{-5} 托时，用高频感应加热炉对其加热，短时间内便可以获得很好的效果。

五、放电老化

放电老化这道工序的目的在于提高激光器的输出功率，同时也是进一步对谐振腔进行“除气”处理。这是因为在“真空除气”这道工序中，高频感应加热炉是对谐振腔外部加热，而谐振腔内部的金属构件受热相对会低一些，其表面附着的气体可能无法完全清除。

放电老化的过程就是将工作气体按比例充入谐振腔内，然后在激光器上施加比正常工作电流略高的电流，让器件工作一段时间后，再将气体排除。在放电过程中器件内、外构件都会得到均匀的受热，进一步帮助其排除表面吸附的气体；从另一个角度来讲，金属构件在经过“真空除气”后，具有强烈的吸附作用，必须预先充入比例恰当的工作气体让其吸收、饱和，否则随着时间的推移，其会不断吸收管内的工作气体，造成管内气压下降、工作气体配比失衡等问题，导致器件输出功率下降。

六、充气

激光器制造的最后一个工序就是在谐振腔内按比例充入工作气体。器件工作气体为 CO_2 、 He 、 Xe 、 N_2 四种物质的混合气体。每种气体的作用是不同的，下面将就其作用作一个简单的讨论：

1. CO_2

CO_2 气体是混合气体的主体，激光是由 CO_2 气体的振—转能级跃迁（见第一章论述）发出的。

2. N_2

N_2 是 CO_2 激光器中一种重要的辅助气体，实验表明在纯的 CO_2 气体中适量加入 N_2 ，能够显著地增加 CO_2 激光器的输出功率。这是因为处于激发态的 N_2 的

寿命要比 CO_2 的寿命长很多, 在与 CO_2 的碰撞中其上储存的能量变成 CO_2 分子的能量, 从而提高了 CO_2 分子的激发速率。

但是很明显 N_2 的数量也不是越多越好。因为谐振腔的体积是有限的, N_2 的体积增加, CO_2 的体积就必然要减小; 这样 CO_2 分子的激发速率是提高了, 但是 CO_2 分子的密度却减少了, 并不能提高处于激发态 CO_2 分子的数量, 如果 N_2 分子数量过多, 甚至可能减少处于激发态 CO_2 分子的数量。另外, 在放电过程中 N_2 与 CO_2 会化合产生 $N_2\text{O}$ 、 NO 等杂质。实验表明尽管其数量是很小的, 但是会明显地降低器件的输出功率。

因此, 谐振腔内 N_2 的多少存在一个最佳值, 其与器件的尺寸有直接的关系。

3. He

He 是 CO_2 激光器中另一种重要的辅助气体, 实验表明在 $N_2 + \text{CO}_2$ 混合气体中加入大量的 He , 可以大幅度提高输出功率。这是因为:

- (1) He 的热传导率比 N_2 、 CO_2 的热传导率要大的多, 可以将谐振腔内由于放电产生的热量尽快排出, 降低器件工作时的温度, 并且改善放电的均匀性。
- (2) 可以提高 CO_2 (001) 的激发速率。
- (3) 可以提高 N_2 的激发速率。从另一个方面来讲, 也就是增加了处于激发态 CO_2 分子的数量。
- (4) 增加 CO_2 (100) 的弛豫速率。(100) 能级的寿命主要是取决于气体分子碰撞所发生的弛豫过程, 这决定了能否形成连续的激光振荡。因此加快其的弛豫速率, 可以使器件的输出功率明显的增长。
- (5) 能够减少 CO_2 (001) 的扩散损失。扩散损失会降低 (001) 与 (100) 之间的粒子数差, 这对形成粒子数反转、器件输出功率不利。

4. Xe

Xe 添加到 CO_2 、 He 、 N_2 混合气体中能够提高器件的输出功率，同时提高器件的光电转换效率。因为 Xe 能够增加混合气体的电子密度，提高 N_2 、 CO_2 的激发速率。但是与此同时也带来了负面的影响， Xe 分子会降低混合气体的电子温度。实验表明，当 Xe 的气压小于 0.1 托时，电子密度增加的比例要大于电子温度下降的比例。由此可以得出： Xe 在混合气体中的比例不能够高，高了反而会降低器件的输出功率。

