



中国热管理网

WWW.REGUANLI.COM

中文图书分类号：TN248

密 级：公开

UDC：535

学 校 代 码：10005



硕 士 学 位 论 文

MASTERAL DISSERTATION

论 文 题 目：薄片式半导体倍频激光器特性研究

论 文 作 者：李自丽

学 科：物理学

指 导 教 师：宋晏蓉

论文提交日期：2011.06.20

UDC : 535

学校代码 : 10005

中文图书分类号 : TN248

学 号 : S200806060

密 级 : 公开

北京工业大学理学硕士学位论文

题 目 : 薄片式半导体倍频激光器特性研究

**英文题目 : CHARACTERISTICS OF
SEMICONDUCTOR DISK FREQUENCY
DOUBLED LASER**

论 文 作 者 : 李自丽

学 科 : 物理学. 光学

研 究 方 向 : 超短脉冲与新型激光器

申 请 学 位 : 理学硕士

指 导 教 师 : 宋晏蓉 教授

所 在 单 位 : 应用数理学院

答 辩 日 期 : 2011 年 6 月

授 予 学 位 单 位 : 北京工业大学

独创性声明

本人声明所呈交的论文是我个人在导师指导下进行的研究工作及取得的研究成果。尽我所知，除了文中特别加以标注和致谢的地方外，论文中不包含其他人已经发表或撰写过的研究成果，也不包含为获得北京工业大学或其它教育机构的学位或证书而使用过的材料。与我一同工作的同志对本研究所做的任何贡献均已在论文中作了明确的说明并表示了谢意。

签名： 李自丽

日期： 2011.06.02

关于论文使用授权的说明

本人完全了解北京工业大学有关保留、使用学位论文的规定，即：学校有权保留送交论文的复印件，允许论文被查阅和借阅；学校可以公布论文的全部或部分内容，可以采用影印、缩印或其他复制手段保存论文。

（保密的论文在解密后应遵守此规定）

签 名： 李自丽

导师签名： 宋晏蓉

日 期： 2011.06.02

摘要

半导体薄片激光器以其结构紧凑、功率损耗低、光束质量好、波长可调谐、热透镜效应低的优点,被广泛应用于生物医学、光数据存储、化学传感等领域并可作为其他激光器的泵浦源。另外,半导体薄片激光器综合了半导体激光器和固体薄片激光器的优点。一方面,它具有半导体激光器的优点,利用成熟的半导体能带工程,其发射波长覆盖从可见光到近红外的广泛区域;另一方面,它又兼备固体激光器的优点,既能获得高光束质量和高功率输出,也能方便地进行腔内倍频,可调谐运转和锁模运行。

半导体薄片倍频激光器以其波长可调谐、输出功率高、光束质量好、倍频转换效率高等优点被应用于激光投影显示、光存储、生物分析仪器和踪迹恢复等领域。迄今为止,很少有激光器能直接输出绿光,本文中的半导体薄片激光器腔内倍频输出 515nm 的绿光,可应用于激光显示等领域,是目前半导体激光器研究的热点之一。

论文主要包括:

(1) 介绍了半导体薄片式激光器的发展现状及半导体薄片式倍频激光器的发展现状、研究意义及目前的应用;

(2) 介绍了倍频理论及非线性光学耦合波方程;并就常用的倍频晶体进行了参数比对,给出了本实验用的半导体薄片式激光器腔内倍频晶体为 LBO、KTP、KN。文中还介绍了单轴晶体和双轴晶体的相位匹配角和有效非线性光学系数的计算方法,并计算了实验所选三种晶体的相位匹配角 θ , φ 和有效非线性系数 d_{eff} ;

(3) 实验上实现了腔内倍频激光输出。介绍了实验中所用的半导体增益芯片的生长结构及发光原理。实验使用了两种腔型:直腔和折叠腔。模拟计算了两种腔型的腔长和腰斑半径。实验分别在两种不同的腔型中,分别用选定的三种倍频晶体进行了实验,给出了基频光和倍频光的斜效率曲线,并就实验结果进行讨论;

(4) 实验中用到的半导体增益芯片的热沉积会随泵浦光功率的增加而急剧增加,当其内部热积累到一定地步,激光便会熄灭。因此半导体增益芯片的热效应问题是提高薄片式半导体激光器输出功率的最大障碍,所以半导体芯片的散热显得尤为重要。本文就文献中提到的两种散热方法进行数值模拟,对其模拟结果进行对比讨论,给出可行的散热方案。

关键词: 半导体薄片激光器;倍频;相位匹配角;有效非线性系数;热管理

Abstract

Semiconductor disk laser was applied widely in Bio-medicin, optical data storage, chemical sensor and as the pump sources of other lasers, because of its advantages of compactness, low power consumption, good beam quality, flexible wavelength and little thermal lens effect. In addition, semiconductor disk lasers hold the advantages of both semiconductor laser and solid-state laser. In one hand, its wavelengths cover from visible to near infrared region by using the well-developed semiconductor band engineering, which is the advantage of semiconductor laser; on the other hand, it has the advantages of solid-state laser, such as the high output power and high beam quality at the same time. The intra-cavity frequency doubling, tunable operating and passively mode-locking can also be realized conveniently.

Besides of the applications of the normal Semiconductor disk lasers, Semiconductor disk frequency doubled laser was used in laser projection display, bio-analytical instruments and trace-evidence recovery, as its advantages of tunable wavelength, power scalability, good beam quality, high conversion efficiency. So far, there is no semiconductor laser which could emit green laser directly. In this dissertation, we obtained green laser at 515nm by frequency doubled semiconductor disk laser, which could be applied in laser TV set and some other aspects.

The main works in this paper are as follows:

1. We briefly reviewed the advances of semiconductor disk laser, and then reviewed the advances and applications of semiconductor disk frequency doubled laser.
2. We compared the parameters of some common frequency doubling crystals, and finally selected the LBO, KTP and KN as the frequency doubling crystals in our experiment. The method of how to calculate the phase-match angles and effective nonlinear coefficients of uniaxial crystal and biaxial crystal was introduced and the phase-match angles θ , φ and effective nonlinear coefficients d_{eff} of LBO, KTP and KN were also calculated which were used in the experiment.
3. The intra-cavity frequency doubled laser was successfully demonstrated in the experiment. Firstly, we introduced the schematics and operating principle of the semiconductor gain chip. Hence, we used two kinds of cavities to get lasers: straight cavity and folding cavity. Simulated and calculated the lengths of cavity and beam waist radius in these two kinds of cavity respectively. In the experiment, we used the

LBO, KTP and KN crystals to obtain the frequency doubled laser and gave the curves of the relationship between frequency doubled laser power and the fundamental laser power. The experimental results were discussed finally.

4. The heat produced in the gain chip used in the experiment increased quickly when the pump power increasing. When the heat went to some extent, the oscillating laser will be extinguished. Namely, thermal effect of the gain chip will limit emitting power of the semiconductor disk laser. For all of these reasons, the heat spreading of the semiconductor disk laser is very important. We simulated the heat spreader conditions with two methods: substrat removing and heat spreader bonding and compared these two results.

Key words: semiconductor disk laser, frequency doubling, phase-matching angle, effective nonlinear coefficient, thermal management

目 录

摘 要

Abstract

第 1 章 绪论	1
1.1 课题研究背景及意义	1
1.2 薄片式半导体倍频激光器国内外研究进展及应用	3
1.2.1 薄片式半导体激光器的研究历史	3
1.2.2 薄片式半导体倍频激光器研究进展	4
1.2.3 薄片式半导体倍频激光器的主要应用	5
1.3 论文主要研究内容	6
第 2 章 倍频理论及晶体特性研究	7
2.1 倍频理论	7
2.1.1 倍频理论概述	7
2.1.2 耦合波方程	8
2.2 倍频效应	11
2.3 非线性晶体的选择	12
2.4 倍频晶体相位匹配角及有效非线性系数计算	13
2.4.1 单轴晶体相位匹配角及有效非线性系数计算	14
2.4.2 双轴晶体相位匹配角计算方法	15
2.4.3 LBO 晶体 类相位匹配	21
2.4.4 KTP 晶体 类相位匹配	23
2.4.5 KN 晶体 类角度相位匹配	25
2.5 本章小结	27
第 3 章：薄片式半导体倍频激光器实验研究	29
3.1 量子阱半导体芯片的结构及工作原理	29
3.1.1 半导体增益芯片的能带结构及工作原理	29
3.1.2 量子阱半导体芯片的结构	30
3.2 半导体薄片式倍频激光器腔型设计	33
3.2.1 直腔腔型设计	33
3.2.2 折叠腔腔型设计	33
3.3 实验结果及讨论	35
3.3.1 直腔实验实物图	36
3.3.2 折叠腔实验实物图	37
3.4 实验结果分析	37
3.4.1 LBO 晶体的输出特性	37
3.4.2 在直腔中 KTP 和 KN 作为倍频晶体时的激光输出特性	38
3.4.3 倍频光光斑的光束质量	39
3.5 本章小结	40
第 4 章 半导体增益芯片的热管理	43
4.1 基质刻蚀法	43
4.2 散热窗口绑定法	46
4.3 本章小结	47

结 论.....	49
参考文献.....	51
附 录.....	56
攻读硕士学位期间发表的学术论文.....	61
致 谢.....	63

第1章 绪论

在上世纪八十年代以来, 半导体激光器 (LD, laser diode) 受到广泛关注, 且发展迅速。光泵薄片式半导体激光器作为新型半导体激光器的一种, 在近十年来也成为新型半导体激光器研究的热点之一。

1.1 课题研究背景及意义

半导体激光器又称激光二极管(LD), 是以一定的半导体材料做工作物质而产生受激发射作用的器件。其工作原理是, 通过一定的激励方式, 在半导体物质的能带(导带与价带)之间, 或者半导体物质的能带与杂质(受主或施主)能级之间, 实现非平衡载流子的粒子数反转, 当处于粒子数反转状态的大量电子与空穴复合时, 便产生受激发射作用。

半导体激光器有诸多优点, 它体积小, 重量轻, 转换效率高、波长范围广、增益带宽宽、可直接调制、可集成、可靠性高等, 因此自上世纪八十年代初受到广泛关注: 人们吸收了半导体物理发展的最新成果, 采用了量子阱(QW)和应变量子阱(SL-QW)等新颖性结构, 引进了折射率调制 Bragg 发射器以及增强调制 Bragg 发射器最新技术, 同时还发展了 MBE(Molecular Beam Epitaxy, 分子束外延生长)、MOCVD (Metal-organic Chemical Vapor Deposition, 金属有机化合物化学气相沉积生长) 及 CBE (Chanical Beam Epitaxy, 化学束外延生长) 等晶体生长技术的新工艺, 使得新的外延生长工艺能够精确地控制晶体生长, 达到原子层厚度的精度, 生长出优质量子阱以及应变量子阱材料。于是, 制作出的 LD, 其阈值电流显著下降, 转换效率大幅度提高, 输出功率成倍增长, 使用寿命也明显加长。自此, 半导体激光器成为光谱分析、光盘存取、光纤通信和光信息处理等领域中不可替代的重要光源, 并在光学测量、传感器、自动控制、医疗等方面广泛应用。

同时, 半导体激光器也存在一些不足: 虽然边发射型半导体激光器可提供较大输出功率(单个激光器输出已达瓦级), 但其输出光斑为椭圆形, 光斑的纵横比最差时刻大 100:1, 以至于在一些应用中还须附加一套复杂的光束整形系统; 垂直腔面发射型半导体激光器 (Vertical Cavity Surface Emitting Lasers, VCSELs) 能输出圆形 TEM₀₀ 模, 但输出功率较低 (毫瓦量级)。

激光二极管泵浦固体薄片激光器^[1-2]能获得高输出功率和高光束质量, 可保证大功率运转。1997年, Mark Kuznetsov 等人首次成功地把光泵浦固体薄片激光器的概念和技术手段引入半导体激光器, 提出薄片式半导体激光器的概念。

薄片式半导体激光器, 也称垂直外腔面发射激光器(Vertical external cavity

surface emitting laser ,VECSELs) [3-8]因其结构紧凑、尺寸小、损耗低和高光束质量等优点,被应用于生物医学^[9],化学传感^[10]和作为其它激光器的泵浦源^[11]等方面,在过去十年内具有很大的吸引力,成为新型激光器件研究领域的亮点和热点。

半导体薄片激光器主要具有以下优点:

半导体薄片激光器的外延片结构简单,无PN结,无电接触,极大地简化了生长过程,即消除了附加电阻上的热效应,又提高了外延片的可靠性;其发射光谱可自由设计从670到2300nm的任意波长^[12];由于半导体激光介质有大于40nm的泵浦吸收带宽,可通过选择性的设计泵浦光来确保LD带宽泵浦的高效吸收,亦可消除对单一泵浦波长的依赖,及对LD温度变化所导致的泵浦光波长漂移的敏感;半导体能输出面发射激光器的优质基模高斯光束,亦可获得与面发射激光器相当的高功率;薄片式半导体激光器可获得数十纳米的波长调谐范围;半导体外延片上泵浦光斑较大(~100 μm以上),可减小高功率时产生光学损伤的可能性;量子阱半导体能带还可设计出完美的激光器性能如阈值低、转换效率高、性能特点。

薄片式半导体激光器不仅具有全固态激光器高亮度的优点^[13]、半导体泵浦的固体激光器和传统的边发射半导体激光器的综合优点^{[14][15]},还具有光泵固体激光器的优势:外腔结构灵活可设计以便于选出基横模^[16]、接近衍射极限的高品质光束^[17];腔内可灵活插入倍频^[18]、调谐^[19]和锁模元件^[20];结构紧凑且具有高功率、高效率的输出;其增益介质的吸收长度很短(微米级)可提高其吸收泵浦光的效率,且其热流为准一维,有利于增益区的冷却,温度梯度沿光轴方向能最大限度地减小热透镜效应,这些都有利于提高激光器功率;其结构紧凑和随泵浦光斑尺寸增加的功率数量级的大幅度增加,使光泵浦薄片式半导体激光器适合于各种应用。

与边发射半导体激光器相比,薄片式半导体激光器有其自身的独特优点:薄片式半导体激光器的外延片是由非掺杂的半导体材料生长,可减小自由载流子吸收导致的光损耗,而掺杂层自由载流子吸收正是限制边发射激光器功率的重要因素之一;因高反的布拉格反射镜(Distributed Bragg Reflectro, DBR)和低的输出耦合率,薄片式半导体激光器腔内循环功率是输出功率的几十甚至上百倍,可支持高效的腔内倍频,而高功率的边发射激光器的腔内及腔外功率为同一量级,用其进行腔内倍频效率将很低。

总而言之,半导体薄片激光器综合了面发射半导体激光器能输出TEM₀₀模圆形光斑的优点和光泵固体薄片激光器能输出高功率的优点,还可方便地进行腔内倍频和锁模运行及可调谐运转,是一种新型实用的激光光源,在激光投影显示,生物分析仪器,微复制或光存储设备需要紧凑且有效的可见光波段光源^[21]、

光时钟、光通信、激光显示、升华分析和激光医学等诸多领域有重要的应用。

对大区域显示的强烈要求有效推动了紧凑且有高功率的红绿蓝可见光输出激光源的发展。薄片式半导体激光器是瓦级输出功率的激光的理想候选对象^[22]，在近红外区域有很好的光束质量。薄片式半导体激光器用倍频技术输出绿光和蓝光的结果已被很多研究小组报道^[23-25]。该领域的快速发展可由 GaAs 基底的半导体技术和高功率的 808 nm 的 LD 泵浦光源得到。

通过腔内倍频可得到从可见光到紫外 (UV) 波段的宽光谱。薄片式半导体激光器的倍频已得到橙光^[26]，黄光^[27]，绿光^[28]，青绿光^[18]，蓝光^[15]和紫外^[29]的输出。薄片式半导体激光器在 488 nm-460 nm 波段也已经得到。这些倍频光多使用非线性晶体 LBO^{[14][15]}和 KN^{[14][30]}得到绿光和蓝光输出。

在此之前，获得绿光光源的方法有许多，例如利用全固态绿光激光器、气体激光器、利用上转换效应获得的绿光输出、半导体激光器，气体激光器、利用上转换效应获得的绿光输出和半导体激光器都存在制约其发展和应用的不利因素。

气体激光器以氩离子气体激光器和铜蒸汽激光器为代表，气体激光器获得的绿光输出功率虽然可达百瓦量级，但是其体积庞大、外部设备复杂、工作无知有毒，而氩离子气体激光器只能以连续方式工作的，很难通过激光调制技术获得高的峰值功率，这写缺点均限制了其在更大范围内的应用，因此逐渐被取代。

绿光激光器还可利用上转换效应获得，上转换是通过多光子机制把长波辐射转换成短波辐射的过程。固体基质材料中掺入稀土离子，通过外界泵浦光的激励，由稀土离子的能级跃迁辐射而产生绿光。但是，上转换激光器走向实际应用的最大障碍就是效率低，输出激光功率极其有限^[31]。

半导体激光器也可直接获得绿光输出，半导体激光器是以直接带隙半导体材料形成的 PN 结或在 PIN 结为工作物质、端面直接镀膜形成谐振腔的一种小型化激光器。但是，由于半导体绿光激光器材料制备和器件工艺方面的困难，其研究进展已知比较缓慢。

光泵浦的薄片式半导体倍频激光器以其波长可调谐、输出功率高、光束质量好、转换效率高和振幅噪声小的优点，近年来获得迅速发展，并在激光投影显示、光存储、生物分析仪器和踪迹恢复等领域得到广泛应用。本文正是在此基础上进行研究的。

1.2 薄片式半导体倍频激光器国内外研究进展及应用

1.2.1 薄片式半导体激光器的研究历史

从半导体激光器的发展历史来看，在 1988 年面发射半导体激光器室温连续运转成功后，日本 NTT Basic Research Laboratories 的 W.B.Jianga 等在 1991 年就

把光泵浦用于外腔面发射半导体激光器,当时是用 Nd:YAG 激光泵浦而非 LD 泵浦,工作温度 77K,输出 190 mW 连续光。1995 年 J.V.Sandusky 等报道外腔面发射激光器在室温下运转,文章报道的功率为 500mW 泵浦下输出 20 μ W。1996 年 J.Dellunde 等人就外腔对面发射激光器横模的选择特性问题进行了研究。

1997 年,Mark Kuznetsov 等人首次成功地把光泵浦固体薄片激光器的概念和技术手段引入半导体激光器,提出半导体薄片激光器的概念,为 SDLs 作了实验及理论上奠基性的、开创性的工作,并首次获得基横模近衍射的优质圆形光斑及高功率 (>0.5W) 输出。

1.2.2 薄片式半导体倍频激光器研究进展

1999 年,T.D.Taymond 等人采用 VECSEL 腔内倍频 KNbO₃ 晶体产生 490 nm 蓝光,输出功率为 5 nW,其相对于泵浦光的光-光转换效率为 1.5%^[32]。

2002 年,Eckart Schiehlen 等人,利用 VECSEL 腔内倍频一类晶体 LBO 得到输出功率 1.8W 的 490 nm 蓝绿光的连续输出,其倍频效率约为 25%^[33]。

2003 年,Eckart Gerster 等人,采用 VECSEL 直腔腔内倍频 LBO 得到 610 nm 的橙光 30 mW,其倍频效率约为 33%^[34]。

2004 年,A.V.Shchegrov 等人利用 VECSEL 直腔倍频二类晶体 KTP,得到 532 nm 绿光输出功率为 30 mW^[35]。

2005 年,S.Lutgen 等人,采用 VECSEL 腔内倍频 BIBO 晶体,得到功率为 0.7W 的 520 nm 的绿光连续输出,其光-光转换效率约为 10%,且高光束质量 $M^2=1.2$ ^[36]。

2005 年,O.CASEL 等人利用被动锁模的光泵半导体薄片式激光器,采用 LBO 腔内倍频产生 489 nm 的蓝光,其输出功率为 3 mW,光-光转换效率高达 26%^[37]。

2005 年,相干公司 J.L.A.Chilla 等人,采用光泵半导体薄片式激光器‘V’型腔,腔内倍频 LBO 晶体得到 460 nm 的蓝光和 540 nm 的绿光,连同固体激光器发射的波长为 638 nm 的红光,可形成红、绿、蓝 (RGB) 三基色,用以制作投影电视,以取代 CRT 显示器^[38]。

2006 年,Gi Bum Kim 等人,采用端泵薄片激光器腔内倍频 LBO,得到 1.4W 的 460 nm 的蓝光和 2.7W 的 532nm 的绿光输出,且输出光的光束质量 $M^2=1.1$ ^[39]。

2006 年,Jennifer E.等人,利用 7W 的 532 nm 激光器做为泵浦源,采用 VECSEL‘Z’型腔腔内泵浦 BBO 晶体,得到 338 nm 的紫外光,倍频光输出功率为 120 mW.通过在腔内插入双折射滤波片,倍频光可实现约 5 nm 的调谐范围^[40]。

2006 年,Taek Kim 等人,采用 20W 的 808 nm 半导体激光器泵浦薄片式激光器,腔内倍频 LBO 晶体,得到 2W 的 460 nm 蓝光输出,其光-光转化效率(泵

浦光向倍频蓝光的转换效率)约为 10%^[41]。

2006 年, M. Jacquemet 等人采用 VECSEL 四镜'Z'型腔腔内倍频 KNbO₃ 晶体, 得到功率为 60 mW 的 501.5 nm 蓝光稳定单模输出^[42]。

2006 年, Wolf Seelert 等人采用 VECSEL 'V'型腔内倍频得到 15W 的 488 nm 的绿光和 7W 的 460 nm 蓝光输出, 其中 488 nm 倍频光的最大斜效率为 19%^[43]。

2007 年, M.JACQUEME 等人采用 VECSEL 'V'型腔, 腔内倍频 KNbO₃ 晶体得到 501.7 nm 可见光输出功率为 62 mW^[44]。

2007 年, Simone Hibich 等人采用 VECSEL 的'V'型腔腔内倍频 LBO 晶体产生波长范围为 545 nm~580 nm 的黄橙光, 其中当泵浦功率达到 30W 时, 575 nm 倍频光输出功率超过 8W, 其光-光转化效率约为 26.7%^[45]。

2007 年, Hamburg 大学用 VECSEL 的'V'型腔腔内倍频 KTP 晶体, 得到 220mW 的 529nm 的绿光连续输出, 其倍频转换效率为 52%^[46]。

2008 年, 北京工业大学的宋晏蓉和张鹏等人采用直腔腔内倍频 LBO 晶体, 得到 12 mW 的 540 nm 的绿光输出, 其倍频效率约为 30%^[47]。

2010 年 Alexander Hein 等人, 将用 BIBO(bismuth triborate 倍频 920 nm 得到 460 nm 的蓝光, 该光主要应用于显示, 试验结果为, 光-光转换效率高达 41.5%, 倍频效率达 14.5%。

2010 年, 我课题组张鹏和宋晏蓉实验测得 VECSEL 腔内倍频输出绿光的光束质量 M² 因子为 1.03^[48]。

自 1997 年 Kuznetsov 等人发表第一篇关于近瓦级的带有外腔反射的光泵半导体激光器 (OPSDL) ^[49], 该类激光器就引起广泛兴趣, 由于谐振腔结构简单, 且腔内循环功率高, 使得 OPSDLs 成为腔内倍频的理想对象^[50]。

1.2.3 薄片式半导体倍频激光器的主要应用

基于以上优点, 薄片式半导体激光器及其腔内倍频输出光有着不同的应用: 高功率且光束质量好的优点, 使其被应用于生物医学、化学传感等领域并可以作为其他激光器的泵浦源; 多瓦输出功率和衍射极限光束的特点, 使其成为应用于光纤-光学和自由空间交流, 激光打印, 激光投影显示, 材料加工, 外科医学和显微镜等应用领域的理想候选对象。

因半导体芯片的可输出 670 nm~5μm 的任意波长^[51], 其中 900 nm~1080 nm 波段, 倍频后得到 450 nm~540 nm 的绿蓝光可与固体激光器发射的 638 nm 的红光组合为红绿蓝 (RGB) 三基色, 应用于激光电视^[52]。

该激光器不仅具有光束质量好、波长可调谐、半导体芯片寿命长、腔内热透镜效应不明显^[53]等优点, 还由于其外形结构的特殊性(其中一输出镜为独立的),

因此可以在腔内增加调协元件, 获得锁模脉冲输出^{[54] [55]}、腔内倍频输出^[56]、压窄激光线宽^{[57][58]} 或波长调谐^[46]等效应。

薄片式半导体倍频激光器输出的绿光有很多应用, 诸如投影显示(projection display)、光存储、生物分析仪(bioanalytical instruments)^[59]。尽管蓝光可以采用 GaN 基底的半导体芯片直接得到, 但迄今为止, 直接发射绿光的半导体激光器研究尚无进展, 而薄片式倍频的绿光激光器因其波长可调谐, 光束质量好, 高转换效率及其他一些突出优点包括极低的振幅噪声和寿命长等, 使其具有很大的吸引力。

1.3 论文主要研究内容

第一章: 绪论。主要概述了课题研究意义及薄片式半导体倍频激光器的研究进展和应用等。

第二章: 倍频理论部分。主要介绍了基本的倍频理论及倍频晶体相位匹配原理, 并给出了单轴和双轴晶体的相位匹配角及有效非线性系数的计算方法。

第三章: 薄片式半导体倍频激光器实验部分。介绍了实验中所用半导体增益片的结构及发光原理; 使用了直腔和折叠腔两种腔型, 模拟计算了两种腔型的腔长和腰斑半径。实验分别在两种不同的腔型中, 分别用选定的三种倍频晶体(LBO, KTP, KN 晶体)进行了实验, 给出了基频光和倍频光的斜效率曲线、光-光转换效率, 并就实验结果进行讨论。

第四章: 半导体增益芯片的热管理。针对半导体增益芯片的两种散热方法作出数值模拟, 得出其在两种散热方法下的温度分布图。

第 2 章 倍频理论及晶体特性研究

1961 年, Frank 发现红宝石激光束通过石英时, 能够产生 2 倍于该光束频率的紫外光。从此非线性光学领域成为激光领域的研究热点之一。而倍频则是其中最基本、最典型、应用最为广泛的技术。温度、长度、基频光功率密度等各因素对倍频晶体转换效率的影响已经有比较深入的研究, 并有效地指导了倍频实验, 倍频输出功率不断提高^[60-62]。

2.1 倍频理论

2.1.1 倍频理论概述

二十世纪六十年代初期第一台激光器问世, 距今已经整整半个世纪, 它的应用已经遍及人类社会的每个角落, 在国防军事领域, 医学诊治领域以及科学研究领域, 它都发挥举足轻重的作用。激光技术的发展也导致一些新的学科分支的出现, 如激光医学, 冷原子物理, 非线性光学, 量子信息等。众所周知, 光在介质中的传播其实就是光与物质相互作用的过程。这个过程可以分为两部分: 介质对光的响应过程和介质对外辐射的过程。如果介质对光的响应为线性关系, 这种光学现象属于线性光学的范畴。当介质对光的响应为非线性关系, 光学现象属于非线性光学的范畴, 此时, 光在介质传播的过程中将会产生新的频率的光。

非线性光学理论通常采用光在介质中的极化强度来描述光与介质的相互作用。当入射光频率远离介质共振区或入射光比较弱时, 极化强度 P 与外光场电场强度 E 的关系可采用下面的级数形式:

$$\begin{aligned} P &= \varepsilon_0 \chi^{(1)} \cdot E + \varepsilon_0 \chi^{(2)} : EE + \varepsilon_0 \chi^{(3)} : EEE + \dots \\ &= P^{(1)} + P^{(2)} + P^{(3)} + \dots \end{aligned} \quad (2-1)$$

式 (1-1) 中, $\chi^{(1)}$ 是一阶极化率或线性极化率; $\chi^{(2)}$ 是二阶极化率; $\chi^{(3)}$ 是三阶极化率。与第一项有关的称为线性光学效应, 与第二项有关的称为二阶非线性光学效应, 与第三项有关的称为三阶非线性光学效应。

倍频过程, 是激光出现后被发现的第一个非线性光学效应, 尽管当时倍频效率很低, 但是实验仍然具有开创性意义。倍频又称二次谐波产生, 如图 2-1 所示, 频率为 ω_1 的单色平面波通过长度为 L 的非线性光学晶体, 产生频率为 $2\omega_1$ 倍频光。它是一种二阶非线性光学效应。

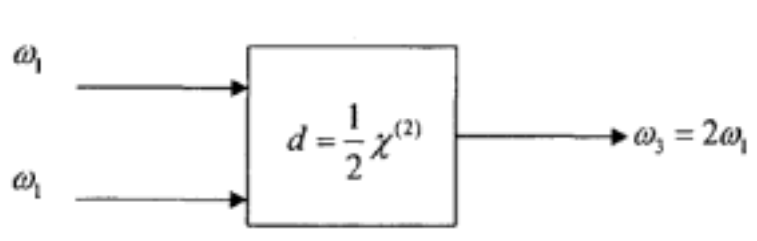


图 2-1 倍频示意图

Fig. 2-1 Schematic of SHG

倍频技术使我们可以获得更短波长的激光，例如 1.064 μm 倍频产生 532 nm 的绿光^{[63][64]}；852 nm 倍频可以产生 426nm 的蓝光^{[65][66]}，大大开拓了激光在光谱技术中的应用范围，另外在激光存储，激光医疗，激光加工等领域都具有重要意义。本文实验中，我们分别利用非线性倍频晶体，将波长为 1030 nm 的基频光的，倍频得到 515 nm 的绿光，该波段可用于激光电视和投影显示等领域。

2.1.2 耦合波方程

由光的电磁理论可知，光波是光频电磁波，我们研究光与介质相互作用主要是电场与介质的相互作用。

假定非线性介质是非磁性的、且无自由电荷，光在介质中的传播遵从 Maxwell 方程组：

$$\begin{aligned}\nabla \times \vec{H} &= \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \\ \nabla \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}\end{aligned}\quad (2-1)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = 0$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0$$

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \epsilon \vec{E}\quad (2-2)$$

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$$

式中， E 和 H 分别为电场和磁场强度矢量； D 和 B 分别为电位移矢量和电磁感应强度矢量； ϵ_0 和 μ_0 分别为真空中介电常数和磁导率； ϵ 为介质的介电张量。

由式(2-1)和(2-2)可得：

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = -\mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2}\quad (2-3)$$

光在介质中传播时，由于电场的作用，将产生极化，介质的感应极化强度 P 包括线性项和非线性项两项之和，即：

$$\vec{P} = \vec{P}_L + \vec{P}_{NL} = \epsilon_0 \chi_L \vec{E} + \vec{P}_{NL}\quad (2-4)$$

而： $\varepsilon = \varepsilon_0 (1 + \chi_L)$ ，(2-3) 式变成：

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = -\mu_0 \varepsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}_{NL}}{\partial t^2} \quad (2-5)$$

利用矢量运算

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = \nabla(\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E} \quad (2-6)$$

得到

$$\nabla^2 \vec{E} = \mu_0 \varepsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}_{NL}}{\partial t^2} \quad (2-7)$$

在非线性效应中电场强度 \vec{E} 可以看做许多单色场的叠加

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \sum_n \vec{E}(\omega_n, \vec{r}) e^{-i\omega_n t} \quad (2-8)$$

相应地

$$\vec{P}_{NL}(\vec{r}, t) = \sum_n \vec{P}_{NL}(\omega_n, \vec{r}) e^{-i\omega_n t} \quad (2-9)$$

对应某一频率分量来说，其波动方程为：

$$\nabla^2 \vec{E}(\omega_n, \vec{r}) + \mu_0 \varepsilon \omega_n^2 \vec{E}(\omega_n, \vec{r}) = \mu_0 \omega_n^2 \vec{P}_{NL}(\omega_n, \vec{r}) \quad (2-10)$$

式(2-10)，在弱光作用下， $\vec{P}_{NL}(\vec{r}, t) = 0$ ，就过渡到线性波动方程。当 $\vec{P}_{NL}(\vec{r}, t) \neq 0$ 时，就是描述非线性介质中的光传播的波动方程。我们假定光波沿 z 方向传播，将电场强度与极化强度按频率的傅里叶分量展开：

$$\vec{E}(z, t) = \frac{1}{2} \left(\sum_n \vec{E}(z, \omega_n) \exp[i(\vec{k}_n \cdot z - \omega_n t)] + c.c. \right) \quad (2-11)$$

$$\vec{P}_{NL}(z, t) = \frac{1}{2} \left(\sum_n \vec{P}_{NL}(z, \omega_n) \exp[i(\vec{k}_n \cdot z - \omega_n t)] + c.c. \right) \quad (2-12)$$

(2-10) 式变形为：

$$\frac{\partial^2 \vec{E}(\omega_n, z)}{\partial z^2} + \mu_0 \varepsilon \omega_n^2 \vec{E}(\omega_n, z) = \mu_0 \omega_n^2 \vec{P}_{NL}(\omega_n, z) \quad (2-13)$$

采用慢变化近似：

$$\vec{E}(\omega_n, z) = \vec{e}_n \vec{E}_n \exp(-ik_n z) \quad (2-14)$$

\vec{e}_n 表示光电场振动方向的单位矢量。将上式代入(2-13)，并且略去 $d^2 \vec{E}(\omega_n, z)/dz^2$ ，可以得到描述电磁波在非线性介质内的耦合波方程：

$$\frac{dE_n(z)}{dz} = \frac{i\mu_0\omega_n^2}{2k_n} \bar{e}_n \bar{P}_{NL}(\omega_n, z) \exp(-ik_n z) \quad (2-15)$$

二阶非线性极化引起的三波混频是指两个频率不同的单色光同时进入非线性介质中产生和频与差频的效应。当入射 ω_1 和 ω_2 时, 二阶非线性极化作用将产生频率 $\omega_3=\omega_1+\omega_2$ 的光场, 对应和频过程。在三波混频过程中, 任何一对光波所感应的非线性极化强度复振幅为:

$$\begin{aligned} \bar{P}^{(2)}(\omega_1) &= 2\varepsilon_0\chi^{(2)}(\omega_3, -\omega_2) : \bar{E}(\omega_3, z)\bar{E}(\omega_2, z) \\ \bar{P}^{(2)}(\omega_2) &= 2\varepsilon_0\chi^{(2)}(\omega_3, -\omega_1) : \bar{E}(\omega_3, z)\bar{E}(\omega_1, z) \\ \bar{P}^{(2)}(\omega_3) &= 2\varepsilon_0\chi^{(2)}(\omega_3, \omega_2) : \bar{E}(\omega_1, z)\bar{E}(\omega_2, z) \end{aligned} \quad (2-16)$$

三个频率为 $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ 的光电场复振幅 $E(\omega_1, z), E(\omega_2, z), E(\omega_3, z)$ 满足微分方程为:

$$\begin{aligned} \frac{dE(\omega_1, z)}{dz} &= \frac{i\mu_0\omega_1^2}{2k_1} \bar{e}_1 \cdot \bar{P}_{NL}(\omega_1, z) \exp(-ik_1 z) \\ \frac{dE(\omega_2, z)}{dz} &= \frac{i\mu_0\omega_2^2}{2k_2} \bar{e}_2 \cdot \bar{P}_{NL}(\omega_2, z) \exp(-ik_2 z) \\ \frac{dE(\omega_3, z)}{dz} &= \frac{i\mu_0\omega_3^2}{2k_3} \bar{e}_3 \cdot \bar{P}_{NL}(\omega_3, z) \exp(-ik_3 z) \end{aligned} \quad (2-17)$$

式中 $\bar{P}_{NL}(\omega_n, z)$ 为

$$\begin{aligned} \bar{P}_{NL}(\omega_1, z) &= 2\varepsilon_0\chi^{(2)}(\omega_3, -\omega_1) : \bar{e}_3 \bar{e}_2 E_3(\omega_3, z) E_2^*(\omega_2, z) \exp[i(k_3 - k_2)z] \\ \bar{P}_{NL}(\omega_2, z) &= 2\varepsilon_0\chi^{(2)}(\omega_3, -\omega_2) : \bar{e}_3 \bar{e}_1 E_3(\omega_3, z) E_1^*(\omega_1, z) \exp[i(k_3 - k_1)z] \\ \bar{P}_{NL}(\omega_3, z) &= 2\varepsilon_0\chi^{(2)}(\omega_3, \omega_2) : \bar{e}_1 \bar{e}_2 E_2(\omega_2, z) E_1^*(\omega_1, z) \exp[i(k_1 + k_2)z] \end{aligned} \quad (2-18)$$

利用式 (2-13), (2-15) - (2-17) 可得到三波耦合波方程:

$$\begin{aligned} \frac{dE_1(\omega_1, z)}{dz} &= i \frac{\omega_1^2}{k_1 c^2} \chi_{eff} E_3(\omega_3, z) E_2^*(\omega_2, z) \exp(-i\Delta k z) \\ \frac{dE_2(\omega_2, z)}{dz} &= i \frac{\omega_2^2}{k_2 c^2} \chi_{eff} E_3(\omega_3, z) E_1^*(\omega_1, z) \exp(-i\Delta k z) \\ \frac{dE_3(\omega_3, z)}{dz} &= i \frac{\omega_3^2}{k_3 c^2} \chi_{eff} E_1(\omega_1, z) E_2^*(\omega_2, z) \exp(-i\Delta k z) \end{aligned} \quad (2-19)$$

$$\Delta k = k_3 - k_1 - k_2$$

其中：

$$\begin{aligned}\chi_{eff}^{(2)} &= \chi^{(2)}(\omega_1, \omega_2); \vec{e}_3 \vec{e}_1 \vec{e}_2 \\ &= \chi^{(2)}(\omega_3, -\omega_2); \vec{e}_1 \vec{e}_3 \vec{e}_2 \\ &= \chi^{(2)}(\omega_3, -\omega_1); \vec{e}_2 \vec{e}_3 \vec{e}_1\end{aligned}\quad (2-20)$$

如果介质对频率 ω_1 、 ω_2 和 ω_3 的光无损耗， $\chi^{(2)}(\omega_1, \omega_2)$ 、 $\chi^{(2)}(\omega_3, -\omega_2)$ 、 $\chi^{(2)}(\omega_3, -\omega_1)$ 都是实数，考虑到克莱曼 (Kleinman) 的完全对易对称性，上述这三个极化率是相等的，即对于确定的介质和偏振它们是一个常数，简称为 χ_{eff} 。

以上这组方程给出了介质中三光波互相耦合时光电场强度的变化关系，式中 $k_1=2\pi n_1/\lambda_1$ ， $k_2=2\pi n_2/\lambda_2$ ， $k_3=2\pi n_3/\lambda_3$ ， n_1 ， n_2 ， n_3 分别是相应频率介质的折射率， $k=k_3-k_2-k_1$ ，称为相位失配因子。如果 $k=0$ ，相当于三光波动量守恒，则称三光波相互作用是相位匹配的。

2.2 倍频效应

频率为 ω_1 的单色平面波通过长度为 L 的非线性光学晶体，产生频率为 $\omega_2=2\omega_1$ 的倍频光，分为两种情况：一类为倍频过程中基频光功率的消耗可以忽略的低转换倍频效率的情况（小信号近似）；另一种为倍频效率较高，基频光功率的消耗不可忽略^[66]。

倍频时，频率为 ω 的光波称为基波，频率为 2ω 的光波称为倍频波或者二次谐波。倍频的光功率密度为：

$$|I_{2\omega}| = \frac{8\pi^2 L^2 d_{eff}^2}{n_{\omega}^2 n_{2\omega} \lambda_{\omega}^2 c \varepsilon_0} |I_{\omega}|^2 \left[\sin\left(\frac{\Delta k L}{2}\right) / \frac{\Delta k L}{2} \right]^2 \quad (2-21)$$

式中， d_{eff} 为有效非线性系数， L 为晶体长度， n_{ω} ， $n_{2\omega}$ 分别为基频光和倍频光的折射率， c 为正空气中的光速， ε_0 为真空中的介电常数。

用输出的倍频光功率密度 $|I_{2\omega}|$ 与基频光功率密度 $|I_{\omega}|$ 之比表征转换效率，则

$$\eta_{SHG} = \frac{|I_{2\omega}|}{|I_{\omega}|} = \frac{8\omega_1^2 L^2 d_{eff}^2}{n_{\omega}^2 n_{2\omega} \lambda_{\omega}^2 c \varepsilon_0 \pi w_0} |I_{\omega}| \sin^2(\Delta k L / 2) \quad (2-22)$$

其中 w_0 为倍频光束腰处的腰斑半径，由上可得结论：

(1) 当因子 $\sin\left(\frac{\Delta k L}{2}\right) / \frac{\Delta k L}{2} = 1$ 时，倍频波光功率与基波功率的平方成正比；

当基波功率一定时，它与非线性晶体的长度的平方 L^2 和有效非线性系数的平方

$(d_{eff})^2$ 成正比。

(2) 在非相位匹配情况下 ($\Delta k \neq 0$)，倍频光强呈周期性的变化，当条件 $L_c \Delta k = \pi$ 满足时有极大值， L_c 为晶体相干长度。当相互作用超过一个相干长度时，倍频光强下降，在这种情况下使用更长的介质是没用的。只有当 $\Delta k = 0$ ，满足相位匹配条件时，函数 $\sin(\Delta k L/2) = 1$ 取最大值，倍频光强随介质的长度成平方关系，可以得到最高有效的倍频转换。

(3) 倍频转换效率不仅取决于基频光的功率，更重要的是取决于与介质中基频光的强度，为了提高 η 有必要采用聚焦或者是压窄线宽以提高基频光的强度。

2.3 非线性晶体的选择

在非线性晶体的选择上，高效率的倍频晶体的选择不仅取决于晶体自身的非线性系数，而且取决于相位匹配情况和晶体的光学损坏特性。到目前为止，腔内倍频的绿光 SDLs 已经报道到的有 $501\text{nm}^{[67]}$ ， $505\text{nm}^{[68]}$ ， $520\text{nm}^{[69]}$ ， $529\text{nm}^{[70]}$ ， $532\text{nm}^{[71]}$ 和 $535\text{nm}^{[72]}$ 的波长输出，它们分别是用 $\text{KNbO}_3^{[67]}$ ， $\text{BIBO}(\text{BiB}_3\text{O}_6)^{[69][70]}$ ， $\text{BBO}(\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4)^{[72]}$ ，和 $\text{LBO}(\text{LiB}_3\text{O}_5)^{[71]}$ 作为非线性晶体的。其中，从基频光到倍频光的转换效率最高达到 $52\%^{[70]}$ ，从泵浦光到倍频光的转换效率达 $27\%^{[72]}$ 。

在上述所列的常用于薄片式激光器腔内倍频的所有非线性晶体中， KNbO_3 具有高达 12.3pm/V 的有效非线性系数而被广泛的用于蓝光和绿光倍频激光器中，但它的可接受光谱线宽只有 $0.27\text{nm}\cdot\text{cm}$ ，可接受角也小到 $0.028\text{mrad}\cdot\text{cm}$ ，其可接受温度相对来说也很小，只有 $0.29\text{K}\cdot\text{cm}$ 。所以 KNbO_3 是薄片式半导体腔内倍频的较合适的晶体。

BIBO 透过范围在 $300\text{nm}-2500\text{nm}$ ，相位匹配范围在 $542\text{nm}-3000\text{nm}$ ，且有较大的有效非线性系数 3.2pm/V ，也是一种良好的腔内倍频晶体。因为半导体激光器的波长和容易发生漂移，而 BIBO 又正好具有较宽的可接受光谱宽度 ($1.12\text{nm}\cdot\text{cm}$)，所以 BIBO 比较适合用于在半导体激光器的腔内倍频中。 BIBO 最主要的缺点就是它的走离角比较大，对 1064nm 波长为 25.6mrad 。