通过以上的讨论可以看出，添加辅助气体的根本目的在于提高器件的输出功率。而各种辅助气体给输出功率带来的影响并不总是正面的，同时会有负面的。这主要取决于，各组分在混合气体中占的比例。因此一个正确的配比对于器件的成功制作是十分重要的。目前，在理论上对于四种气体之间的比例关系的确定还没有一个定量的计算公式，影响的因素很多，根据经验设定一个估计值，再根据实验进行调整。

在本文设计中，选择的配比为： $CO_2 : N_2 : He : Xe = 1 : 1 : 6 : 0.15$ 。

在“充气”这道工序中的另一个关键问题是：总气压的确定。按比例增加气体的总气压，将增加发射激光的分子数目，这可以增加器件的输出功率。但是同时随着气压的升高，气体温度的升高也更快，而这会降低器件的输出功率。所以说存在一个最佳的气压值。总的气压值选择为： $P=14KPa$ 。

气体真空系统中，各组分的气压以及总气压的控制采用的是数字式气压表，其整合在真空系统中，显示的数据可以精确到小数点后三位。可以很好地对四种气体之间的比例、总气压进行控制。

5.2 实验

在完成器件装配的一系列工序后，就可以将器件置于实验平台上进行测试。在本文设计中，实验装置包括以下几个部分：激光头、高频电源、换热系统（水箱、水泵、去离子水）、支架、精密光学平台、功率计。

实验步骤如下：

1. 将激光头、支架、功率计等置于精密光学平台上，调整到适当的位置、固定。

2. 连接激光头与换热系统，并运行换热系统。
3. 将电源接入激光头，运行一段时间。
4. 测试。

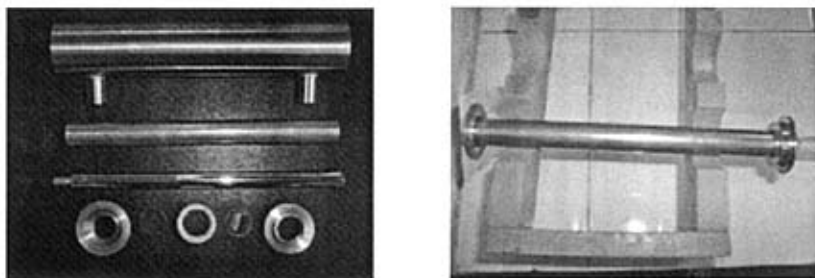


图 29 激光器实物图

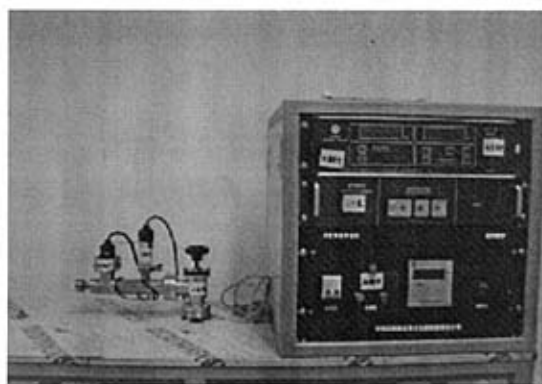


图 30 激光器实验平台实物图

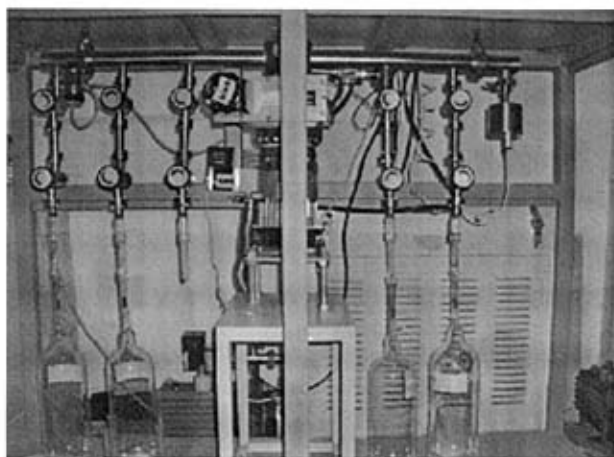


图 31 真空系统以及工作气瓶实物图

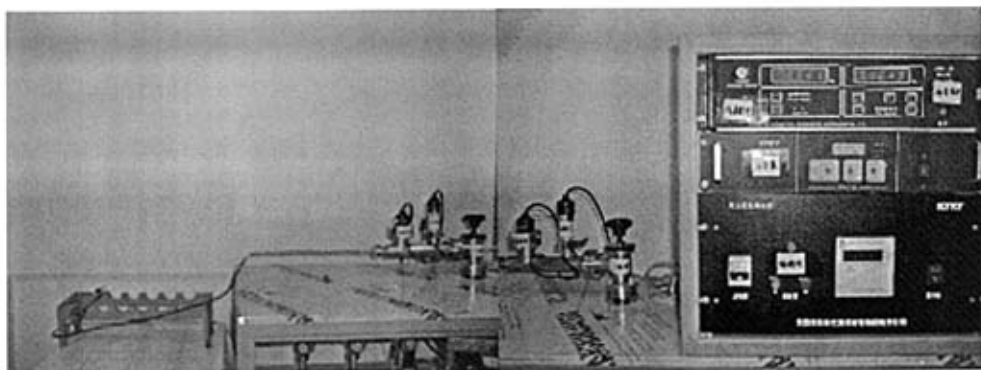


图 32 激光器实验系统实物图

5.3 本章小结

装配与实验是器件研制过程中十分重要的步骤, 其的成功是整个项目成功的保证。由于器件整体结构为金属, 没有现成的资料可以参考。整个装配与实验过程, 是结合现有资料摸索完成。本章就此方面作了简单的论述, 这为今后同类器件的研制奠定了基础。

第六章 课题总结与展望

纵观本项目的实施过程，完成了以下几个方面的内容：

1. 提出了“按增益体积缩放全金属环状波导 CO₂ 激光器”这样一个全新的概念。尽管“环状波导”的理论研究在国内也有一些大学从事过相关的研究，并将其在 CO₂ 激光器上进行实验。与他们相比，本课题的创新点在于：全金属结构、按增益体积缩放技术。经过大量的资料查询，本文中所提出的概念以及设计在国内尚未有相关的报道，可以说是一项技术创新，并且得到省自然科学基金(项目编号：A0210007)、医学光电科学与技术教育部重点实验室(项目编号：JYG0501)、福建省重大科技项目(项目编号：2002H102)的资助。
2. 完成了“按增益体积缩放技术”原理上的研究。
3. 完成了环状波导的电磁场理论分析，及其的计算机辅助分析。借助 ANSYS 有限元分析系统，对实际情况下激光器内电磁场的情况进行仿真，并对理论计算得到的激光参数进行验证。
4. 建立了全金属构件波导 CO₂ 激光器的设计方法，主要包括光学参数设计、结构设计、电源设计几个部分。针对构件的金属特性以及构件的工况，结合玻璃结构激光器的设计经验与现行的压力容器设计规范，摸索出一套行之有效的设计方法。设计中采用计算机有限元分析的手段，求解金属构件的应力、应变情况，加快了设计的速度，提高了设计的精度。对于同类产品的设计来说，是一种有益的探索。
5. 完成了激光器零件的加工、装配、实验，并对实验结果进行分析。