BBO 的有效非线性系数约为 2.14pm/V ，但它的接受角较小，仅 $0.03\text{mrad}\cdot\text{cm}$ ，而相比较而言， BBO 的走离角又较大，对 1064nm 波长为 55.99mrad ，所以，要获得较高的倍频效率的话，基频光的光束质量要求就必须很高，即基频光应有比较理想的窄线宽。

$\text{KTP}(\text{KTiOPO}_4)$ 透光范围在 $350\text{nm}-4500\text{nm}$ ，其相位匹配范围在 $994\text{nm}-3400\text{nm}$ 之间，有较大的非线性系数 3.3pm/V ，和较小的走离角 4.5mrad ，因而也是一种可用于倍频 SDLs 的非线性晶体。 KTP 的主要缺点是其接受线宽较小，

为 $0.61 \text{ nm}\cdot\text{cm}$, 且该晶体易潮解, 使用后续立即放入干燥皿内。

非线性晶体 LBO 是上世纪 80 年代末由我国著名科学家陈创天等人发现^[73]的, 目前世界范围内使用最为广泛的非线性晶体之一。LBO 晶体具有较高的光学损伤阈值 ($18.9 \text{ GW}\cdot\text{cm}^{-2}$)^[74], 较大的接受线宽 ($3.76 \text{ nm}\cdot\text{cm}$), 较大的接受角 ($1.79 \text{ mrad}\cdot\text{cm}$), 较小的走离角 (7.21 mrad), 和中等适度的有效非线性系数 (约 1.15 pm/V)。特别是其大的接受线宽, 非常适合在半导体倍频激光器中的应用。是一种性能优异的非线性晶体^[75]。LBO 的透过波长在 155 nm - 3200 nm 范围, 其相位匹配波长处于 554 nm - 2600 nm 之间。对于高平均功率激光的应用来说, 它的吸收系数较低, 在 $1.319 \mu\text{m}$, $1.064 \mu\text{m}$ 和 $0.589 \mu\text{m}$ 的吸收系数分别为 $1.2\times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$, $1.8\times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$, $1.7\times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$, 较低的光学吸收系数将产生较小的热梯度。LBO 晶体已被广泛地用于商业化的绿光倍频激光器中。所以, 综合考虑到影响倍频过程的各个因素, 我们选用 LBO 的 I 类相位匹配作为本论文倍频的非线性晶体来使用。

因为 1030 nm 和 1064 nm 属于同一波段, 且 1064 nm 为经典波长, 所以我们对 1064 nm 波长的集中晶体的参数进行比较, 如表 2-1 所示。

表 2-1 倍频晶体常用的参数, 波长为 1064 nm ^[76]

Table 2-1 Parameters of nonlinear crystal used in frequency-double SDLs at 1064 nm wavelength

晶体	相位匹配类型	有效非线性系数 (pm/V)	可接受带宽($\text{nm}\cdot\text{cm}$)	可接受角 ($\text{mrad}\cdot\text{cm}$)	可接受温度 $\text{K}\cdot\text{cm}$	走离角 mrad
LBO		1.15	3.76	1.79	3.2	7.21
KTP		3.3	0.61	1.82	24	4.5
BBO		2.14	1.96	0.03	51	55.99
KNbO ₃		12.3	0.27	0.028	0.29	52.67
BIBO		3.2	1.12	0.07	2.17	25.6

综上所述对晶体的比对, 本实验中我们选用 LBO 晶体, KTP 晶体和 KN 晶体作为倍频非线性晶体。

2.4 倍频晶体相位匹配角及有效非线性系数计算

由(2-22)式可知, 二次谐波只有在最佳相位匹配条件下才能获得最大效率。所谓最佳相位匹配条件, 是指使得有效非线性光学系数 d_{eff} 的平方取最大值的相位匹配条件, 因此要确定最佳相位匹配条件, 必须首先确定出最佳相位匹配角。

2.4.1 单轴晶体相位匹配角及有效非线性系数计算

二次谐波产生过程中，因为 $k=2k_\omega-k_{2\omega}=\omega(n_\omega-n_{2\omega})/c$ ，即当 $n_\omega=n_{2\omega}$ 时，实现相位匹配，对于一般光学介质而言， $n_{2\omega}>n_\omega$ ，利用各向异性晶体的双折射特性，并使基波与倍频波有不同的偏振态，可以得到 $n_{2\omega}=n_{\omega_0}$ 。以单轴晶体为例子 o 光和 e 光在晶体中传播时，折射率关系为：

$$n_e(\theta) = \frac{n_o n_e}{\sqrt{n_o^2 \sin^2(\theta) + n_e^2 \cos^2(\theta)}} \quad (2-23)$$

图 2-2 画出了负单轴晶体($n_o=n_e$)的 o 光及 e 光的折射率对角度的依赖情况，下表 ω 和 2ω 分别表示对应的是基频光和倍频光。 θ_{pm} 是相位匹配角，光在晶体中沿此方向传播时，即满足相位匹配条件。

由表 2-2 可知单轴晶体 类相位匹配角为^[77]：

$$\theta_{mp}^{I\text{负}} = \arcsin \left[\left(\frac{n_e^{2\omega}}{n_o^{2\omega}} \right) \frac{(n_o^\omega)^2 - (n_e^\omega)^2}{(n_o^{2\omega})^2 - (n_e^{2\omega})^2} \right]^{1/2} \quad o + o \rightarrow e$$

$$\theta_{mp}^{II\text{正}} = \arcsin \left[\left(\frac{n_e^\omega}{n_o^{2\omega}} \right) \frac{(n_o^\omega)^2 - (n_e^{2\omega})^2}{(n_o^\omega)^2 - (n_e^\omega)^2} \right]^{1/2} \quad e + e \rightarrow o$$

单轴晶体 类相位匹配角为：

$$\theta_{mp}^{III\text{正}} = \arcsin \left\{ \frac{[n_o^\omega / (2n_o^{2\omega} - n_e^\omega)]^2 - 1}{(n_o^\omega / n_e^\omega)^2 - 1} \right\}^{1/2} \quad o + e \rightarrow o$$

$$\theta_{mp}^{IV\text{负}} = \arcsin \left\{ \frac{[2n_o^{2\omega} / n_e^{2\omega} + n_o^\omega]^2 - 1}{(n_o^{2\omega} / n_e^{2\omega})^2 - 1} \right\}^{1/2} \quad e + o \rightarrow e$$

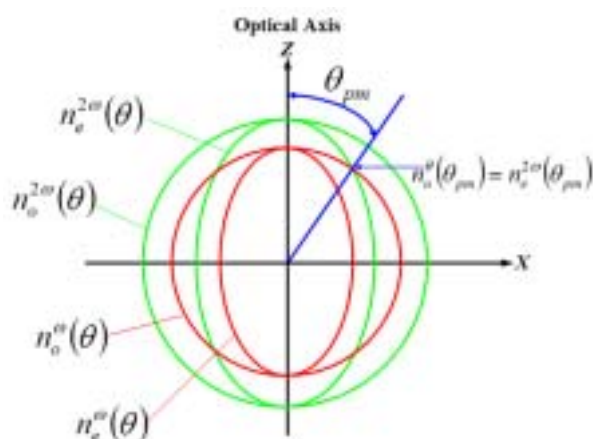


图 2-2 负单轴晶体折射率对角度依赖关系及角度相位匹配示意图

Fig.2-2 Schematic of the angular dependent refractive indices and the angle phase-matching for a negative uniaxial crystal

表 2-2 单轴及双轴晶体的相位匹配条件

Table 2-2 The phase-matching conditions of uniaxial and biaxial crystal

晶体类型	第 类相位匹配		第 类相位匹配	
	偏振性质	相位匹配条件	偏振性质	相位匹配条件
正单轴晶体	$e + e \rightarrow o$	$n_e^\omega(\theta_{mp}) = n_o^{2\omega}$	$o + e \rightarrow o$	$\frac{1}{2}[n_o^\omega + n_e^\omega(\theta_{mp})] = n_o^{2\omega}$
负单轴晶体	$o + o \rightarrow e$	$n_o^\omega = n_e^{2\omega}(\theta_{mp})$	$e + o \rightarrow e$	$\frac{1}{2}[n_e^\omega(\theta_{mp}) + n_o^\omega] = n_e^{2\omega}(\theta_{mp})$
双轴晶体	$s + s \rightarrow f$	$n_1^s(\theta_{mp}) = n_2^f(\theta_{mp})$	$s + f \rightarrow f$	$n_1^s(\omega_1) + n_1^f(\omega_1) = 2n_2^f(\omega_2)$

以上为单轴晶体相位匹配角公式，双轴晶体的折射率在三个晶轴方向上都是变化的，其相位匹配角的计算较为复杂，其相位匹配角及有效非线性系数的计算将在 2.4.2 详细介绍。

晶体的有效非线性系数公式由参考书[66]可查的：

$$d_{ijk}(\lambda) = \varepsilon_0 \{ [n_i(\lambda_3)]^2 - 1 \} \{ [n_j(\lambda_2)]^2 - 1 \} \{ [n_k(\lambda_1)]^2 - 1 \} \delta_{ijk}$$

式中： δ_{ijk} 为常系数，不随波长而变； n_i, n_j, n_k 为相应波长的主轴折射率。若已知常系数 δ_{ijk} ，将参与非线性相互作用的三个光波长所对应的主轴折射率代入上式，可得到倍频极化系数 $d_{ijk}(\lambda)$ ；反之，若已知某一波长下的 $d_{ijk}(\lambda)$ ，代入上式，可求出常系数 δ_{ijk} 。

2.4.2 双轴晶体相位匹配角计算方法

由双轴晶体折射率方程，我们可以得到双轴晶体倍频 (SHG) 的相位匹配曲线 θ - φ 的方程组^[78-80]：

$$\frac{\sin^2 \theta \cdot \cos^2 \varphi}{n_1^{-2} - n_{1x}^{-2}} + \frac{\sin^2 \theta \cdot \sin^2 \varphi}{n_1^{-2} - n_{1y}^{-2}} + \frac{\cos^2 \theta}{n_1^{-2} - n_{1z}^{-2}} = 0 \quad (2-24.1)$$

$$\frac{\sin^2 \theta \cdot \cos^2 \varphi}{n_2^{-2} - n_{2x}^{-2}} + \frac{\sin^2 \theta \cdot \sin^2 \varphi}{n_2^{-2} - n_{2y}^{-2}} + \frac{\cos^2 \theta}{n_2^{-2} - n_{2z}^{-2}} = 0 \quad (2-24.2)$$

其中波矢 k 与 z 轴的夹角为 θ k 在 $yo z$ 平面的投影与 x 轴的夹角为 φ n_x, n_y, n_z 分别是光波在三个主轴上的折射率，下标 1, 2 分别对应基频光和倍频光，该方程组没有简单的线性解，可将其简化如下：

设

$$a = n_x^{-2}, b = n_y^{-2}, c = n_z^{-2} \quad (2-25)$$

$$B = -(b+c)\sin^2\theta\cos^2\varphi - (a+c)\sin^2\theta\sin^2\varphi - (a+b)\cos^2\theta \quad (2-26)$$

$$C = bc\sin^2\theta\cos^2\varphi + ac\sin^2\theta\sin^2\varphi + ab\cos^2\theta \quad (2-27)$$

$$x = n^{-2} \quad (2-28)$$

将 (2-25) 式~ (2-27) 式代入 (2-24) 式并化简得：

$$x^2 + Bx + C = 0$$

解得两个偏振方向的折射率为

$$n = \sqrt{2} / \sqrt{-B \pm \sqrt{B^2 - 4C}} \quad (2-29)$$

(2-29) 式中“+”表示快光 (f) 所对应的折射率，“-”表示慢光 (s) 对应的折射率。

对于 类相位匹配，由表 2-1 可知其基频和倍频光的偏振性质为： $s+s \rightarrow f$ ，即两束基频光为慢光，倍频光为快光。则波矢方向为 (θ, φ) ，频率为 ω_1 的基频光（慢光）和频率为 ω_2 的倍频光（快光）对应的折射率分别为：

$$\begin{aligned} n_1(\omega_1) &= \sqrt{2} / \sqrt{-B_1 - \sqrt{B_1^2 - 4C_1}} \\ n_2(\omega_2) &= \sqrt{2} / \sqrt{-B_2 + \sqrt{B_2^2 - 4C_2}} \end{aligned} \quad (2-30)$$

据波矢与频率和折射率之间的关系，双轴晶体 类相位匹配条件为：

$$2\omega_1 n_1(\omega_1) = \omega_2 n_2(\omega_2) \quad (2-31)$$

上式可简化为：

$$n_1(\omega_1) = n_2(\omega_2)$$

即：

$$1 / \sqrt{-B_1 - \sqrt{B_1^2 - 4C_1}} = 1 / \sqrt{-B_2 + \sqrt{B_2^2 - 4C_2}} \quad (2-32)$$

上式是关于 θ, φ 的复杂方程，难以求出解析解。对于已知的晶体，将 n_x, n_y, n_z 的数值及 (2-25) 式~ (2-27) 式带入 (2-32) 式，采用 MATLAB 模拟计算，得到双轴晶体 类相位匹配角 $\theta \sim \varphi$ 关系曲线。

对于 类相位匹配，由表 2-1 可知基频和倍频光的偏振模式为： $s+f \rightarrow f$ ，及两束基频光一快 (ω_1^f) 一慢 (ω_1^s)，倍频光为快光 (ω_2^f)，频率为 ω_1^f 的快基频光、频率为 ω_1^s 的慢基频光和频率为 ω_2^f 的快倍频光对应的折射率分别为：

$$\begin{aligned} n_1^f(\omega_1) &= \sqrt{2} / \sqrt{-B_1 + \sqrt{B_1^2 - 4C_1}} \\ n_1^s(\omega_1) &= \sqrt{2} / \sqrt{-B_1 - \sqrt{B_1^2 - 4C_1}} \\ n_2^f(\omega_2) &= \sqrt{2} / \sqrt{-B_2 + \sqrt{B_2^2 - 4C_2}} \end{aligned} \quad (2-33)$$

根据波矢与频率和折射率之间的关系，双轴晶体 II 类相位匹配条件为：

$$\omega_1^s n_1^s(\omega_1) + \omega_1^f n_1^f(\omega_1) = \omega_2^f n_2^f(\omega_2) \quad (2-34)$$

上式可简化为：

$$n_1^s(\omega_1) + n_1^f(\omega_1) = 2n_2^f(\omega_2)$$

即：

$$1/\sqrt{-B_1 - \sqrt{B_1^2 - 4C_1}} + 1/\sqrt{-B_1 + \sqrt{B_1^2 - 4C_1}} = 1/\sqrt{-B_2 + \sqrt{B_2^2 - 4C_2}} \quad (2-35)$$

将 n_x, n_y, n_z 及 (2-25) 式~ (2-27) 式代入 (2-35) 式，得到关于 θ, φ 的复杂方程，采用 MATLAB 模拟计算，可得到双轴晶体 II 类相位匹配角 $\theta \sim \varphi$ 关系曲线。

SHG 的有效非线性光学系数由下式给出^[81,82]

$$d_{eff} = \sum_{ijk} \alpha_i d_{ijk} \beta_j \gamma_k \quad (2-36)$$

式中 β, γ 为两基频光的单位偏振矢量， α 为倍频光的单位偏振矢量， d_{ijk} 为晶体的二阶非线性光学系数张量元素。考虑晶体的本征对易对称性和空间对称性，二阶非线性光学系数张量将退化为一个只有个别非零元素的矩阵 $[d_{ij}]_{3 \times 6}$ 。化简过程如下：

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & d_{113} & d_{131} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{223} & d_{232} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ d_{311} & d_{322} & d_{333} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2-37)$$

剩下七个不为 0 的分量。采用约化下表， $mm2$ 点群二阶非线性极化率张量的矩阵形式为：

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{24} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2-38)$$

若满足 Kleinman 交换对称性，有

$$d_{131} = d_{113} = d_{311} \quad , \quad d_{223} = d_{232} = d_{322} \quad (2-39)$$

或者

$$d_{15} = d_{31} \quad , \quad d_{24} = d_{32} \quad (2-40)$$

则满足 Kleinman 交换对称性时，则式 (2-38) 可化为：

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{31} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{32} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2-41)$$

由上可知， $mm2$ 点群双轴晶体的有效非线性极化张量矩阵也只有三个独立变量即：

$$d_{15} = d_{31} = d_{311}$$

$$d_{24} = d_{32} = d_{322}$$

$$d_{33} = d_{333}$$

由 (2-36) 式可以看出，要精确计算有效非线性光学系数 d_{eff} ，必须首先确定出单位矢量 α 、 β 和 γ 的精确表达式。

双轴晶体中，同一模式的电场强度矢量 E 和相应的电位移矢量 D 的方向一般并不相同，在介电主轴坐标中，二者之间的关系为

$$\begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{bmatrix} = \frac{1}{\epsilon_0} \begin{bmatrix} 1/n_1^2 & 0 & 0 \\ 0 & 1/n_2^2 & 0 \\ 0 & 0 & 1/n_3^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} D_1 \\ D_2 \\ D_3 \end{bmatrix} \quad (2-42)$$

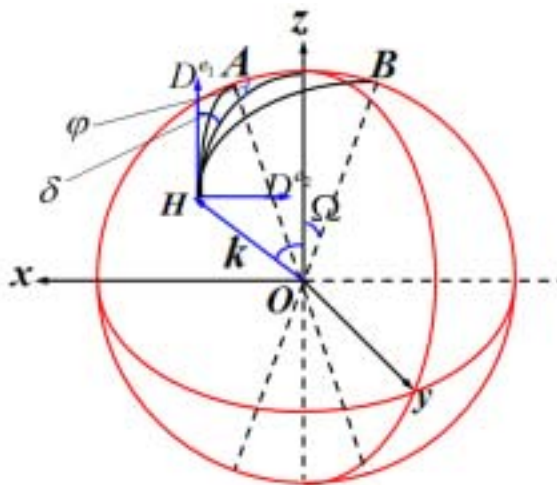


图 2-3 光波在双轴晶体中的波矢量与相应电位移矢量的方位关系示意图^[80]

Fig.2-3 Relation between k and D , when laser transmit in biaxial crystal.

(2-42) 式表明，只要确定出某一模式下光束的电位移矢量 D 沿三个介电主轴方向上的分量，就可以求出相应电场强度矢量 E ，从而确定出该光束的偏振方向。

图 2-3 中， OH 表示波矢量 k 的长度， OA 、 OB 为晶体的光轴 Ω 为光轴与 z 轴的夹角， δ 为慢光 e_l 的电位移矢量 D^{e_l} 与平面 HOz 之间的夹角。由 Biot-Fresnel 定理^[83]知，与波矢量垂直的是对应模式的电位移矢量 D ，而不是相应的电场强度

矢量 E , 且 D^{e1} 平分 OH 同光轴 OA , OB 组成的两个平面。由球面三角形的边角关系可得

$$\cot 2\delta = \frac{\cot^2 \Omega \sin^2 \theta - \cos^2 \theta \cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi}{\cos \theta \sin 2\varphi} \quad (2-43)$$

$$\tan \Omega = \pm \frac{n_3}{n_1} \sqrt{\frac{n_2^2 - n_1^2}{n_3^2 - n_2^2}} \quad (2-44)$$

D^{e1} 和 D^{e2} 在介电主轴坐标系可表示为

$$D^{e1} = \begin{pmatrix} \cos \theta \cos \varphi \cos \delta - \sin \varphi \sin \delta \\ \cos \theta \sin \varphi \cos \delta + \cos \varphi \sin \delta \\ -\sin \theta \cos \delta \end{pmatrix} D^{e1} = \begin{pmatrix} b_1^{e1} \\ b_2^{e1} \\ b_3^{e1} \end{pmatrix} D^{e1} = b^{e1} D^{e1} \quad (2-45)$$

$$D^{e2} = \begin{pmatrix} \cos \theta \cos \varphi \cos \delta - \sin \varphi \sin \delta \\ \cos \theta \sin \varphi \cos \delta + \cos \varphi \sin \delta \\ -\sin \theta \cos \delta \end{pmatrix} D^{e2} = \begin{pmatrix} b_1^{e2} \\ b_2^{e2} \\ b_3^{e2} \end{pmatrix} D^{e2} = b^{e2} D^{e2} \quad (2-46)$$

式中 b^{e1} 和 b^{e2} 分别为 D^{e1} 和 D^{e2} 的单位矢量, D^{e1} 和 D^{e2} 分别为 D^{e1} 和 D^{e2} 的模值。根据 (2-42), (2-45) 和 (2-46) 式来确定 E^{e1} , E^{e2} 在介电主轴坐标系中的表达式:

$$E^{e1} = \begin{pmatrix} E_1^{e1} \\ E_2^{e1} \\ E_3^{e1} \end{pmatrix} = \frac{1}{\epsilon_0} \begin{pmatrix} 1/n_1^2 & 0 & 0 \\ 0 & 1/n_2^2 & 0 \\ 0 & 0 & 1/n_3^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} b_1^{e1} \\ b_2^{e1} \\ b_3^{e1} \end{pmatrix} D^{e1} \quad (2-47)$$

$$E^{e2} = \begin{pmatrix} E_1^{e2} \\ E_2^{e2} \\ E_3^{e2} \end{pmatrix} = \frac{1}{\epsilon_0} \begin{pmatrix} 1/n_1^2 & 0 & 0 \\ 0 & 1/n_2^2 & 0 \\ 0 & 0 & 1/n_3^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} b_1^{e2} \\ b_2^{e2} \\ b_3^{e2} \end{pmatrix} D^{e2} \quad (2-48)$$