回顾本项目的实施过程，发现更加多的是在技术设计方面的不足以及有待改进、提高的方面。下面将就几个主要方面及其改进方案进行具体阐述：

1. 在设计过程中，由于条件的限制将谐振腔设计为分离的结构，这样在装配的过程中可能会引入一定的装配误差，影响到最后的输出功率。

改进方案：采用一体化加工成形。

2. 环状波导结构具有很多优于其他结构的地方，同时却造成输出光束为环状。但就目前实际应用来讲，大多数情况下还是要求用到实心圆光斑。

这就给按增益体积缩放全金属环状波导 CO_2 激光器的实际使用带来一定的限制。

改进方案：1. 将输出透镜换为聚焦透镜。

2. 添加分离式的光束变换装置。

当前 CO_2 激光器技术的发展已经相对成熟，各式各样的 CO_2 激光器在激光应用的舞台上扮演了重要的角色，但是它们都没有突破旧 CO_2 激光器的框架。按增益体积缩放全金属环状波导 CO_2 激光器是一种全新的概念，在理论上已经证明了它的可行性。如果能进一步改进其的工艺、提高精度，将其实用化；将会带来 CO_2 激光器技术又一次的发展。

参考文献:

- [1] Patel C K N. Selective excitation through vibrational energy transfer and optical maser action in N₂-CO₂ [J]. Phys. Rev Lett., 1964, 13:617
- [2] 黄元庆, 陈永明等. 微小型高功率 CO₂ 气体激光器的新进展 [J]. 厦门大学学报, 2001, 40 (2):293, 295-296.
- [3] 徐皆阳, 王新兵. 高功率连续 CO₂ 激光器 [M]. 北京: 国防工业出版社, 2000, 7. 4-6.
- [4] Patel C K N. Continuous-wave lasers action on vibrational-rotational transitions of CO₂ [J]. Phys. Rev Lett., 1964, 259:99.
- [5] Patel C K N. CW laser action in N₂O(N₂-N₂O) [J]. Appl. Phys. Lett., 1965, 6:12.
- [6] Moeller G, et. al. High-power laser action in CO₂-He mixture [J]. Appl. Phys. Lett., 1965, 1:274.
- [7] 程成. 基于遗传算法的 CO₂ 激光器三气体组分优化 [J]. 光子学报, 2002, 31 (6): 748-753.
- [8] 程成. CO₂ 激光器五种混合气体压强优化 [J]. 强激光与粒子束, 2002, 14 (1): 49-52.
- [9] Cool T A, et. al. Gain measurements in fluid mixing CO₂ lasers systems [J]. Appl. Lett., 1969, 14:70.
- [10] K. D. Laakmann. Proceedings of Lasers'78 Conference [M]. Orlando, Florida, U. S. A. 1978.
- [11] A. D. Colley, H. J. Baker, D. R. Hall. Appl. Phys. Lett., 1992, 61 (2):136-138.
- [12] 丘军林. 新一代高功率 CO₂ 激光器 [J]. 中国激光, 1994, 21 (5):377-381.
- [13] 德国激光研究计划: LASER2000.
- [14] 王又良, 吴恒莱等. 射频激励 CO₂ 激光器综述 [J]. 激光与红外, 2001, 31 (1): 12.

- [15] 左都罗, 李适民. 快轴流 CO₂激光器评述 [J]. 激光技术, 2000, 24 (1):5-6.
- [16] 邓鸿林. 轴向快流工业 CO₂激光器 [J]. 激光与红外, 1996, 26 (3):192.
- [17] Hill A F. Uniform Excitation of Large Volume High Pressure Gases with Application to Laser Technology [M]. Now York, 1977.
- [18] Brown C O, et. al. Closed cycle performance of high-power electrical-discharge laser [J]. Appl. Phys. Lett., 1972, 21:48.
- [19] 刘东华等. 高效率横向电激励连续 CO₂激光器的研究 [J]. 激光杂志, 1987, (2):81.
- [20] 王新兵. 波导阵列 CO₂激光器的研究进展 [J]. 激光杂志, 2002, 23 (1):5-7.
- [21] 辛建国, 方高瞻等. 射频激励扩散型冷却层叠式板条波导千瓦 CO₂激光器 [J]. 光学学报, 1996, 16 (6):877-879.
- [22] 周全双, 王智勇等. 射频激励层叠式波导千瓦 CO₂激光器 [J]. 光学学报, 1996, 16 (2):241-242.
- [23] L. A. Newman, R. A. Hart, et. al. High power coupled CO₂ waveguide array [J]. Appl. Phys. Lett., 1986. 48 (25):1701-1703.
- [24] E. F. Yelden, H. J. J. Seguin, et. al. Multi-channel slab discharge for CO₂ laser excitation [J]. Appl. Phys. Lett., 1991. 58 (7):693-695.
- [25] 周炳琨, 高以智等. 激光原理 [M]. 北京: 国防工业出版社, 1984, 9-18, 416.
- [26] 蔡伯荣, 王瑞丰等. 激光器件 [M]. 湖南: 湖南科学技术出版社, 1981, 75-82.
- [27] 吴志伟, 黄元庆. 按增益体积缩放全金属环状波导 CO₂激光器研究 [J]. 集美大学学报, 2005, 10 (2):169-172.
- [28] Abrams R L. Coupling losses in hollow waveguide laser resonators [J]. IEEE J. Quant. Electron., 1972, QE-8 (11):838-843.
- [29] Degnan J J, Hall D R. Finite-aperture waveguide laser resonator [J]. IEEE J. Quant. Electron., 1973, QE-9 (9):901-910.
- [30] Hill C A, Hall D R. Coupling loss theory of single-mode waveguide resonator [J]. Appl. Opt., 1985, 24 (9):1283-1289.
- [31] Avirillier S, Verdonck J. Coupling losses in lasers resonator containing a hollow rectangular dielectric waveguide [J]. Appl. Phys., 1977, 48 (12):