由 (2-47) 和 (2-48) 式确定 E^{e1} , E^{e2} 的单位矢量, 即光束的单位偏振矢量 a^{e1} , a^{e2} :

$$\bar{a}^{e1} = \frac{\bar{E}^{e1}}{E^{e1}} = \frac{1}{\sqrt{(b_1^{e1}/n_1^2)^2 + (b_2^{e1}/n_2^2)^2 + (b_3^{e1}/n_3^2)^2}} \begin{pmatrix} b_1^{e1}/n_1^2 \\ b_2^{e1}/n_2^2 \\ b_3^{e1}/n_3^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_1^{e1} \\ a_2^{e1} \\ a_3^{e1} \end{pmatrix} \quad (2-49)$$

$$\bar{a}^{e2} = \frac{\bar{E}^{e2}}{E^{e2}} = \frac{1}{\sqrt{(b_1^{e2}/n_1^2)^2 + (b_2^{e2}/n_2^2)^2 + (b_3^{e2}/n_3^2)^2}} \begin{pmatrix} b_1^{e2}/n_1^2 \\ b_2^{e2}/n_2^2 \\ b_3^{e2}/n_3^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_1^{e2} \\ a_2^{e2} \\ a_3^{e2} \end{pmatrix} \quad (2-50)$$

(2-49) 和 (2-50) 两式表明, 只要知道频率光在晶体中的主折射率, 便可确定出该频率下任意波矢 k 所对应的两个传播模式(e_1, e_2)的偏振方向。

不同频率的光波在晶体中的主折射率一般不同, 由 (2-43) - (2-50) 式可知,

基频光与倍频光在晶体中所对应的 Ω 及 δ 不同,进而导致相同模式(e_1 或 e_2)下基频光与倍频光偏振方向不同,即 $a(\omega)$ 与 $a(2\omega)$ 不同。

对于第 I 类相位匹配 ($e_1+e_1 \quad e_2$),即偏振方向相互平行的两基频光光束(二者均为慢光)相互作用产生二次谐波(快光),此时 $\alpha=a^{e_2}(2\omega)$, $\beta=a^{e_1}(\omega)$ 和 $\gamma=a^{e_1}(\omega)$, 则

$$d_{eff}^I(\theta, \varphi) = (a_i^{e_2}(2\omega))^T [d_{ij}] \times (a_j^{e_1}(\omega) a_k^{e_1}(\omega)) \quad (2-51)$$

$$(a_j^{e_1}(\omega) a_k^{e_1}(\omega)) = \begin{pmatrix} a_1^{e_1}(\omega) a_1^{e_1}(\omega) \\ a_2^{e_1}(\omega) a_2^{e_1}(\omega) \\ a_3^{e_1}(\omega) a_3^{e_1}(\omega) \\ 2a_2^{e_1}(\omega) a_3^{e_1}(\omega) \\ 2a_1^{e_1}(\omega) a_3^{e_1}(\omega) \\ 2a_1^{e_1}(\omega) a_2^{e_1}(\omega) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_{11} \\ A_{12} \\ A_{13} \\ A_{14} \\ A_{15} \\ A_{16} \end{pmatrix} \quad (2-52)$$

对于第 II 类相位匹配 ($e_1+e_2 \quad e_2$),即偏振方向相互垂直的两基频光(慢光+快光)相互作用产生二次谐波(快光),此时 $\alpha=a^{e_2}(2\omega)$, $\beta=a^{e_1}(\omega)$ 和 $\gamma=a^{e_2}(\omega)$, 则

$$d_{eff}^{II}(\theta, \varphi) = (a_i^{e_2}(2\omega))^T [d_{ij}] (a_j^{e_1}(\omega) a_k^{e_2}(\omega)) \quad (2-53)$$

$$(a_j^{e_1}(\omega) a_k^{e_2}(\omega)) = \begin{pmatrix} a_1^{e_1}(\omega) a_1^{e_2}(\omega) \\ a_2^{e_1}(\omega) a_2^{e_2}(\omega) \\ a_3^{e_1}(\omega) a_3^{e_2}(\omega) \\ a_2^{e_1}(\omega) a_3^{e_2}(\omega) + a_3^{e_1}(\omega) a_2^{e_2}(\omega) \\ a_1^{e_1}(\omega) a_3^{e_2}(\omega) + a_3^{e_1}(\omega) a_1^{e_2}(\omega) \\ a_1^{e_1}(\omega) a_2^{e_2}(\omega) + a_2^{e_1}(\omega) a_1^{e_2}(\omega) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_{21} \\ A_{22} \\ A_{23} \\ A_{24} \\ A_{25} \\ A_{26} \end{pmatrix} \quad (2-54)$$

根据 (2-51) - (2-54) 式,可以精确地计算出双轴晶体中任意相位匹配条件下的有效非线性光学系数,进而可以确定出相应的最佳相位匹配方向。

或者,同 2.4.1 中因倍频极化系数是波长的函数,不同的光波长,对应于不同的倍频极化系数数值,它们之间的关系满足 Miller 规则^[66]:

$$d_{ijk}(\lambda) = \varepsilon_0 (n_i(\lambda_3)^2 - 1)(n_j(\lambda_2)^2 - 1)(n_k(\lambda_1)^2 - 1) \delta_{ijk} \quad (2-55)$$

式中: δ_{ijk} 为常系数,不随波长而变; n_i, n_j, n_k 为相应波长的主轴折射率。若已知常系数 δ_{ijk} , 将参与非线性相互作用的三个光波长所对应的主轴折射率代入上式,可得到倍频极化系数 $d_{ijk}(\lambda)$; 反之,若已知某一波长下的 $d_{ijk}(\lambda)$, 代入上式,可求出常系数 δ_{ijk} 。

将 (2-30) 式带入 (2-55) 式,亦可得出 I 类相位匹配下有效非线性系数 d_{eff}

与相位匹配角 θ 间的关系；同理，将 (2-33) 式带入 (2-55) 式，亦可得到 II 类相位匹配下有效非线性系数 d_{eff} 与相位匹配角 θ 之间的关系。

2.4.3 LBO 晶体 I 类相位匹配

LiB_3O_5 (三硼酸锂)，简称 LBO 晶体，正交晶系， $mm2(C_{2v})$ 点群，负光性双轴晶体。不潮解，透明波段 $0.165\sim 3.2\ \mu\text{m}$ ，满足倍频角度相位匹配条件的基频光波长范围：I 类相位匹配 $0.555\sim 3.2\ \mu\text{m}$ ^[71]。主轴 X, Y, Z ($n_x < n_y < n_z$) 分别与结晶轴 a, c, b 平行。该晶体的折射率系数与波长的关系即最佳 Sellmeier 色散方程为 (λ 以 μm 为单位， $T=293\text{K}$)^[85]：

$$\begin{cases} n_x^2 = 2.4542 + \frac{0.01125}{\lambda^2 - 0.01135} - 0.01388\lambda^2 \\ n_y^2 = 2.5390 + \frac{0.01277}{\lambda^2 - 0.01189} - 0.01849\lambda^2 + 4.3025 \times 10^{-5}\lambda^4 - 2.9131 \times 10^{-5}\lambda^6 \\ n_z^2 = 2.5865 + \frac{0.01310}{\lambda^2 - 0.01223} - 0.01862\lambda^2 + 4.5778 \times 10^{-5}\lambda^4 - 3.2526 \times 10^{-5}\lambda^6 \end{cases}$$

由上式计算得出，当 $\lambda=1.03\ \mu\text{m}$ 时，

$$\begin{aligned} n_x &= 1.5650 \\ n_y &= 1.5911 \\ n_z &= 1.6060 \end{aligned} \quad (2-56)$$

当 $\lambda=0.515\ \mu\text{m}$ 时，

$$\begin{aligned} n_x &= 1.5794 \\ n_y &= 1.6076 \\ n_z &= 1.6227 \end{aligned} \quad (2-57)$$

取光学主轴坐标系并按一般习惯约定三个主折射率满足 $n_x < n_y < n_z$ ，将 (2-36) (2-57) 及 (2-25) ~ (2-27) 式带入 (2-24) 式，可得到 θ - φ 的关系曲线如图 2-3 所示。

在相位匹配条件下，求解使有效非线性系数 d_{eff} 达到最大值的条件，忽略光波离散效应，LBO 晶体在 I 类相位匹配时的有效非线性系数可表示为^[63]

$$d_{eff} = (\vec{a}_i \cdot \vec{d}_{ijk})(\vec{a}_j \cdot \vec{a}_k) \quad (2-58)$$

式中： d_{ijk} 为晶体的有效非线性极化张量矩阵； a_i 为倍频光电位移矢量； a_j, a_k 为两束基频光并矢。

或者，由 LBO 在 I 类相位匹配时，其有效非线性系数为

$$d_{eff}^1 = d_{32} \cos \varphi = d_{322} \cos \varphi$$

由 (2-55) 式可知

$$d_{322}(\lambda) = \varepsilon_0(n_2(\lambda_2)^2 - 1)(n_1(\lambda_1)^2 - 1)(n_1(\lambda_1)^2 - 1)\delta_{32} \quad (2-59)$$

从计算结果可以看出,在基频光波长为 1030 nm 时,LBO 晶体 I 类角度相位匹配 θ 第一象限的范围约为 $32^\circ \sim 90^\circ$, φ 第一象限的范围约为 $0^\circ \sim 29^\circ$,其它区域不满足相位匹配条件。

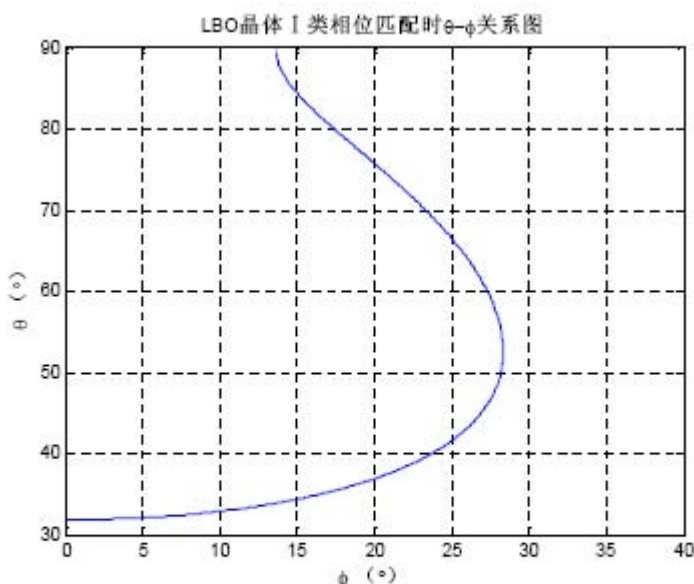


图 2-4 LBO 晶体 I 类相位匹配 θ - φ 曲线

Fig. 2-4 θ - φ figures of LBO at type I phase matching condition.

LBO 晶体在 XOY 主平面上的有效非线性系数的表达式(Kleinman 对称条件成立时, $d_{15}=d_{31}$ 和 $d_{24}=d_{32}$)^[86]:

$$d_{\text{ssf}} = d_{32} \cos \varphi \quad (2-60)$$

在 XOY 主平面上入射角 $\theta=90^\circ$, 由图 2-1 可得: 当 $\theta=90^\circ$ 时, $\varphi=13.6^\circ$, 即 LBO 晶体在 1030 nm 处一类相位匹配的最佳相位匹配角为:

$$\begin{cases} \theta = 90^\circ \\ \varphi = 13.6^\circ \end{cases} \quad (2-61)$$

由表 2-3 查的对应的 Miller 系数:

$$\delta_{32} = -0.036 \text{ m}^2/\text{c}$$

$$\varepsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \text{ F/m} \quad (2-62)$$

将 (2-61), (2-62) 式带入 (2-60) 式, 可得 LBO 晶体 I 类相位匹配下的最佳有效非线性系数为:

$$d_{eff}^1 = 1.2197 \times 10^{-12} \text{ m/V}$$

2.4.4 KTP 晶体 II 类相位匹配

KTiOPO₄ (磷酸氧钛钾), 简称 KTP 晶体, 正交晶系, $mm2(C_{2v})$ 点群, 正光性双轴晶体。透明波段 0.35~4.5 μm , 满足倍频相位匹配条件的基频光波长范围: I 类相位匹配 0.7~4.5 μm ; II 类相位匹配 0.994~4.5 μm 。

在 0.43~3.54 μm 范围内熔盐法生长 KTP 的最佳 Sellmeier 色散方程(λ 以 μm 为单位, $T=293\text{K}$) [87]:

$$\begin{cases} n_x^2 = 3.29100 + \frac{0.04140}{\lambda^2 - 0.03978} + \frac{9.35522}{\lambda^2 - 31.45571} \\ n_y^2 = 3.45018 + \frac{0.04341}{\lambda^2 - 0.04597} + \frac{16.98825}{\lambda^2 - 39.43799} \\ n_z^2 = 4.59423 + \frac{0.06206}{\lambda^2 - 0.04763} + \frac{110.80672}{\lambda^2 - 86.12171} \end{cases}$$

当 $\lambda=1.03\mu\text{m}$ 时, 由上式可求得 KTP 晶体三个主轴上的折射率为:

$$\begin{aligned} n_x &= 1.7409 \\ n_y &= 1.7491 \\ n_z &= 1.8309 \end{aligned} \quad (2-63)$$

当 $\lambda=0.515\mu\text{m}$ 时,

$$\begin{aligned} n_x &= 1.7827 \\ n_y &= 1.7940 \\ n_z &= 1.8926 \end{aligned} \quad (2-64)$$

对于 II 类相位匹配有 $s+f \rightarrow f$, 根据波矢与频率和折射率之间的关系, 双轴晶体 II 类相位匹配条件为:

$$\omega_1^s n_1^s(\omega_1) + \omega_1^f n_1^f(\omega_1) = \omega_2^f n_2^f(\omega_2) \quad (2-65)$$

其中

$$\begin{aligned}
n_1^s(\omega_1) &= \sqrt{2} / \sqrt{-B_1 - \sqrt{B_1^2 - 4C_1}} \\
n_1^f(\omega_1) &= \sqrt{2} / \sqrt{-B_1 + \sqrt{B_1^2 - 4C_1}} \\
n_2^f(\omega_2) &= \sqrt{2} / \sqrt{-B_2 + \sqrt{B_2^2 - 4C_2}}
\end{aligned} \tag{2-66}$$

(2-66) 式可简化为：

$$n_1^s(\omega_1) + n_1^f(\omega_1) = 2n_2^f(\omega_2)$$

即：

$$1/\sqrt{-B_1 - \sqrt{B_1^2 - 4C_1}} + 1/\sqrt{-B_1 + \sqrt{B_1^2 - 4C_1}} = 1/\sqrt{-B_2 + \sqrt{B_2^2 - 4C_2}} \tag{2-67}$$

将 (2-63) (2-64) 及 (2-25) ~ (2-27) 式代入 (2-67) 式，得到关于 θ, φ 的复杂方程，同图 2-3 计算方法，角计算结果如图 2-4 所示。

从计算结果可以看出，在基频光波长为 1030 nm 时，KTP 晶体 II 类角度相位匹配 θ 第一象限的范围约为 $74^\circ \sim 90^\circ$ ， φ 第一象限的范围约为 $47^\circ \sim 90^\circ$ ，其它区域不满足相位匹配条件。

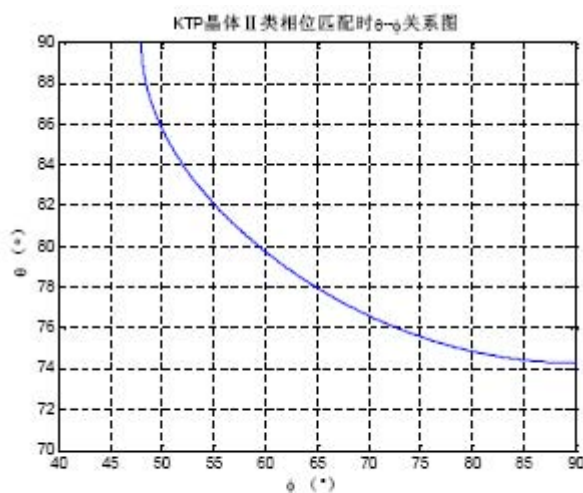


图 2-5 KTP 晶体 II 类相位匹配 θ - φ 曲线

Fig. 2-5 θ - φ figures of KTP at type II phase matching condition.

KTP 晶体在 XOY 主平面中的有效二阶非线性光学系数的表达式 (Kleinman 对称条件成立, $d_{15}=d_{31}$, $d_{24}=d_{32}$)^[88]:

$$d_{eff}^{II} = d_{15} \sin^2 \varphi + d_{24} \cos^2 \varphi \tag{2-68}$$

在 XOY 面上，入射角 $\theta=90^\circ$ ，则由图 2-4 可求得，当 $\theta=90^\circ$ 时， $\varphi=48^\circ$ ，即 KTP 晶体 II 类相位匹配时的最佳相位匹配角为：

$$\begin{cases} \theta = 90^\circ \\ \varphi = 48^\circ \end{cases} \quad (2-69)$$

又由(2-59)式可求得：

$$d_{15} = d_{31} = \varepsilon_0(n_2(\lambda_2)^2 - 1)(n_1^s(\lambda_1)^2 - 1)(n_1^s(\lambda_1)^2 - 1)\delta_{31} \quad (2-70)$$

$$d_{24} = d_{32} = \varepsilon_0(n_2(\lambda_2)^2 - 1)(n_1^f(\lambda_1)^2 - 1)(n_1^f(\lambda_1)^2 - 1)\delta_{32} \quad (2-71)$$

由表(2-3)查的对应的 Miller 系数，连同(2-69)-(2-71)式带入(2-68)式，求得 KTP 晶体 II 类相位匹配时的最佳有效非线性系数为：

$$d_{eff}^{II} = 5.5747 \times 10^{-12} \text{ m/V}$$

2.4.5 KN 晶体 类角度相位匹配

KNbO₃ (铌酸钾)，简称 KN 晶体，正交晶系，*mm*2 点群，负光性双轴晶体。不潮解，透明波段 0.4~4.7μm，满足倍频角度相位匹配条件的基频光波长范围：I 类相位匹配 0.857~3.5 μm；温度相位匹配时，晶体温度从 -34 变化到 188 时，满足相位匹配条件的基频波长从 838 nm 变化到 1.064 μm。

KN 的最佳 Sellmeier 色散方程 (λ 以 μm 为单位，T=295K) [89][90]：

$$\begin{aligned} n_x^2 &= 4.9856 + \frac{0.15266}{\lambda^2 - 0.06331} - 0.02831\lambda^2 + 2.0754 \times 10^{-6}\lambda^4 - 1.2131 \times 10^{-6}\lambda^6 \\ n_y^2 &= 4.8353 + \frac{0.12808}{\lambda^2 - 0.05674} - 0.02528\lambda^2 + 1.8590 \times 10^{-6}\lambda^4 - 1.0689 \times 10^{-6}\lambda^6 \\ n_z^2 &= 4.4222 + \frac{0.09972}{\lambda^2 - 0.05496} - 0.01976\lambda^2 \end{aligned}$$

当 λ=1.03μm 时，由上式可得 KN 在三个主轴上的折射率为：

$$\begin{aligned} n_x &= 2.2603 \\ n_y &= 2.1213 \\ n_z &= 2.2218 \end{aligned} \quad (2-72)$$

当 λ=0.515μm 时，

$$\begin{aligned} n_x &= 2.3944 \\ n_y &= 2.2116 \end{aligned} \quad (2-73)$$

$$n_z = 2.3331$$

同 2-3 方法，将 (2-72)、(2-73) 及 (2-25) ~ (2-27) 代入 (2-24) 得到关于 θ, φ 的复杂方程，用 MATLAB 模拟得出 KN 类角度相位匹配时的 $\theta - \varphi$ 关系如图 2-5 所示。

从计算结果可以看出，在基频光波长为 1030 nm 时，KN 晶体 I 类角度相位匹配 θ 第一象限的范围约为 $40^\circ \sim 90^\circ$ ， φ 第一象限的范围约为 $15^\circ \sim 90^\circ$ ，其它区域不满足相位匹配条件。

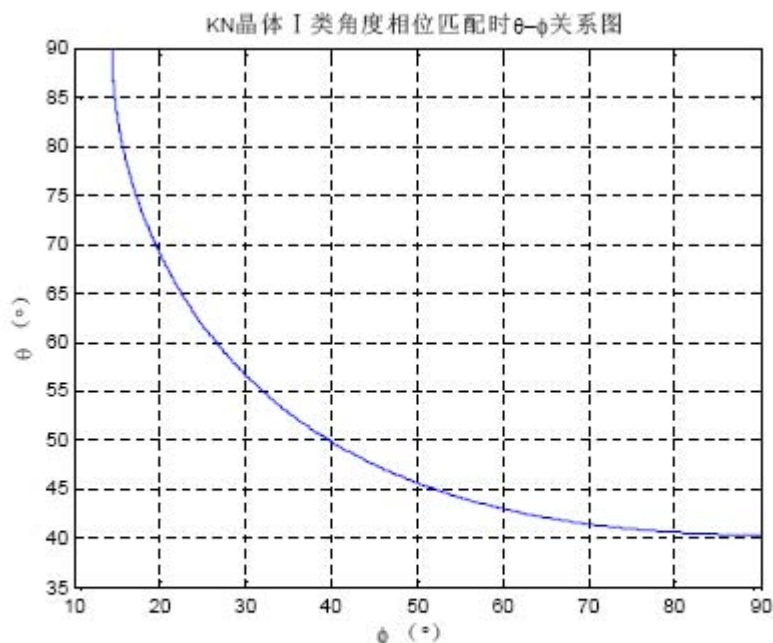


图 2-6 KN 晶体 I 类相位匹配 $\theta - \varphi$ 曲线

Fig. 2-6 $\theta - \varphi$ figures of KTP at type I phase matching condition.

KN 晶体在 XOY 主平面中的有效二阶非线性光学系数的表达式 (Kleinman 对称条件成立, $d_{15} = d_{31}$, $d_{24} = d_{32}$)^[89]:

$$d_{eff}^I = d_{31} \sin^2 \varphi + d_{32} \cos^2 \varphi \quad (2-74)$$

在 XOY 面上，入射角 $\theta = 90^\circ$ ，则由图 2-3 可求得，当 $\theta = 90^\circ$ 时， $\varphi = 14.5^\circ$ ，即 KN 晶体 I 类相位匹配时的最佳相位匹配角为：

$$\begin{cases} \theta = 90^\circ \\ \varphi = 14.5^\circ \end{cases} \quad (2-75)$$

又由 (2-70)、(2-71) 式可求得：

$$d_{31}(\lambda) = \varepsilon_0 (n_2(\lambda_2)^2 - 1) (n_1(\lambda_1)^2 - 1)^2 \delta_{31} \quad (2-76)$$

$$d_{32}(\lambda) = \varepsilon_0(n_2(\lambda_2)^2 - 1)(n_1(\lambda_1)^2 - 1)\delta_{32} \quad (2-77)$$

由表 (2-3) 查的对应的 Miller 系数, 连同 (2-75) - (2-77) 式带入 (2-74) 式, 求得 KN 晶体 I 类相位匹配时的最佳有效非线性系数为:

$$d_{eff}^I = 17.096 \times 10^{-12} \text{ m/V.}$$

表 2-3 几种常用双轴晶体的 Miller 系数 δ_{ijk} ^[77]

Table 2-3 Miller parameters δ_{ijk} of some biaxial crystals

$\delta_{ijk} \text{ (m}^2/\text{c)}$	δ_{311}	δ_{322}	δ_{333}	$\delta_{223}=\delta_{232}$	$\delta_{113}=\delta_{131}$
KTP	0.070	0.053	0.109	0.081	0.067
LBO	0.036	-0.036	-0.002	-0.035	0.036
KN	-0.030	-0.032	-0.066	-0.029	-0.030

2.5 本章小结

本章首先介绍了非线性光学耦合波方程, 随后给出了倍频产生过程的光功率密度公式和倍频效率公式, 并的倍频过程中相位匹配的几点结论; 而后对常用的几种非线性倍频晶体进行参数介绍及对比, 最终选择 LBO, KTP 和 KN 为本实验中半导体薄片式激光器腔内倍频的晶体。

最后分别推导了单轴晶体和双轴晶体的相位匹配角公式, 并就本文实验用到的三种晶体 LBO, KTP 和 KN 的相位匹配角及有效非线性系数进行模拟计算, 得出 LBO 晶体在在 1030nm 处 I 类相位匹配时, 在 XOY 面上的最佳相位匹配角为 $\theta=90^\circ$, $\varphi=13.6^\circ$, 对应的最佳有效非线性系数为 $d_{eff}^I=1.2197 \times 10^{-12} \text{ m/V}$; KTP 晶体在 1030nm 处 II 类相位匹配时, 在 XOY 面上的最佳相位匹配角为 $\theta=90^\circ$, $\varphi=48^\circ$, 对应的最佳有效非线性系数为 $d_{eff}^{II}=5.5747 \times 10^{-12} \text{ m/V}$; KN 晶体 I 类相位匹配时在 1030nm 处, 在 XOY 面上的最佳相位匹配角为 $\theta=90^\circ$, $\varphi=14.5^\circ$, 对应的最佳有效非线性系数为 $d_{eff}^I=17.096 \times 10^{-12} \text{ m/V}$ 。

第3章：薄片式半导体倍频激光器实验研究

3.1 量子阱半导体芯片的结构及工作原理

3.1.1 半导体增益芯片的能带结构及工作原理

半导体的吸收系数一般在 $10^4/\text{cm}$ 左右。吸收波长取决于能带间隙，即禁带宽度。为了适应各种吸收波长的需要，常常要用三元化合物半导体，如砷化镓铝 (AlGaAs)，砷化铟镓 (InGaAs)，砷化铟铝 (InAlAs) 等。常用的砷化镓 (GaAs)，它的禁带宽度 E_g 是 1.423 eV，它的吸收边对应于 870 nm。因为 InAs 的禁带宽度只有 0.356 eV，所以常用它与 Ga 或 Al 来调节三元化合物半导体的禁带宽度。因此这种化合物常常写成 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ， $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ 和 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 等， x 表示该组分的含量。

半导体可饱和吸收体一般是用外延法生长在半导体衬底上的，衬底的晶格常数与要生长的半导体化合物的晶格常数原则上应该相同。

如前所述，改变各化合物在组分中的配比可以改变其能带宽度。但这个改变不是任意的，要受衬底晶格常数的制约。图 3-1 给出了 (In、Ga、Al)As、P、Sb 等二元、三元和四元化合物半导体材料的晶格常数与禁带宽度的关系，并标出了与之匹配的相应的衬底。由图可见，虽然这些化合物半导体材料的禁带宽度覆盖了从可见光到近红外很宽的波长范围，实际上可供选择的与衬底晶格常数相同的配比并不多。晶格常数与衬底有一定差别也可能生长在衬底上。例如三元化合物半导体 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 可以生长在 GaAs 上。

三元化合物半导体的禁带宽度可用经验公式来计算。例如对于没有应变的 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ，其禁带宽度可以用二次曲线来拟合，写成：

$$E_g = 1.423 - 1.53x + 0.45x^2 \text{ (eV)} \quad (300^\circ\text{K})$$

所以 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ 的禁带宽度为 $E_g=1.135$ eV，显然 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ 的禁带宽小于 GaAs 的禁带宽度，同样可知 $\text{Al}_{0.05}\text{Ga}_{0.95}\text{As}$ 的禁带宽度也小于 GaAs 的禁带宽度。在本实验中用到的半导体增益芯片有源区（即 MQW 层）内就会形成势垒和势阱，则其工作原理为：泵浦光激发电子空穴对能级分裂至对应的导带和价带；而后势垒上的电子和空穴对分别向低势能的势阱跃迁，此刻电子和空穴对的能级差即为禁带宽度 $h\nu$ ；最后对应的势阱内的电子和空穴对复合并放出能量为 $h\nu$ 的光子，示意图如图 3-2 所示。

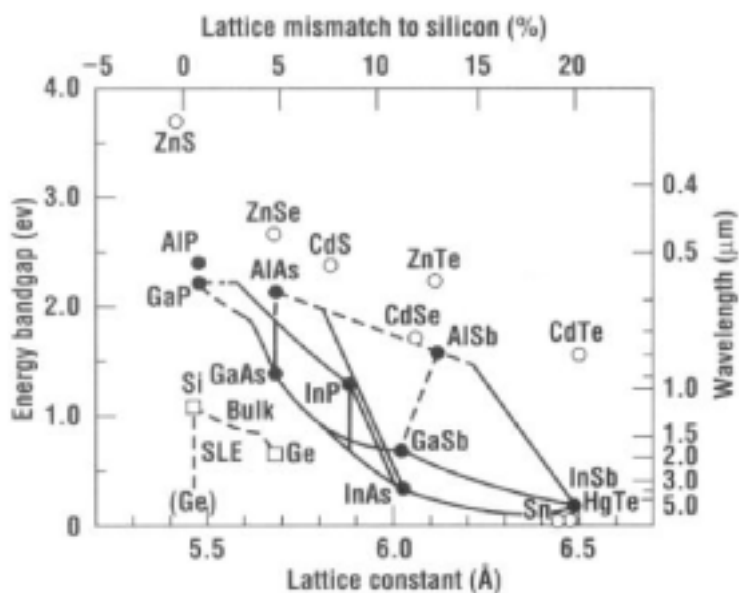


图 3-1 (In, Ga, Al)As, P, Sb 系材料的晶格常数与禁带宽度的关系[91]

Fig.3-1 lattice constants and band gap of (In, Ga, Al)As, P, Sb series material

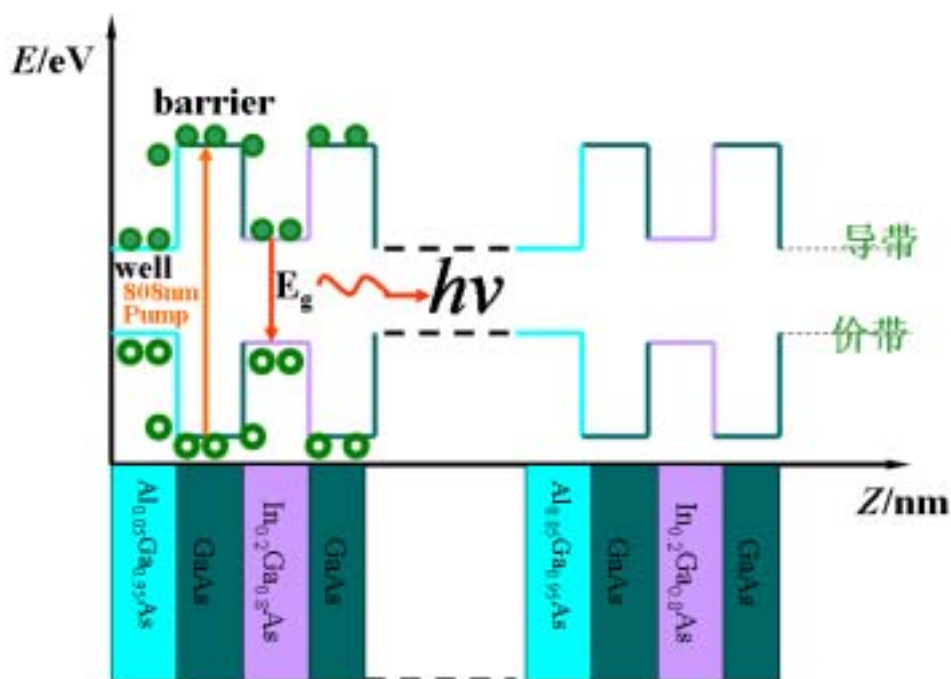


图 3-2 量子阱能带示意图

Fig. 3-2 Band gap of quantum well

3.1.2 量子阱半导体芯片的结构

图 3-4 是对生长好的外延片在低泵浦下测量所得的面发射谱及反射谱。由图可知，外延片的高反射带大约在 990 nm—1070 nm 之间，约 80 nm 带宽。在反射谱上的 970 nm 及 1010 nm 处有两个明显的下陷，它是半导体微腔（由增益芯

片中的分布布拉格高反层 (Distributed Bragg Reflector , DBR) 与半导体-空气界面构成) 的腔模导致的。与反射谱的两个下陷对应的, 是面发射谱上的两个位于几乎相同位置的峰值, 这更直接地体现了半导体微腔的腔模作用。

根据图 3-4 的反射谱和面发射谱我们可以预测, 因为在 970 nm 处增益芯片的反射率已降低, 所以激光器应工作在约 1010 nm 波长处。在实际的高功率实验运行时, 激光器的输出波长为 1024 nm。因为 GaAs 材料系的量子阱发射波长随温度升高的红移速度大约 0.3 nm/K, 由此便基本可知, 在高泵浦高功率工作时, 激光器有源区的温度与低泵浦下相比大约上升了近 50 , 从而致使激光波长从 1010 nm 处红移至 1023 nm 处。由图 3-3 的反射谱可见, 在波长大于 1024 nm 之后, 增益芯片的反射率开始下降, 因而更高的温度上升, 亦即更大的波长红移, 是导致激光器因反射率的降低, 或者说激光器损耗的增加而出现热熄灭的原因之一。

实验中所用半导体增益芯片的外延结构如图 3-3 所示。基质的主要成分为 GaAs, 分布布拉格光栅 (DBR) 生长在基质上, 它由 30 对交替的 AlAs 和 GaAs 组成, AlAs 与 GaAs 之间有一定的折射率差, 两者交替生长可反射振荡光, DBR 层在此处的作用等效于激光全反镜。DBR 之上是多量子阱有源区 (MQWs) 包含 16 个 8 nm 厚的量子阱, 有源区的每个量子阱之间被 $\text{Al}_{0.05}\text{Ga}_{0.95}\text{As}$ 作为势垒层隔开。势垒层的厚度选择要使得多量子阱区的每个量子阱均处于激光驻波场的波峰, 以形成所谓的周期谐振增益 PRG 结构, 从而得到最大的增益。有源区的势垒层同时也是作为泵浦能量的吸收层存在的。在 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ 量子阱和 $\text{Al}_{0.05}\text{Ga}_{0.95}\text{As}$ 势垒层之间, 设置了约 10 nm 厚的 GaAs 缓冲层, 因为经实验证明它不仅能提高外延生长的质量, 还有助于量子阱对载流子的俘获。接下来是用于防止载流子扩散到表面去产生非辐射复合的高势垒 $\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$ 窗口层。整个外延片结构用一层 10 nm 厚的 GaAs 帽层来作保护, 以免氧化。

外延片的设计激光工作波长在 1030 nm 左右。整个外延片的总厚度(从 DBR 到帽层的厚度) 被设计为 $\lambda/4$ 的偶数倍, 即形成所谓的谐振微腔结构, 以期获得较大的增益, 得到高功率输出。

按上述设计好的外延片, 在低泵浦下测量得到的反射谱、边发射谱、面发射谱及激光光谱示于图 3-4。边发射谱为在增益芯片侧边测量得到的自发辐射谱, 它是从量子阱直接发射出来的, 反映了量子阱的本身性质。图 3-4 中外延片设计波长是 1030 nm。

面发射谱是在与增益芯片垂直的正面测得的自发辐射谱。面发射谱可视为受到增益芯片多层外延结构调制的边发射谱。图 3-4 中面发射谱在 1025 nm 及 1080 nm 处有两个峰值, 是因为增益芯片的总厚度被设计为 $\lambda/4$ 的奇数倍, 形成所谓

反谐振微腔结构，而该反谐振微腔结构的纵向限制因子为双峰形，在它的调制下面反射谱也就出现了如图 3-4 中所示的双峰结构。

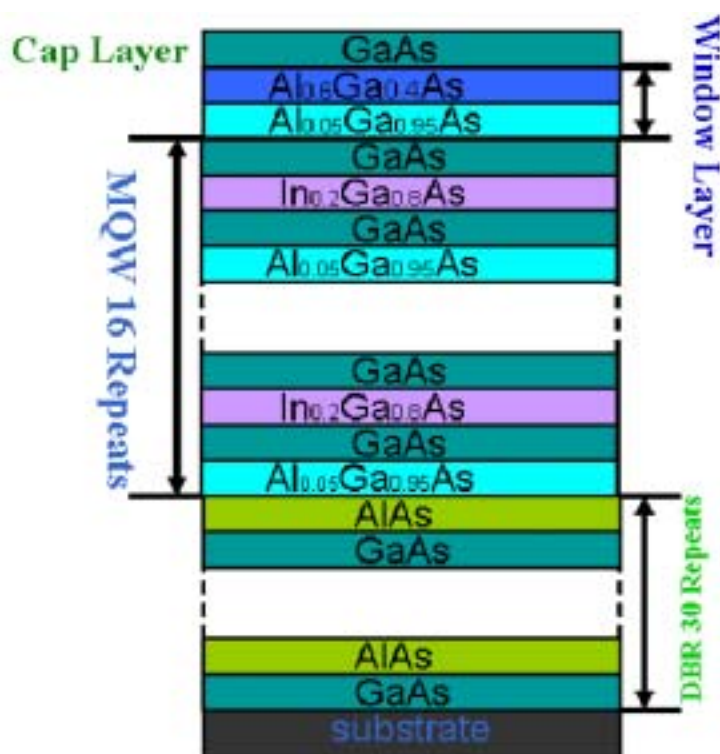


图 3-3 倍频半导体薄片激光器外延片结构图

Fig. 3-3 Epitaxial structure of the wafer of the frequency-double SDL

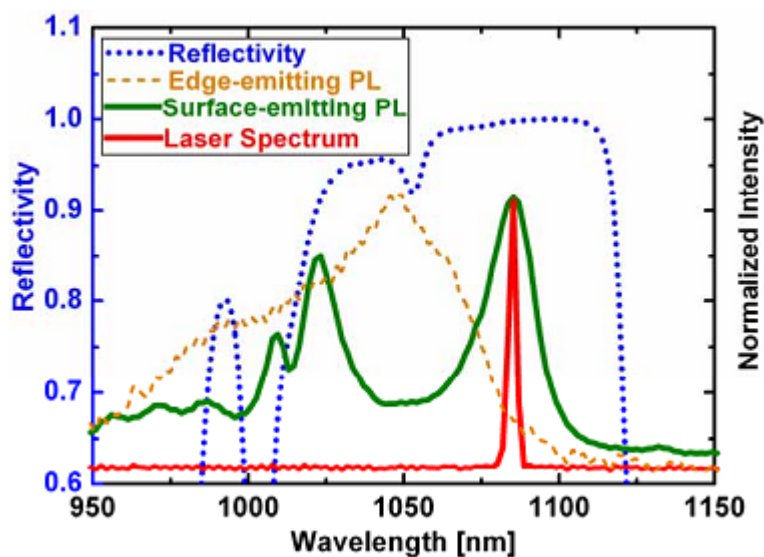


图 3-4 增益芯片的反射谱、边发射谱、面发射谱和激光光谱

Fig. 3-4 Reflectivity spectrum, edge-emitting spectrum, surface-emitting spectrum and laser spectrum of the gain chip

激光波长位于 1080 nm 处,这是因为对于可能起振的面发射谱中的两个峰值 1025 nm 和 1080 nm 而言,在 1025 nm 处增益芯片的反射率明显不够,故该模式没有起振。而在 1080 nm 处,增益芯片的足够反射率使得这个模式起振并形成了激光输出。从图 3-4 可以看出,1080 nm 已经位于量子阱自发辐射谱的长波端边缘,因此,对于该震荡模式,半导体能提供的增益是比较小的,由此引起激光输出的功率也是比较小的。

3.2 半导体薄片式倍频激光器腔型设计

3.2.1 直腔腔型设计

直腔的实验装置如图 3-5 所示。泵浦光是 808 nm 的半导体激光器,泵浦光被准直聚焦后以 45° 入射在半导体增益芯片上。半导体芯片上泵浦光的光斑半径约为 $50\ \mu\text{m}$ 。半导体增益芯片中的分布布拉格反射镜和外腔镜作为激光腔的端镜。输出镜(OC)是一个曲率半径为 50 mm 的平凹镜,在 1030 nm 处高反($R=99.5\%$),在 515 nm 处增透透过率约为($T=90\%$)。直腔腔长为 48 mm。实验中用到的倍频晶体尺寸分别为 $3\times 3\times 10\ \text{mm}$ 的 LBO 晶体、 $3\times 3\times 10\ \text{mm}$ 的 KTP 晶体、 $5\times 5\times 2\ \text{mm}$ 的 KNbO_3 。在直腔中,倍频晶体应放在离增益芯片尽可能近的为止,以便提高晶体上的基频光的功率密度。增益芯片上震荡光光束的腰斑半径约为 $50\ \mu\text{m}$ 。激光射出腔外后,在腔外放置一个分束镜,该分束镜镀以 515 nm 高透膜。此举以便从激光腔输出的混合光内萃取绿光来测量。

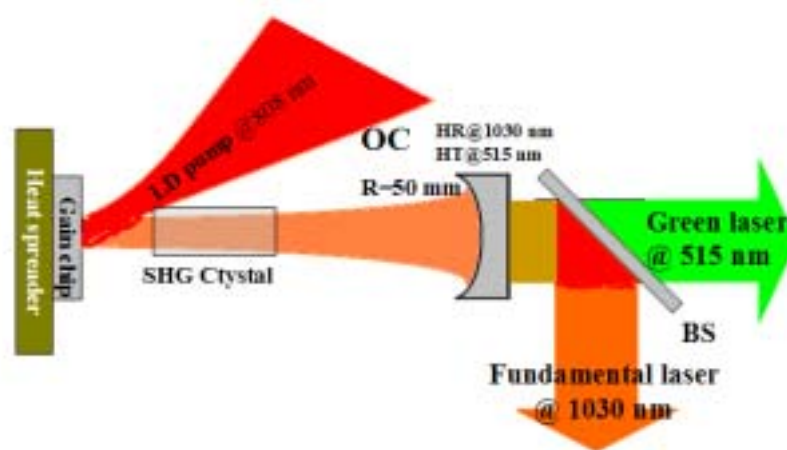


图 3-5 直腔倍频绿光输出腔型结构示意图

Fig 3-5. The schematic of the straight cavity for green laser

3.2.2 折叠腔腔型设计

直腔的腔型很容易得出,在此就折叠腔腔型计算介绍如下:

先由 ABCD 矩阵求稳区范围，图 3-4 折叠腔对应的矩阵表示为

$$g = \begin{bmatrix} 1 & L_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R_1} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & L_2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R_2} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & L_2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R_1} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & L_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$$

$$= \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}$$

已知透镜 M1 的 $R=100 \text{ mm}$ ，透镜 M2 的 $R=50 \text{ mm}$ ，增益芯片的 $R=$ ，即可求出 A 、 B 、 C 、 D 对应的参量值，又由稳区范围可知

$$|A+D| \leq 1$$

由此即可求出该折叠腔的稳区范围，再考虑到光斑模式匹配，即：腔内震荡激光的光斑应小于泵浦光在增益芯片上的光斑，且已知泵浦光在增益芯片上的光斑半径约为 $50 \mu\text{m}$ ，由上可得出该折叠腔的稳区如图 3-6 所示，其中深蓝色范围为折叠腔稳区。由于半导体芯片的增益较小，只有当腔内震荡激光在增益芯片上的光斑半径与泵浦光在增益芯片上的光斑完全匹配时（即图中绿色区域）激光器的效率最大。

又由腰斑半径公式

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{2|B|\lambda}{\pi\sqrt{4-(A+D)^2}}}$$

理论计算得出，当 $L_1=120 \text{ mm}$ ， $L_2=135 \text{ mm}$ 时，该折叠腔的腰斑半径最小，约为 $35.5 \mu\text{m}$ 。

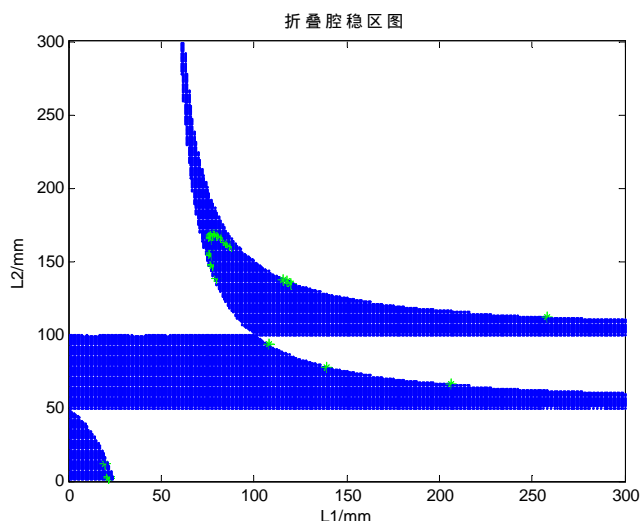


图 3-6 折叠腔稳区图

Fig.3-6 Stability area of folding cavity

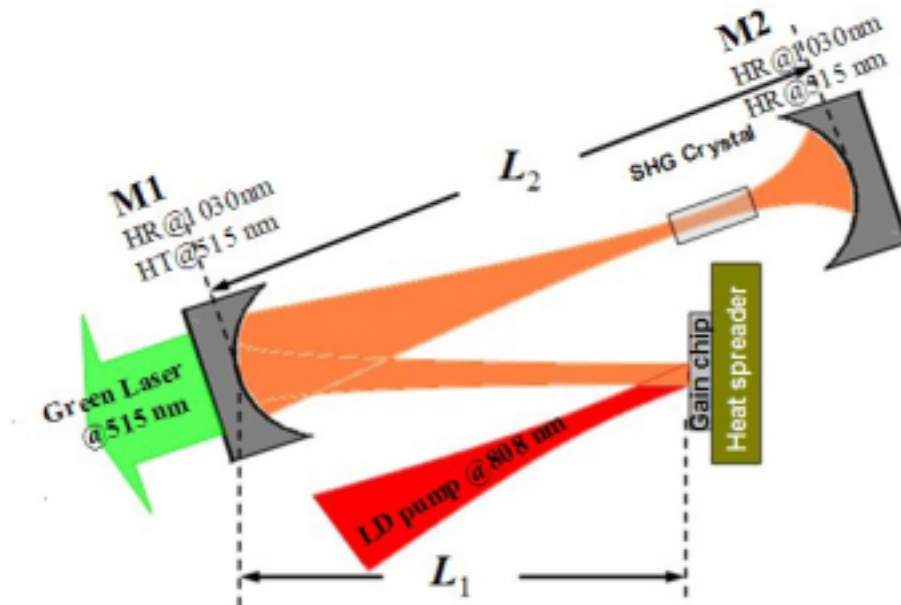


图 3-7 折叠腔倍频绿光输出的腔型结构示意图

Fig.3-7 The schematic of the folding cavity for green laser.