4937-4941.

- [32] 闫润卿, 李英惠等. 微波技术基础 [M]. 北京: 北京理工大学出版社, 2004, 57-59, 104-123.
- [33] 顾继慧. 微波技术 [M]. 北京: 科学出版社, 2004, 7-19, 48-65.
- [34] R. Abrams, A. Chester. Resonator theory for hollow waveguide lasers [J]. Appl. Opt., 1974, 13, 2117-2125.
- [35] Bochum H. Near- and far- field properties of annular CO₂ waveguide lasers [J]. Appl. Opt., 1997, 36 (15):3349-3356.
- [36] 吕百达. 激光光学 [M]. 北京: 高等教育出版社, 2002, 26-28.
- [37] 阎吉祥, 崔小虹等. 激光原理与技术 [M]. 北京: 高等教育出版社, 2004, 43-48.
- [38] 王新兵, 徐启阳等. 矩形波导谐振腔的耦合损失和模式特征 [J]. 光学学报, 1995, 15 (11):1511-1519.
- [39] Kogelnik, H, Li T. Laser beams and resonators [J]. Appl. Opt., 1966, 1:1550-1567.
- [40] 王又青, 黄新堂等. 同轴圆筒波导激光器谐振腔的耦合损失及模式特征 [J]. 光学学报, 1999, 19 (10):1341-1346.
- [41] 王秉中. 计算电磁学 [M]. 北京: 科学出版社, 2002, 1-12.
- [42] 张榴晨, 徐松等. 有限元法在电磁计算中的应用 [M]. 北京: 中国铁道出版社, 1996, 61-102.
- [43] 盛新庆. 计算电磁学要论 [M]. 北京: 科学出版社, 2003, 16-72, 109-133.
- [44] 小飒工作室. 最新经典 ANSYS 及 Workbench 教程 [M]. 北京: 电子工业出版社, 2004, 564-615.
- [45] 洪庆章, 刘清吉等. ANSYS7.0 教学范例 [M]. 北京: 中国铁道出版社, 2003, 320-337.
- [46] 李皓月, 周田朋等. ANSYS 工程计算应用教程 [M]. 北京: 中国铁道出版社, 2003, 9-33.
- [47] R. Nowack, H. Opower, et al. Diffusion-cooled compact CO₂ high power laser [J]. Laser Optoelectron., 1991, 23 (3):68-81.