折叠腔的实验装置如图 3-7 所示。透镜 M1 镜的曲率半径为 100 mm，其膜层为在 1030 nm 高反（ $R \sim 95\%$ ），在 515 nm 增透（ $T \sim 5\%$ ），如此以便阻止倍频光返回被增益芯片吸收。透镜 M2 的曲率半径为 50 mm，其膜层在 1030 nm 和 515 nm 均为高反。

图中增益芯片和透镜 M1 之间的腔长 L_1 约为 120 mm，透镜 M1 和 M2 之间的腔长 L_2 约为 135 mm。腔中束腰处腰斑半径约为 $35.5 \mu\text{m}$ 。非线性晶体 LBO 放置于束腰处以便使晶体获得更高的基频光功率密度，目的在于提高倍频效率。

3.3 实验结果

直腔和折叠腔的基频光和倍频光输出光谱图如图 3-8 所示。从理论上说倍频光的半高全宽应该窄于基频光的半高全宽，而实验给出的光谱图恰好相反，实验中由于光谱计测量波长限制，分别使用了两个分辨率不同的光谱计测量了基频光和倍频光的光谱，因两光谱计分辨率不同，导致倍频光的半高全宽大于基频光的半高全宽，而事实上，倍频光的半高全宽是应该小于基频光的半高全宽。

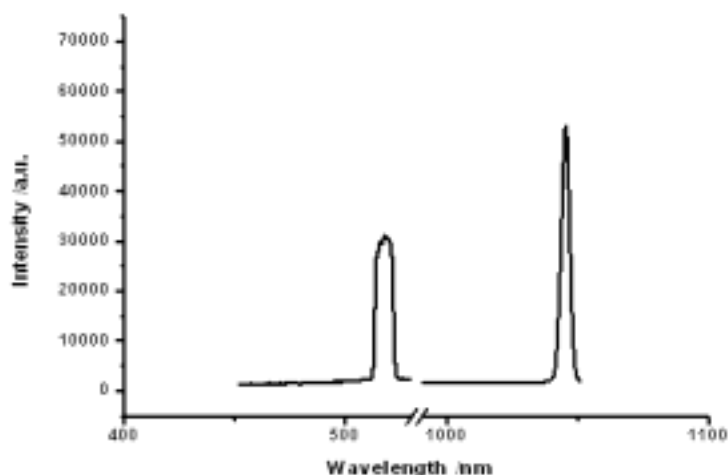


图 3-8 基频光和倍频光输出光谱

Fig 3-8 Spectral of the fundamental and harmonic signals.

3.3.1 直腔实验实物图

直腔倍频绿光输出的实物图如图 3-9 所示。图中 1 即为增益半导体芯片；2 为连接水冷管的铜质散热片，实验中将增益芯片用导热硅胶粘在散热铜片上；3 为 808 nm 的 LD 泵浦光经准直聚焦套筒后汇聚在半导体芯片上；4 即为倍频非线性晶体；5 为输出耦合镜，即外腔镜；6 即为倍频输出的绿光光斑。

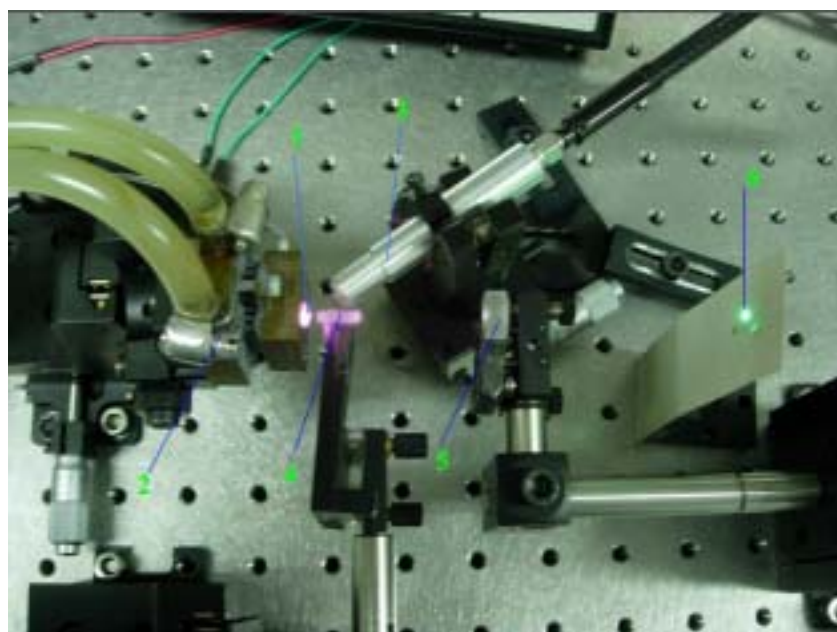


图 3-9 直腔倍频半导体薄片激光器实验图

Fig.3-9 Experimental picture of the frequency doubled SDL with a straight cavity

3.3.2 折叠腔实验实物图

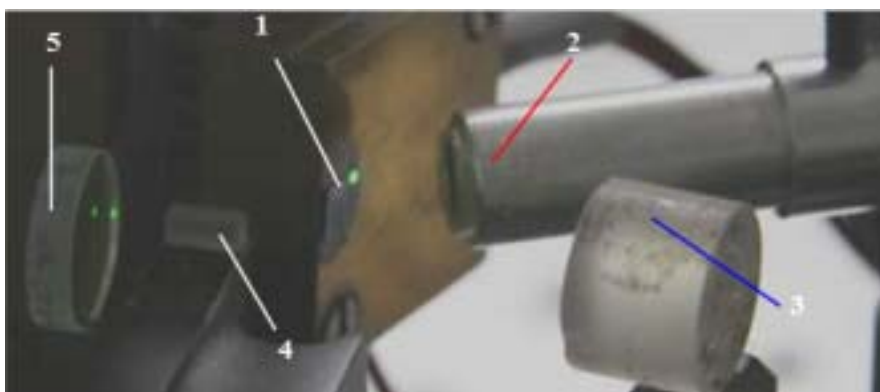


图 3-10 折叠腔倍频半导体薄片激光器实验图

Fig.3-10 Experimental picture of the frequency doubled SDL with a folded cavity



图 3-11 倍频光光斑图

Fig.3-11 Spot of the frequency-doubled green laser

3.4 实验结果分析

实验中散热片温度设置为 293 K，分别调节得到直腔和折叠腔基频光（1030 nm） TEM_{00} 模式的连续光输出，而后将倍频晶体 LBO 分别放入直腔和折叠腔中，输出 515 nm 的绿光，图 3-8 所示为基频光和倍频光的输出光谱。实验中还将 KTP 晶体和 KN 晶体插入直腔中，也得到了 515 nm 的绿光连续输出。其中同一晶体在不同腔型中的倍频结果，以及不同晶体在同一腔型中的倍频结果及输出特性都记录如下。

3.4.1 LBO 晶体的输出特性

图 3-12 所示为 LBO 分别置于直腔和折叠腔内时的倍频光的输出功率。在直腔中，基频光可达到 60 mW，倍频光可达到 8 mW。因此倍频光输出功率与基频光输出功率之比约为 13.3%。在折叠腔中，基频光最高输出功率为 54 mW，倍频

光最高输出为 11 mW。因此倍频光输出功率与基频光输出功率之比约为 20.4%。这可能是由于折叠腔比直腔有更长的腔长和更多透镜导致前者损耗较大所致,但折叠腔中束腰处的腰斑半径($35.5 \mu\text{m}$)小于直腔中束腰的腰斑半径($\geq 50 \mu\text{m}$),因此折叠腔的倍频效率高于直腔。

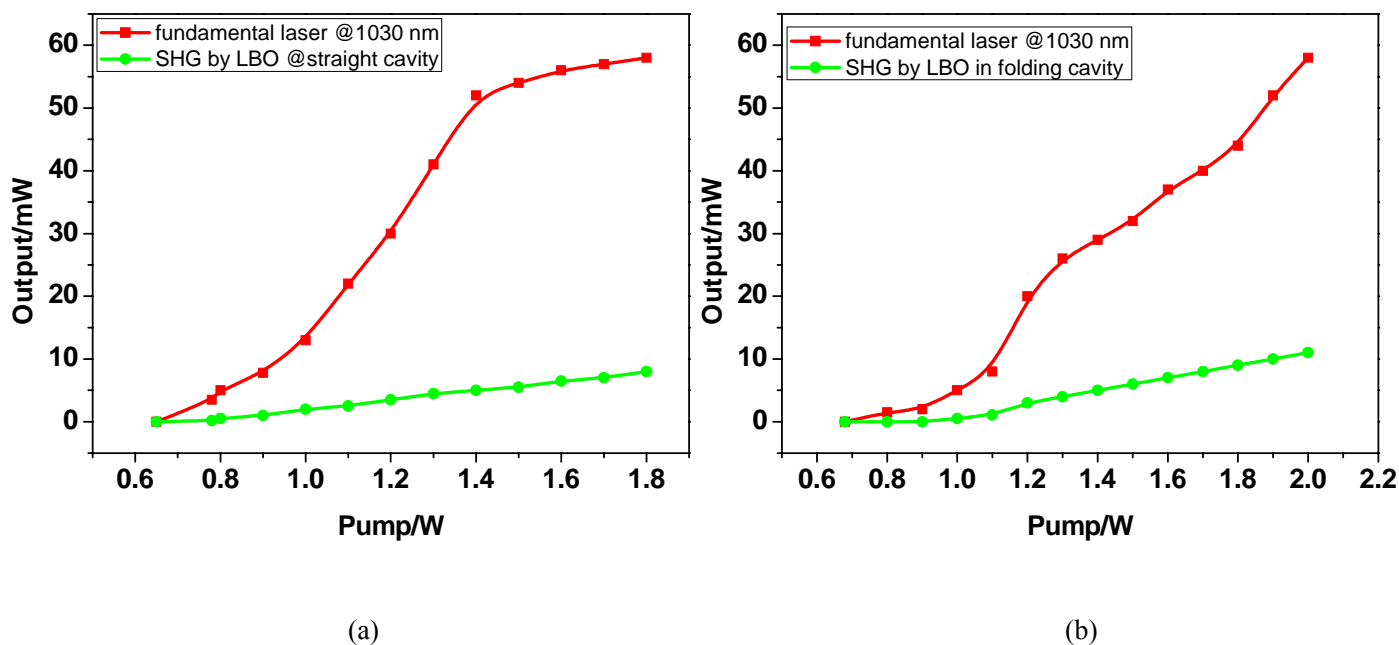


图 3-12 腔内插入 LBO 晶体时,基频光与倍频光的输出功率随泵浦光的变化图(a)为直腔(b)为折叠腔

Fig.3-12 When LBO inserted in the cavities, the fundamental and harmonic output power versus pump power: (a) shows the straight cavity and (b) shows the folding cavity.

3.4.2 在直腔中 KTP 和 KN 作为倍频晶体时的激光输出特性

在直腔中插入非线性晶体 KTP 和 KNbO_3 后获得倍频光输出结果如图 4-13 所示。从图 3-13 可知,当基频光最高输出功率为 58 mW 时,由 KTP 和 KNbO_3 倍频后,最高的绿光输出功率分别为 5 mW 和 2.8 mW,则 KTP 晶体和 KN 晶体在直腔倍频时,倍频光功率与基频光功率的比值分别为 8.6%和 4.83%,对比与 3.4.1 中 LBO 晶体在直腔倍频时,倍频光与基频光功率之比为 13.3%,可知这三种双轴晶体的倍频效果,LBO 最佳,KTP 晶体次之,KN 晶体倍频效果最差。

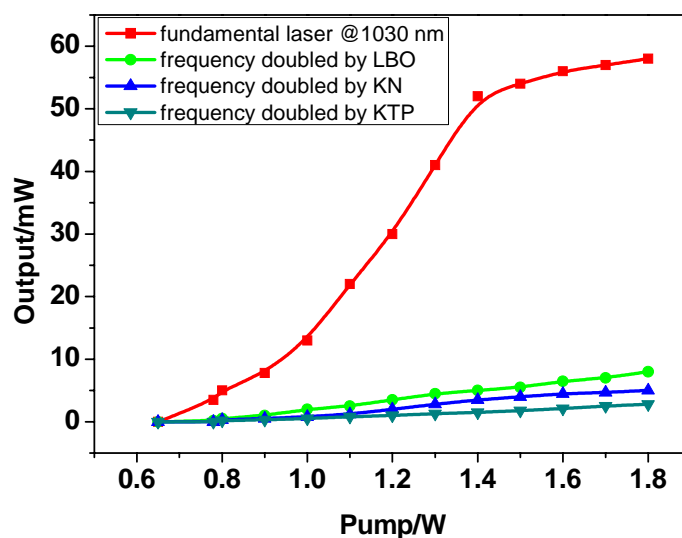


图 3-13 直腔中使用 LBO 晶体、KTP 晶体 和 KN 晶体时，倍频和基频光功率随泵浦光功率的变化曲线

Fig.3-13 When using LBO,KTP and KN, SHG output power versus pump.

显然，LBO 拥有最好的倍频输出，因其有较大的可接受带宽和可接受角，较小的走离角，适中的有效非线性系数。在这三种倍频晶体中，LBO 有很高的光损伤阈值；KTP 有最大的可接受角和可接受温度，其有效非线性系数之中，走离角最小，但它的可接受带宽很小，并且我们都知道，KTP 很容易潮解；KNbO₃ 拥有最大的有效非线性系数，但其可接受带宽，可接受角和可接受温度都相当小。因此，理论上 LBO 应该是倍频效果最好的非线性晶体，实验结果与此一致。

3.4.3 倍频光光斑的光束质量

光学中用于表征光束质量的物理参数称为光束衍射倍率因子，即 M^2 因子，其定义为：

$$M^2 = \frac{\text{实际光束的腰斑半径与远场发射角的乘积}}{\text{基模高斯光束的腰斑半径与远场发射角的乘积}}$$

对于基模高斯光束 $M^2=1$ ，基模高斯光束具有最小的 M^2 值， M^2 值越大，光束衍射发散越快。本实验中，由于设备限制无法测出基频光和倍频光的光束衍射倍率因子，但可看到基频光斑和倍频光斑的光斑模式及强度分布。

实验利用标准的透镜转换法^[92]测量得到的基频光和倍频绿光的腰斑位置的光强分布图如图 3-14 和图 3-15 所示，由图 3-14 可知，基频光的光斑模式接近 TEM₀₀ 模，其横轴、纵轴的光强分布是比较理想的 Gauss 分布。从图 3-15 可知，倍频绿光输出模式不如基频光接近基模，倍频光的光强分布接近高斯分布。

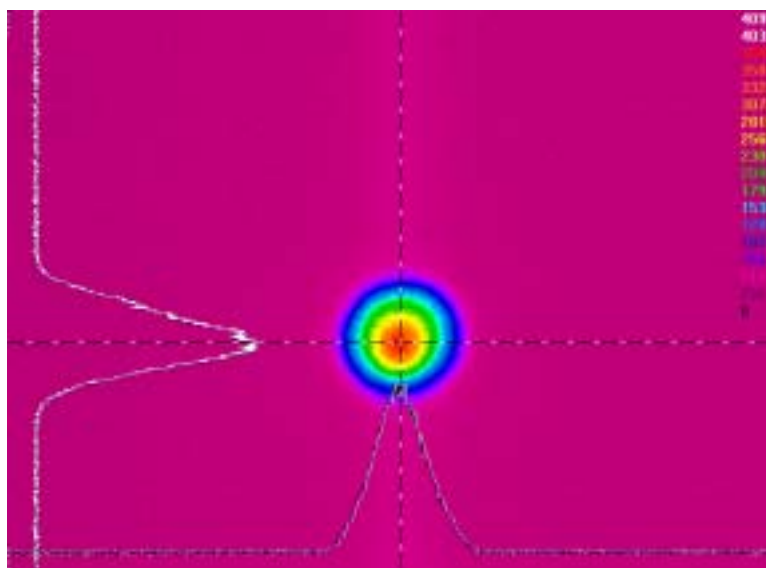


图 3-14 基频光斑模式及光强在横轴和纵轴上的高斯分布曲线

Fig.3-14 The fundamental laser spot at beam waist and Gauss distribution of laser power at horizontal and vertical direction

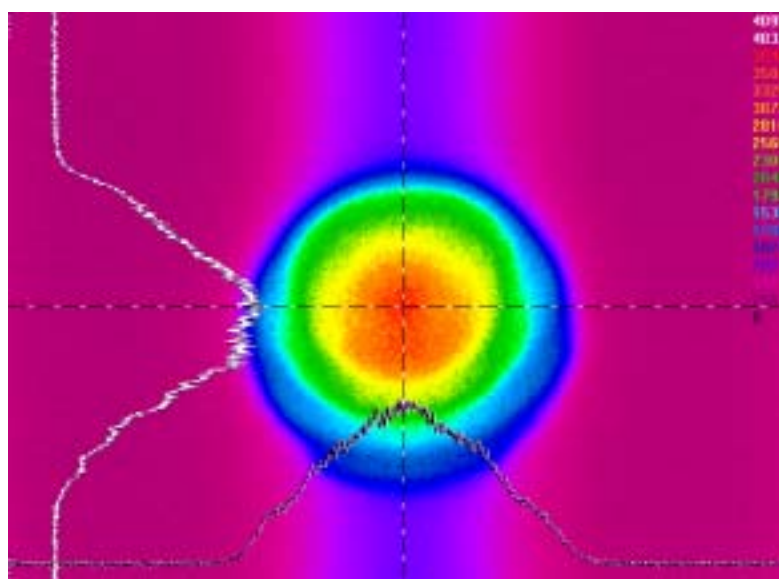


图 3-15 倍频绿光光斑模式及光强在横轴和纵轴上的高斯分布曲线

Fig.3-15 The frequency doubled green laser spot at beam waist and Gauss distribution of laser power at horizontal and vertical direction

3.5 本章小结

本章给出了实验所用到的量子阱半导体外延片的构成材料，结构及生长顺序，并就其生长原理，工作原理及能带结构做了简单介绍。

本实验选用的量子阱外延片的设计波长为 1030 nm，结构主要包括：基底、分布布拉格反射镜（DBR）、多量子阱有源区（MQWs）及外延帽层。主要用到

的材料为 GaAs, InGaAs 及 AlGaAs 三种材料, 并介绍其形成势阱, 势垒及禁带发射激光的原理和过程。

尽管折叠腔的腔内损耗大于直腔损耗, 当在两种腔型内分别插入 LBO 晶体时, 由于折叠腔的腰斑半径 ($35.5 \mu\text{m}$) 小于直腔的腰斑半径 ($>50 \mu\text{m}$), 直腔的倍频光与基频光的光-光转换效率为 13.3%, 低于折叠腔的光-光转换效率 20.4%。实验证明了 LBO 晶体的倍频特性优越于 KTP 和 KNbO_3 。从上述实验来看, 两种腔型的倍频效率都很低, 原因在于没有在腔内插入压窄线宽的元件, 导致基频光的线宽过宽 (见图 3-9) 约为 7.3 nm , 这是由于该激光器腔型过于紧凑, 使得在腔内插入可调谐元件很困难。

第 4 章 半导体增益芯片的热管理

薄片式半导体激光器有许多独特的优点,使得它可以获得高功率输出。从宏观上看:光泵浦能产生均匀可控的泵浦区,通过扩大泵浦光斑面积便能有效避免光学损伤,增大泵浦强度;薄片式增益结构中沿轴向的准一维热流能减小热透镜和退偏振效应,薄片结构也有利于激光器的散热。

就目前的研究报道看,薄片式半导体激光器的功率限制主要来自于热效应引发的激光器功率下降直至熄灭。当半导体增益薄片温度升高时,一方面,量子阱的材料增益会随温度的上升而急剧下降^{[93][94]};另一方面,随温度的上升,Auger 复合这样的非复合过程会逐渐占据主导位置,从而加剧有源区的热沉积,形成恶性循环^[95]。此外,激光波长会随温度上升以约 0.3 nm/K 的速度红移^[96],这会使周期谐振增益结构失谐。上述诸因素的综合作用结果是使激光器的模增益迅速减小,激光器功率急剧下降直至激光器最终熄灭。

4.1 基质刻蚀法

对薄片式半导体激光器实施散热处理的方法主要有两种,即基质刻蚀的方法和粘贴散热片的方法。基质的热导率一般较低,而对于有源区来讲厚度又很大,因而基质层的去除能有效地加快有源区的热扩散,减少激光器的热负载,延缓热熄灭,提高激光器的最高输出功率。

论文中模拟的半导体增益芯片结构即实验中所采用的增益芯片结构(参见图 3-1 节外延片结构示意图 3-3)。泵浦功率均设定为 10 W,泵浦光斑直径设定为 100- μm 。对边界条件的处理如下:除增益芯片底部设定为固定温度 300 K(即室温)意外,其余增益芯片与空气接触部分均作绝热处理。

模拟的区域主要由四部分构成:窗口层(包括 cap layer 和 window layer)、有源层(多量子阱有源区 MQWs 部分)、分布布拉格反射镜层(DBR 部分)和基质层(substrate)。模拟过程中认为温度的分布情况是轴对称的。对由多层外延结构组成的上述四部分中的任一部分,其轴向的热导率和对泵浦光的吸收系数分别由下式求得^[96-98]:

$$k = \frac{\sum k_i t_i}{\sum t_i} \quad (4-1)$$

$$\alpha = \frac{\sum \alpha_i t_i}{\sum t_i} \quad (4-2)$$

其中 k_i 和 α_i 是第 i 层外延材料的热导率和吸收系数, t_i 是对应层的厚度。

稳定状态下的温度分布通过数值求解标准的热传导方程得到：

$$-\nabla \cdot (k \nabla T) = Q$$

其中的热载 Q 可写为：

$$Q_w = \frac{2\eta_w P \alpha_w}{\pi \omega^2} \cdot \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega^2}\right) \cdot \exp(-\alpha_w(z_{0w} - z_w))$$

式中的下表 w 指 window 层, 其它各层所用公式同此; η 是指将吸收的泵浦能量转换为热的系数, 对有源层, $\eta=1-\lambda_{pump}/\lambda_{laser}$, 对其余各层, η 均取 1; P 是泵浦功率, 如前所述, 取 10 W; α 是对泵浦光的吸收系数; ω 是泵浦光斑半径, 亦如前所述, 取为 50 μm ; r 是径向坐标; z 是轴向坐标; z_0 是指该层的起始坐标, 在计算过程中取外延片的定点, 即 window 层的上表面为起始坐标, 并定位零, 往下延伸的坐标取负值。数值模拟过程中所要用到的材料参数见下表 4-1 所示。

表 4-1 数值模拟中所用材料参数

Table 4-1 Parameters of some materials

Material	k ($\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$)	α (μm^{-1})
GaAs	44	0.457
AlAs	91	0
$\text{Al}_{0.6}\text{GaAs}$	11	0
$\text{Al}_{0.05}\text{GaAs}$	27	1.000
$\text{In}_{0.2}\text{GaAs}$	7	1.000
Diamond	2000	0

图 4-1 是基质被刻蚀掉时增益芯片中的温度分布情况由图可知, 温度升高主要集中在泵浦光斑范围, 有源区的最大温度上升只有 24.7 K, 即有源区的热能很好地散掉。

在本文中, 我们利用有限元分析方法模拟当散热片温度为 300K 时半导体芯片的热分布。如图 4-1 和图 4-2 所示, 我们可以发现基底厚度可影响热量扩散。通过图 4-2 和图 4-3 我们也可以发现贴金刚石片后显著的散热效果。

图 4-1 和图 4-2 为基底厚度分别为 0 μm 和 350 μm 时半导体芯片的温度分布图, 当基底厚度为 0 μm 时其最大温度上升为 30.05 K, 而当基底厚度为 350 μm 时其最大温度上升为 934.21 K。因此基底刻蚀是提高增益芯片散热的有效方法。

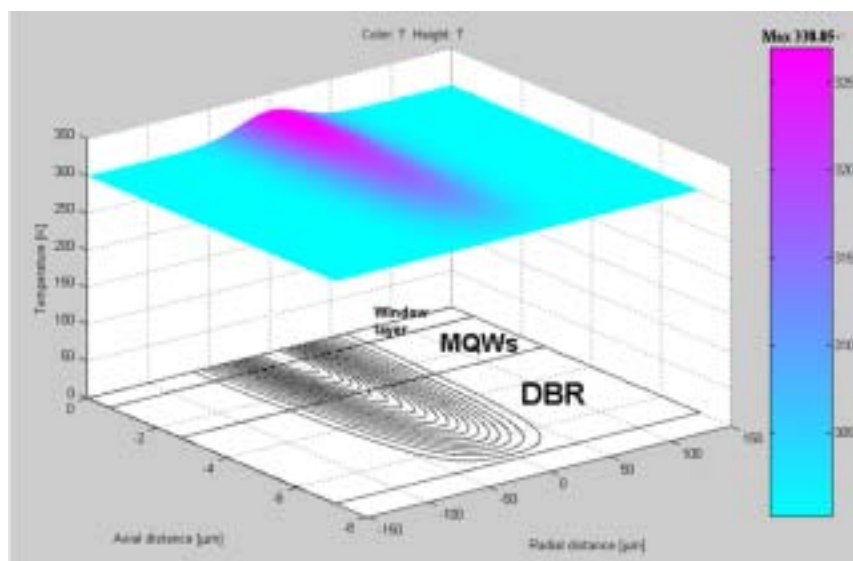


图 4-1 基质厚度为 0 μm 时，增益芯片的温度分布图
Fig.4-1 Heat distribution of the gain chip without substrate.

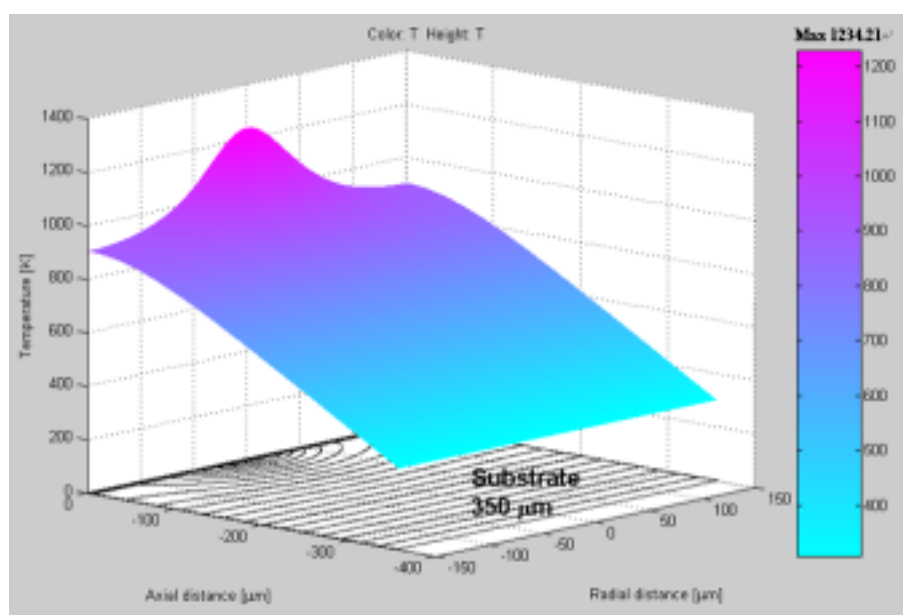


图 4-2 基质厚度为 350 μm 时，增益芯片的温度分布模拟图
Fig.4-2 Heat distribution of the semiconductor chip with its 350 μm -thick substrate which is bonded a 300 μm -thick diamond heatspreader.

图 4-2 是基质厚度为 350 μm 时增益芯片的温度分布图，从图可以看出，随基质厚度的增加，SDL 的散热很难，大量的热聚集造成有源区的最大温度上升超过 1000 K，且温度升高不像图 4-1 那样主要集中在泵浦光斑的范围内，且温度升高所及的范围也超出了泵浦光光斑的三倍多的范围。理论上讲，超出 500 K 的温度上升已足以使量子阱的增益降得很低，同时使量子阱的发射波长发生大幅度的

红移，最后使得 SDL 不可避免地出现熄灭。

采用基质去除的方法时，对工艺的要求很高。特别是最后的选择刻蚀，刻蚀后的表面光洁度必须非常良好，因为该面是半导体增益薄片的出光面，如果表面光洁度不够良好的话，会引入过大的散射损耗，致使激光器阈值过高，且斜效率低，出光功率不大，甚至根本不能出光。

4.2 散热窗口绑定法

在半导体薄片的基质去除之后，有源区的主要热量须通过 DBR，再由热沉带走，相对于十几个半波长厚的量子阱有源区来讲，DBR，一般有近三十个半波长厚，且 DBR 所用材料的热导率也不高，因而散热途径也并不是很直接和快捷。于是研究者们考虑了采用散热窗口的方法，即在量子阱有源区的上方贴一块高热导率的材料薄片，让有源区的热量经由少数几个波长厚度的高势垒窗口层，由散热窗口带走，这样使散热途径增加直接快捷。

由文献^[99]可知，目前金刚石的导热性最好，而且其在 $1\ \mu\text{m}$ 波段具有良好的透过率，因此本文选用金刚石作为理论模拟的散热窗口。

图 4-3 所示为将 $300\ \mu\text{m}$ 厚的金刚石片贴在基底为 $350\ \mu\text{m}$ 的增益芯片上时，半导体芯片的温度分布图，由图可知，其最大温度上升为 $356.79\ \text{K}$ 。可见，在对基质不刻蚀的情况下，通过使用高热导率的金刚石散热窗口并对其进行冷却，可达到与基质完全几乎一样的效果，增益芯片中有源区的最大温度不过 $14.2\ \text{K}$ ，因而其散热效果非常理想。

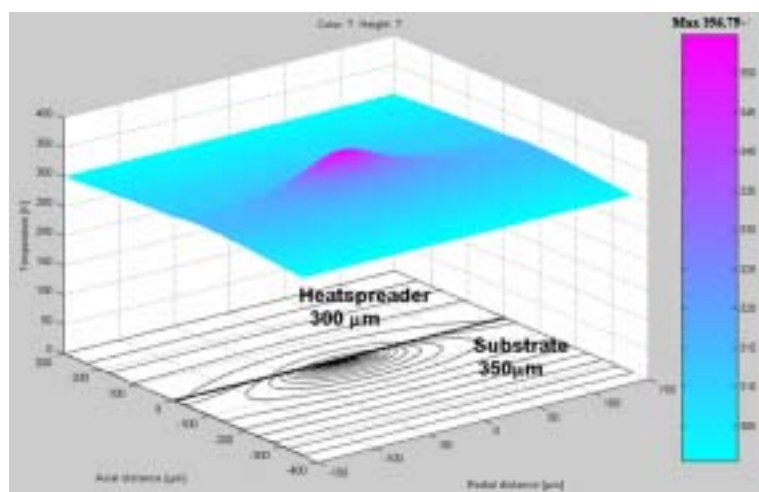


图 4-3 衬底厚度为 $350\ \mu\text{m}$ ，贴厚为 $300\ \mu\text{m}$ 金刚石散热片时，增益芯片的温度分布模拟图

Fig.4-3 Heat distribution of the semiconductor chip with its $350\ \mu\text{m}$ -thick substrate which is bonded a $300\ \mu\text{m}$ -thick diamond heatspreader.

4.3 本章小结

本章介绍了半导体增益芯片散热的两种方法：即基质刻蚀法和散热窗口绑定法。并分别就两种方法进行数值模拟，给出三种情况下半导体增益芯片的温度分布图：当基质完全刻蚀时，即基质厚度为 0 时，半导体增益芯片的最大升高温度为 330 K；当基质没有刻蚀时，即基质厚度为 350 μm 时，半导体增益芯片的最大升高温度为 1234 K；当基质没有刻蚀，但半导体增益芯片表面绑定有 300 μm 厚的金刚石散热片时，半导体增益芯片的最大升高温度为 356 K，与基质完全刻蚀相当。三种模拟结论对比得出：散热窗口绑定法散热效果显著。

结 论

薄片式半导体倍频激光器具有诸如波长可调谐、输出功率高、光束质量好、倍频转换效率高等优点,是一种应用前景广阔的新型实用激光器。论文主要从理论上计算了非线性倍频晶体的相位匹配角和有效非线性系数;从实验上获得SDLs的倍频绿光输出,并得到基频光和倍频光的斜效率曲线;最后理论分析并模拟半导体芯片的热管理。

论文研究取得的成果如下:

一、非线性倍频晶体相位匹配角及有效非线性系数计算

1. 简述了倍频理论过程,陈述了非线性光学耦合波方程。
2. 对常用的几种非线性倍频晶体进行参数比对,最终选择本文实验所用的非线性倍频晶体为LBO晶体、KTP晶体、KN晶体;
3. 根据单轴晶体相位匹配各参量计算方法,计算出实验中用到的三种非线性倍频晶体LBO晶体I类相位匹配,在1030nm处的有相位匹配角和有效非线性系数分别为: θ 为 90° , φ 为 13.6° , d_{eff} 为 1.2197×10^{-12} m/V;KTP晶体I类相位匹配,在1030nm处的有相位匹配角和有效非线性系数分别为: θ 为 90° , φ 为 48° , d_{eff} 为 5.5747×10^{-12} m/V;KN晶体I类相位匹配,在1030nm处的有相位匹配角和有效非线性系数分别为: θ 为 90° , φ 为 14.5° , d_{eff} 为 17.096×10^{-12} m/V

二、薄片半导体激光器腔内倍频实验研究

1. 本实验中设计了两种腔内倍频腔型:直腔和折叠腔。直腔为平凹腔,其腔长只需在凹面镜曲率半径范围内即可满足出光条件;折叠腔选择用曲率半径分别为50 mm的 M_1 和100 mm的 M_2 两者都是平凹镜,并考虑到腔内振荡的激光在增益芯片上的光斑应小于泵浦光在增益芯片上的光斑,据此理论算出折叠腔的稳区图及模式匹配范围,并计算腰斑位置及腰斑半径;
2. 实验上实现薄片式半导体倍频激光器的输出,输出光中心波长为515 nm,输出功率为最大8 mW,当倍频光输出功率为60 mW时。折叠腔的绿光输出功率与基频光输出功率之比为20.4%,直腔的绿光输出功率与基频光输出功率之比为13.3%,可见折叠腔的倍频转换效率高于直腔,这是因为晶体放置在光束中的位置在折叠腔中为束腰,在直腔中非束腰所致。
3. 测量了基频光和倍频光的光束形状。

三、半导体增益芯片的散热方法理论模拟

在外界温度为300 K时,对基质刻蚀法和贴金刚石散热片法理论模拟了半导体增益芯片的温度分布图,最后得出:

1. 当基质完全没有刻蚀时，半导体增益芯片最大温度上升为 1234 ；当基质完全刻蚀后，半导体增益芯片最大温度上升为 330 ；

2. 当基质没有刻蚀，在半导体增益芯片表面贴 300 μm 厚的金刚石散热片时，半导体增益芯片内最大温度上升为 356 ；

由上可见，贴散热片法能起到与基质刻蚀法相当的散热效果，但基质刻蚀在操作上较为困难，贴散热片法较为简单，在实验中使用较频繁。

工作的不足和展望：从本论文中的实验结果来看，薄片式半导体倍频激光器的倍频效率很低，其主要原因是激光器的基频光带宽（半高全宽）很大，而倍频晶体的对应的可接受带宽及可接受角不能满足实际带宽的要求导致的。解决该问题的方法是在倍频激光器的腔内加入压窄线宽的光学元件，如法布里-波罗标准具（F-P 标准具）或双折射滤波片。但在实验中，薄片式半导体倍频激光器的结构紧凑，腔长很短，给腔内插入调谐元件带来困难，所以本人将此项工作搁浅，希望未来能弥补此项不足，开发更大功率的薄片式半导体倍频激光器。

参考文献

- 1 A.Giesen, H.Hügel, A.Voss et al. Scalable Concept for Diode-Pumped High Power Solid-State Lasers. *Appl.Phys.B.* 1994,58(5):365~372
- 2 Christian Stewen, Karsten Contag, Mikhail Larionov et al. A 1-kW CW Thin Disc Laser. *IEEE J. Select. Top. Quant. Electron.* 2000,6(4):650~657
- 3 Mark Kuznetsov, Farhad Hakimi, Robert Sprague, and A. Mooradian. Design and Characteristics of High-Power (>0.5W CW) Diode-Pumped Vertical External Cavity Surface-Emitting Semiconductor Lasers with Circular TEM₀₀ Beams. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics.* 1999, 5(3): 561~573
- 4 M. Kuznetsov, F. Hakimi, R. Sprague, and A. Mooradian. High-Power (>0.5W CW)Diode-Pumped Vertical External-Cavity Surface-Emitting Semiconductor Lasers with Circular TEM₀₀ Beams. *IEEE Photonics Technology Letters.* 1997, 9(8): 1063~1065
- 5 L. Fan, M. Fallahi, J. Hader et al. Over 3 W high-efficiency vertical external cavity surface-emitting lasers and application as efficient fiber laser pump sources. *Appl. Phys. Lett.* 2005, 86: 211116
- 6 Juan Chilla, Stuart Butterworth, Alex Zeitschel et al. High Power Optically Pumped Semiconductor Lasers. *Proc. SPIE, Solid State Lasers XIII: Technology and Devices, Bellingham,WA, 2004, 5332: 143~150*
- 7 A. C. Tropper and S. Hoogland. Extended cavity surface-emitting semiconductor lasers. *Prog. Quantum Electron.* 2006, 30: 1~43
- 8 U. Keller, A.C. Tropper. Passively modelocked surface-emitting semiconductor lasers. *Phys. Rep.* 2006, 429: 67~120
- 9 P.Daukantas, Optics in forensics:Separating science from fiction, *Opt.Photon, News*,vol.18, pp.20-27,2007.
- 10 A.Gamache, A.Liu, L.Cerutti, and A.Campargue, Intracavity laser absorption spectroscopy with vertical external cavity surface emitting laser at 2.3 μm : Application to water and carbon dioxide,” *Chem. Phys. Lett.* 2005, 4(16):22-27
- 11 A.Richter, H.Scheife, E.Heumann, G.Huber, W.Seelert, and A. Dening, Semiconductor laser pumping of continuous-wave Pr³⁺-doped zblan fibre laser, *Electron.Lett.*2005,1(41):794-795
- 12 M.Kuznetsov, F.Hakimi, R.Sprague, and A.Mooradian, Design and characteristics of high-power (>0.5-WCW) diode-pumped vertical external cavity surface-emitting semiconductor lasers with circular TEM₀₀ beams, *IEEE J.Sel. Top. Quantum Electron.* 1999, 1(5):561-573
- 13 M.Kuznetsov, G.Hakimi, R.Sprague, and A.Mooradian, High-power(>0.5-W CW) diode pump -ed vertical-external-cavity surface-emitting semiconductor lasers with circular TEM₀₀ beams, *IEEE Photon. Technol. Lett.* 1997, 9:1063-1065
- 14 M.Kuznetsov, F.Hakimi, R.Sprague, A.Mooradian, *IEEE Photon. Technol. Lett.* 1997, 9:1063