- [48] V. Svich, V. Tkachenko, et al. Waveguide coaxial rf-excited CO₂ laser [J]. Sov. J. Quantum Electron., 1990, 20 (6):612-614.
- [49] D. Ehrlichmann, U. Habich, et al. High-power CO₂ laser with coaxial waveguide and diffusion cooling [J]. IEEE J. Quantum Electron., 1993, 29:2211-2219.
- [50] 丁伯民. 美国压力容器规范—ASME VIII-1 和 VIII-2 [M]. 上海: 华东理工大学出版社, 1995, 57-73.
- [51] James R. Farr, Maan H. Jawad. 郑津样, 徐平等译. ASME 压力容器设计指南 [M]. 北京: 化学工业出版社, 2002, 20-41.
- [52] 李世玉, 桑如苞. 压力容器工程师设计指南 [M]. 北京: 化学工业出版社, 1994, 94-90.
- [53] 李建国. 压力容器设计的力学基础及其应用标准 [M]. 北京: 机械工业出版社, 2004, 138-150.
- [54] 赫光生, 雷仕湛. 激光器设计基础 [M]. 上海: 上海科学技术出版社, 1979, 107-118, 121-169.
- [55] 稻叶保. 何希才, 尤克译. 振荡电路的设计与应用 [M]. 北京: 科学出版社, 2004, 122-158.
- [56] 黄继昌. 电子元器件应用手册 [M]. 北京: 人民邮电出版社, 2004, 1-1194.
- [57] 高吉祥, 黄智伟等. 高频电子线路 [M]. 北京: 电子工业出版社, 2003, 97-135, 172-175.

致 谢

本论文是在导师黄元庆教授的悉心指导下完成的。黄老师严谨的治学态度、敏锐的科学洞察力、渊博的知识、坚忍不拔的毅力，使本人受益匪浅。黄老师在课题研究进展中，创造了良好的实验条件并提出了许多具有前瞻性、建设性的意见，在此对黄老师表示衷心的感谢！

在这里也要对厦门大学机电工程系以及全体同学表示感谢，这里良好的学习环境和学术氛围在研究中给了我莫大的帮助！

在读期间发表的学术论文

- [1] 吴志伟，黄元庆. 高功率 CO₂激光器综述 [J]. 福光技术, 2004, (2): 9-14.
- [2] 吴志伟，黄元庆. 按增益体积缩放全金属环状波导 CO₂激光器研究 [J]. 集美大学学报, 2005, (2): 169—172.

作者: [吴志伟](#)
学位授予单位: [厦门大学](#)

本文读者也读过(10条)

1. [李文斌](#), [李光辉](#), [眭聿文](#), [谭从兵](#) 气体激光器波导耦合腔的研制与测试[期刊论文]-[湘潭矿业学院学报](#)2003, 18(2)
2. [眭聿文](#), [Sui Yuwen](#) 微波激励CO₂激光器调谐调配的研究[期刊论文]-[桂林电子工业学院学报](#)1999, 19(4)
3. [田晓岑](#), [张萍](#), [TIAN Xiao-cen](#), [ZHANG Ping](#) 波导管与谐振腔的边界条件[期刊论文]-[大学物理](#)2001, 20(5)
4. [混合型氧碘激光器的进展](#)[期刊论文]-[激光与光电子学进展](#)2002, 39(2)
5. [崔项飞](#) [基于人工免疫的检测器生成算法研究及应用](#)[学位论文]2010
6. [王新兵](#), [Wang Xinbing](#) 室温工作的射频放电激励板条CO激光器[期刊论文]-[华中科技大学学报\(自然科学版\)](#)2006, 34(1)
7. [周引穗](#), [高爱华](#), [郑新亮](#), [李恩玲](#), [胡晓云](#), [陆治国](#), [Zhou Yinshui](#), [GAO Aihua](#), [Zheng Xinliang](#), [Li Enling](#), [Hu Xiaoyun](#), [Lu Zhiguo](#) 气体激光器射频至微波放电激发的某些规律[期刊论文]-[光子学报](#)2001, 30(5)
8. [文备](#) 化学激光电弧驱动氟原子发生器的研究[学位论文]2009
9. [余兵](#) [岭澳二期核电站核岛土建工程风险管理研究](#)[学位论文]2006
10. [陈云祥](#) [安庆石化“油改煤”项目成本控制分析](#)[学位论文]2008

本文链接: http://d.wanfangdata.com.cn/Thesis_J011115.aspx