- 15 A.C. Tropper, S.Hoogland, Prog. Quantum Electron. 2006,30:1
- 17 J.Chilla, S.Butterworth, A.Zeitschel, J.Charles, A.Caprara, M.Reed, L.Spinelli, Proc. SPIE.2004,5332:143
- 18 R.D.Raymond, W.J.Alford, M.H.Crawford, A.A.Aleman, Opt.Lett. 1999,24:1127
- 19 M.A.Holm, A.I.Ferguson, D.Burns, M.D.Dawson, IEEE Photon. Technol.Lett. 1999,11:1551
- 20 S.Hoogland, S.Dhanjal, A.C.Ropper, J.S.Roberts, R.Haring, R.Paschotta, F.Morier-Genoud, U.Keller, IEEE Photon. Technol. Lett. 2000,12:1135
- 21 S.Lutgen, T.Albrecht, P.Brick, W.Reill, J.Luft, W.Späth, Appl. Phys. Lett. 2003, 82:3620
- 22 S.Lutgen, T.Albrecht, P.Brick, W.Reill, J.Luft, W.Späth, 8-W high-efficiency continuous wave semiconductor disk laser at 1000 nm, Appl. Phys. Lett. 2003, 82:3620-3622
- 23 S.Lutgen, M.Kuhnelt, U.Steegmuller, P.Brick, T.Albrecht, W.Reill, J.Luft, W. Spath, B.Kunert,S.Reinhard, K.Volz, and W.Stolz, 0.7W Green Frequency Doubled Semiconductor Disk Laser, in Advanced Solid-State Photonics, Technical Digest(Optical Society of America).2005,paper MB23
- 24 G.B.Kim, J.Y.Kim, J.Lee, J.Yoo, K.S.Kim, S.M.Lee, S.Cho, S.J.Lim, T.Kim, and Y.Park, End pumped green and blue vertical external cavity surface emitting laser device, App.Phys.Lett. 2006,89:181106
- 25 L.Fan, T.C.Hsu, M.Fallahi, J.T.Murray, R.Bedford, Y.Kaneda, J.Hader, A.R.Zakharian, J.V.Moloney, S.W.Koch, and W.Stolz, Tunable watt-level blue-green vertical-external-cavity surface emitting lasers by intracavity frequency doubling, Appl.Phys.Lett. 2006,88:251117
- 26 E.Gerster, I.Echer, S.Lorch, C.Hahn, S.Menzel, S.Menzel, P.Unger, J. Appl. Phys. 2003, 94: 7397
- 27 E.Gerser, C.Hahn, S.Lorch, S.Menzel, P.Unger, in Proc. IEEE Lasers and Electro-Optics Society Annu. Meet.(LEOS 2003), Tucson, AZ,USA.2003,2:981
- 28 S.Lutgen, M.Kuehnelt, U.Steegmueller, P.Brick, T.Albrecht, W.Reill, J.Luft, B.Kunert, S.Reinhard, K. Volz, W.Stolz, Proc. SPIE.2005, 5737:109
- 29 W.Seelert, S.Butterworth, J.Rosperich, C.Walter, R.von Elm, V.Ostroumov, J.Chilla, H.Zhou, E.Weiss, A.Carara, Proc.SPIE .2005,5707:109
- 30 J.E.Hastie, L.G.Morton, A.J.Kemp, M.D.Dawson, A.B.Krysa, J.S.Roberts, Appl. Phys. Lett. 2006,89:061114
- 31 耿爱丛, 徐登辉, 李熊等, 全固态绿激光技术的评述与展望.激光与红外.2011,41(1):3~7
- 32 Intracavity frequency doubling of a diode-pumped external-cavity surface emitting semiconductor laser. Optics Letters.1999, 24:16
- 33 Diode-Pumped Semiconductor Disk Laser with Intracavity Frequency Doubling Using Lithium Triborate(LBO). IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS. 2002, 14:6.
- 34 Orange-emitting frequency-doubled GaAsSb/GaAs Semiconductor disk laser. Journal OF APPLIED PHYSICS.2003, 94:12.
- 35 Andrei V. Shchegrov, Arvydas Umbrasas, Jason P. Watson, et al. 532 nm laser source based

- on intracavity frequency doubling of extended cavity surface-emitting diode lasers. Proc. of SPIE. San Jose, 2004,5332,151
- 36 Green semiconductor disk laser with 0.7W cw output power.Pro. of SPIE.2005, 737,(SPIE,Bellingham,WA)
- 37 Blue 489-nm picosecond pulses generated by intracavity frequency doubling in a passively mode-locked optically pumped semiconductor disk laser.Appl.Phys.B.2005,00:1-4
- 38 Blue&Green Optically-Pumped Semiconductor Laser for Display.Pro.of SPIE 5740, (SPIE, Bellingham,WA,2005)
- 39 End-pumped green and blue vertical external cavity surface emitting laser devices. Appl. Phys.Lett.2006, 89:181106
- 40 Tunable ultraviolet output from an intracavity frequency-doubled red vertical external-cavity surface-emitting laser.Appl.Phys.Lett. 2006,89:061114
- 41 2W Continuous Wave Operation of Optically Pumped Blue VECSEL with Frequency Doubling. Proc.of SPIE.2006,6132:61320K
- 42 Single-Frequency High-Power Continuous-Wave Oscillation at 1003 nm of an Optically Pumped Semiconductor Laser. Proceeding Photonics Europe Stras bourg. 2006, 11:1-11
- 43 Optically Pumped Semiconductor Laser: A new reliable technique for realizing highly efficient visible lasers.Proc. of SPIE 5707.2005, (SPIE,Bellingham,WA,)
- 44 New wavelenths in the yellow orange range between 545 nm to 580 nm generated by an intracavity frequency-doubled Optically Pumped Semiconductor Laser.Proc.of SPIE.2007, 6451:64510C
- 45 Efficient green generation by intracavity frequency doubling of an optically pumped semiconductor disk laser.Appl. Phys. B.2007,87:95-99
- 46 Intracavity frequency-doubled green vertical external cavity surface emitting laser.CHINESE OPTICS LETTERS.2008, 6:4
- 47 Peng Zhang, Yanrong Song, Xinping Zhang, et al. Tunable,high beam quality and narrow linewidth semiconductor disk laser. Optical Engineering. 2010, 49(10): 4-6
- 48 Czeranowdky C, Heumann E, G. huber. All solid-state continuous wave frequency -doubled Nd:YAG-BIBO laser with 2.8-W output power at 473 nm[J]. Opt. lett. 2003, 28(6):432-434
- 49 M.Kuznetsov, F. Hakimi, R. Sprague, and A.Mooradian, "High-power>0.5-W CW diode-pumped vertical-external-cavity surface-emitting semiconductor lasers with circular EEM00 beams," IEEE Photon. Technol. Lett. 1977, (9) 8:1063-1065
- 50 Alexander Hein, Frank Demaria, Alexander Kern, Efficient 460-nm Second-Harmonic Generation with optically Pumped Semiconductor Disk Lasers, IEEE Photon. Technol. Lett.2010,(23)3:1041-1135
- 51 Continuous Tuning and Efficient Intracavity Second-Harmonic Generation in a Semi conduct -or Disk Laser With an Intracavity Diamond Heaterspreader. IEEE. 2008,44:3.
- 52 Size-Scaling of TEM00 mode optically-pumped semiconductor lasers.Pro. of SPIE.2006,

- 6100:1
- 53 Single-frequency cw vertical external cavity surface emitting semiconductor laser at 1003 nm and 501nm by intracavity frequency doubling. *Appl.Phys.B*.2007,86:503-510
- 54 S.Hoogland, S. Dhanjal, A. Tropper, J. Roberts, R. Haring, R. Paschotta, Morier Genoud, U. Keller, *IEEE Photon. Technol. Lett.* 2000,12:1135
- 55 A.Garnache, S.Hoogland, A.Tropper, I.Sagnes, G.Saint-Girons, J.Roberts, *Appl.Phys. Lett.* 2002, 80: 3892
- 56 A.Garnache, A. Kachanov, F. Stoeckel, R. Houdre, *J. Opt. Soc. Am. B.* 2000, 7:1589
- 57 M.Holm, D.Burns, A. Ferguson, A. Ferguson, M. Dawson, *IEEE Photon. Technol.Lett.* 999, 11: 1551
- 58 A. Ouyard, A. Garnache, L. Cerutti, F. Genty, D. Romanini, *IEEE Photon. Technol. Lett.* 2005, 17: 2020
- 59 M.Schulze and A.Masters, *Laser Focus World*.2006, 42 (12): 77
- 60 蔡添志, 许惠英, 王晓忠. LBO 的腔内倍频特性研究. *红外与激光工程*.2007,36 (增刊): 71-74
- 61 ZHENG Quan, WANG Jun-ying, XUE Qing-hua. LBO frequency double CW red laser at 671 -nm up to 1.8 W. *Chinese Journal of Lasers*.2005,32(1):9-12
- 62 J.A.Armstrong, N.Bloembergen, J. D. Euing and P. P. Pershan, Interactions between light waves in a nonlinear Dielectric[J]. *Phys.Rev.*1962,127:1918-1939
- 63 B.Boulanger, M.M Fejer, R.Blachman, and P.F Bordui, Study of KTiOPO₄ gray tracking at 1064, 532 and 355 nm. *Appl.Phys.Lett.*1994:65,2401-2404
- 64 T Sugita, K Mizuuchi, Y Kitaoka, and K Yamamoto, 31%-efficient blue second harmonic generation in a periodically poled MgO:LiNbO₃ waveguide by frequency doubling of an AlGaAs laser diode. *Opt.Lett.*1999,24:1590-1592
- 65 Xiaoling Song, Zhigang Li, Pengfei Zhang, Gang Li, Yuchi Zhang, Junmin Wang, and Tiancai Zhang, Frequency doubling with periodically poled KTiOPO₄ at the fundamental wave of cesium D₂ transition. *Chin.Opt.Lett.*2007,5:596-598
- 66 李港, 激光频率的变换与扩展. 科学出版社.2005:93~110
- 67 M.Jacquemet, M.Domenech, G.Lucas-Leclin et al. Single-frequency cw vertical external cavity surface emitting semiconductor laser at 1030nm and 501 nm by intracavity frequency doubling. *Appl.Phys. B*.2007,86:503~510
- 68 W.Seelert, S.Kubasiak, J.Negendank et al. Optically-pumped semiconductor lasers at 505-nm in power range above 100 mW. *Proc. of SPIE*.2006,6100:61002 1~4
- 69 S.Lutgen, M.Kuehnelt, U.Steegmueller et al. Green semiconductor disk laser with 0.7W cw output power. *Pro.of SPIE*.2005,5737:109~112
- 70 Jussi Rautiainen, Ksenia A. Fecorova, Jari Nikkinen, et al. 1.2- μ m semiconductor disk laser frequency doubled with periodically poled lithium tantalite crystal. *IEEE Photonics Technology Lett.*2010,(22)7:453~456

- 71 G.B.Kim, J.-Y.Kim, J.Lee et al. End-pumped green and blue vertical external cavity surface emitting laser devices. *Appl.Phys.Lett.*2006,89:181106 1~3
- 72 J.H Lee, S.M.Lee, T.Kim et al. 7W high-efficiency continuous-wave green light generation by intracavity frequency doubling of an end-pumped vertical external cavity surface emitting semiconductor laser. *Appl.Phys.Lett.*2006,89:241107 1~3
- 73 C.Chen, Y.Wu, A.Jiang, B.Wu, G.You, R.Li, S.Lin. New nonlinear optical crystal LiB3O5. *J.Opt.Soc.Am.B.*1989,6:616~621
- 74 D.N.Nikogosyan. *Nonlinear optical crystals a complete survey.* Springer.2005
- 75 吕彦飞, 檀慧明, 高兰兰, 等. LBO 类临界相位匹配内腔和品 593.5nm 激光器[J]. *激光与红外.*2005, 35 (1): 45-47
- 76 V.Wesemann, J.A.L.Huilier, L.K.Friess, P.A.V.Menar, G.Gitz, A.Borsutzky, R.Wallenstein, T.Salva, S.Vernay, D.Rytz. Optical properties of BiB3O6 with different phase matching orientations. *Appl.Phys.B.*2006,84:453~458
- 77 蓝信炬. *激光技术.*科学出版社.2003:226~232
- 78 石靖波, 张凯, 马毅等. LBO 晶体和频产生 589 nm 激光的数值模拟及实验研究. *强激光与粒子束.*2006,18(9) : 1447~1450
- 79 王爱坤, 任清华, 薛建华. 三硼酸锂晶体 类和 类相位匹配角及有效非线性系数的计算, *光学学报.*2009,12(29) : 3477~3481
- 80 叶建华, 范琪康. 双轴晶体有效非线性系数的准确表达[J]. *激光技术.*1992 ,16(4) :225~228
- 81 马仰华, 赵建林, 王文礼等. 双轴晶体中二次谐波产生的最佳相位匹配条件, *物理学报.*2005,54(5) : 2084-2089
- 82 Yao J Q et al. *J. Opt. Soc. Am. B.* 1992. 9: 891
- 83 Born M and Wolf E. *principles of Optics* (Cambridge:Cambridge University Press).1999, 795-802
- 84 [俄] V.G. Dmitriev,[亚]G.G.Gurzadyan,[俄]D.N.Nikogosyan. *非线性光学晶体手册.*王继扬译, 吴以成 校.高等教育出版社.2009:62~168
- 85 K.Kato. Temperature-tuned 90 ° phase-matching properties of LiB3O5. *IEEE J. Quant. Electr.* 2004, 30(12):2950-2952
- 86 V. G. Dmitriev, D. N. Nikogosyan: Effective nonlinearity coefficients for three-wave interactions in biaxial crystals of mm2 point group symmetry. *Opt.Commun.* 1993, 95(1-3), 173-182
- 87 K.Kato, E.Takaoka: Sellmeier and thermo-optic dispersion formulas for KTP. *Appl. Opt.* 2002,42(24):5040-5044
- 88 L.-T. Cheng, L.K.Cheng,J.D.Bierlein: Linear and nonlinear optical properties of the arsenate isomorphs of KTP. *Proc.SPIE.*1993,1863,43-53
- 89 [俄] David N. Nikogosyan. *非线性光学晶体.*王继扬 译, 吴以成 校.高等教育出版社.2003:22~219
- 90 H.Karlsson, M.Olson, G.Arvidsson, F.Laurell, U. Bäder, A. Borsutzky, R. Wallentein, S.

- Wickström, M.Gustafsson: Nanosecond optical parametric oscillator based on large-aperture periodically poled RbTiOAs O4. *Opt. Lett.* 1999, 24(5):330-332
- 91 90 Campbell S A, *The Science and Engineering of Microelectronic Fabrication*, 2nd Edition, Oxford: Oxford University Press, 2001
- 92 Peng Zhang, Yanrong Song, Xinping Zhang, Tunable, high beam quality and narrow linewidth semiconductor disk laser. *Optical Engineering*.2010,(49)10:1~5
- 93 P.Zhang, Y.Song, J.Tian, X.Zhang, and Z.Zhang. Gain characteristics of the InGaAs Strained quantum wells with GaAs,AlGaAs, and GaAsP barriers in vertical-external-cavity surface-emitting lasers.*J.Appl.Phys.*2009,105:053103
- 94 F.Li, M.Fallahi, J.T.Murray, R.Bedford, Y.Kaneda, A.R.Zakharian, J.Hader, J.V.Moloney, W.Stolz, and S.W.Koch. Tunable high-power high-brithtness linearly polarized VECSELs.*Appl.Phys.Lett.*2006,88:021105
- 95 Jennifer E.Hastie, John-Mark Hopkins, Stephane Calvez, Chan Wook Jeon, David Burns, Richard Abram, Erling Riis, Allister I.Ferguson, and Martin D.Dawson.0.5-W Single Transverse-Mode Operation of an 850-nm Diode-Pumped Surface-Emitting Semiconductor laser. *IEEE Photon. Tech. L.* 2003, 15(7):894~896
- 96 A.J.Kemp, G.J.Valentin, J.M.Hopkins, J.E.Hastie, S.A.Smith, S.Calvez, M.D.Dawson and D.Burns. Thermal Management in Vertical-external-cavity surface emitting laser finite element analysis of a heatspreader approach. *IEEE J.Quantum Elect.*2005,41(2):148~155
- 97 H.Lindberg, M.Strassner, E.Gerster, J.Bengtsson and A.Larsson. Thermal management of optically pumped long-wavelength InP-based semiconductor disk lasers. *IEEE J.Select.Top.Quant.Electron.*2005,11(5):1126~1134
- 98 A.J.Kemp, J.M.Hopkins, A.J.Maclean, N.Schulz, M.Rattunde, J.Wagner and D.Burns. Thermal Management in 2.3- μm Semiconductor Disk Lasers A Finite Element Analysis. *IEEE J.Quantum Elect.*2008,44(2):125~135
- 99 Yanrong Song, Peng Zhang, Jinrong Tian al et.Semiconductor disk laser with a diamond heatspreader.*CLEO/pacific Rim.Shanghai.China. IEEE.* 2009, 978-1-4 244-3830-3

附录 A 折叠腔稳区图程序

```

clc; clear;

L1=1:1:300;      %主腔腔长
L2=1:1:300;      %叠腔腔长
y=zeros(300,300);
w=zeros(300,300);

for L1=1:1:300
    for L2=1:1:300
        g=[1 L1; 0 1]*[1 0; -2/100 1]*[1 L2; 0 1]*[1 0; -2/50 1]*[1 L2; 0 1]*[1 0; -2/100 1]*[1
L1; 0 1];
        y(L1, L2)=(g(1, 1)+g(2, 2))/2;

w(L1, L2)=(2*abs(g(1, 2))*1030*10^-6/pi/(4-(g(1, 1)+g(2, 2))^2)^0.5)^0.5*1000; %VECS
EL上光斑
    end
end
yy=(y>=-1)&(y<=1); %稳区条件
s=double(yy);      %转换为数值型
ww=(w>=50-0.5)&(w<=50+0.5); %模式匹配条件
m=double(ww);

min=100;
for h=1:1:300      %作稳区图
    for k=1:1:300
        if s(h,k)==1%稳区
            %plot(h, k, 'b. ')

            plot(h, k)
            hold on
        end
        if m(h,k)==1&s(h,k)==1%稳区且模式匹配
            plot(h, k, 'g*')
            L1=h; L2=k;
        end
    end
end

```

```

g=[1,1/2*(-50*L2*L1+2500*L2-2500*L1+L2^2*L1-50*L2^2)/(2500-75*L1-50*L2+L2*L1);0
,1]*[1,0;-2/100,1]*[1,L1;0,1]*[1,L1;0,1]*[1,0;-2/100,1]*[1,L2;0,1]*[1,0;-2/50,1
]*[1,1/2*(-100*L2*L1+2500*L2+2500*L1+L2^2*L1-50*L2^2)/(2500-75*L1-50*L2+L2*L1);
0,1];

banj ing(h,k)=(2*abs(g(1,2))*1030*10^-6/pi/(4-(g(1,1)+g(2,2))^2)^0.5)^0.5*1000;
    if
min>(2*abs(g(1,2))*1030*10^-6/pi/(4-(g(1,1)+g(2,2))^2)^0.5)^0.5*1000 &
(2*abs(g(1,2))*1030*10^-6/pi/(4-(g(1,1)+g(2,2))^2)^0.5)^0.5*1000>37.6710

min=(2*abs(g(1,2))*1030*10^-6/pi/(4-(g(1,1)+g(2,2))^2)^0.5)^0.5*1000;
    hmin=h; kmin=k; gmin=g;
    end

    hold on
    end
    end
end

min
hmin
kmin

xlabel('L1/mm');
ylabel('L2/mm');
title('折叠腔稳区图');

```

附录 B 半导体增益芯片温度分布模拟方法

使用 Matlab 和 COMSOL 两种软件模拟半导体增益芯片温度分布的方法：

a. 使用 MATLAB 模拟：即用 Matlab 中的 pde 工具箱(pdetool)，然后设置 X,Y 轴范围，选定计算得出的区域例如：MQWs，DBR，Windows，方程类型选用热传导方程；而后是边界条件设置：靠近散热片的底边的选德雷克里（Dirichlet）边界条件：即 $h \cdot T = r$ 中，令 h (weight)取 0， r (temperature)取 300 K；其他边界条件均选为纽曼（Neumann）边界条件：即 $n(k\nabla T) + q \cdot T = g$ 中， g (Heat flux)取 0， q (Heat transfer coefficient)取 0。而后分别设置各个区域的 PDE 类型，选椭圆型（Elliptic）方程，分别设置各参量（ k -coeff.of heat conduction, Q -Heat source, h -Convective heat transfer coeff., T_{ext} -External temperature），最后划分网格 4-5 此，计算时间达 5 分钟左右出计算结果相对较为精确，否则结果不准确。

b. 使用 COMSOL4.0（汉化版）模拟计算时，将软件运行首页的‘方程类型’选为‘古典方程’里的‘泊松方程’，设置坐标范围、选定区域、边界条件和 PDE 类型的设置、划分网格及计算完全同上。

攻读硕士学位期间发表的学术论文

Zili Li, Yanrong Song, Peng Zhang, Xiao Zhang. Intracavit second harmonic generation characteristics of semiconductor disk laser. Pro.of SPIE. 2010, 7844 (78440M): 1~7

致 谢

在将近三年的研究生生活中,我的导师宋晏蓉教授从学习、工作和生活上都给了我很多帮助和指导,本文的完成也得到了宋老师不厌其烦的指导。宋老师平易近人,治学严谨,学识渊博,是有思想、有追求的女性学习的榜样!正是因为宋老师对我的专业知识及思考问题方法的传授,使我能顺利完成硕士期间的学习和科学研究。在此谨向宋老师致以诚挚的谢意!

在课程学习和课题进行期间,张新平教授、田金荣副教授也给予我大量的指导和帮助,尤其是宋老师赴澳大利亚访问的一年里,田老师不辞辛苦,有求必应,对我的学业和科研工作给予了很大的帮助,田老师对专业知识的掌握以及广博的学识令我等叹服!张新平教授热爱科研,辛勤工作,不辞劳苦,治学严谨,待人和善的素养是我终生学习的榜样。无论是在学术方面还是在做人方面,张老师都为我提供了标准,张老师对我的影响将使我终生受益!

在硕士学习期间,王丽老师、俞宽新老师、胡曙阳老师、刘红梅老师、江竹青老师、李景娟老师、翟天瑞老师、庞兆广老师、刘国庆老师、王吉有老师、李宝富老师、王代殊老师等都给予了我指导和帮助,再次表示对他们的诚挚的感谢!陶世荃老师虽非我直接的受业恩师,但她对科研的态度和热爱已是令我仰慕不已,在次也对她表示感谢!

感谢澳大利亚国立大学的 C.Jagadish 教授和 Hark Hoe Tan 教授为本研究生长半导体外延片。

在此,非常感谢我们课题组,在这个温暖的集体中,张鹏师兄、冯胜飞师兄、门艳彬师兄、陈江博师兄对科研的刻苦努力,是我学习楷模,在此感谢你们。特别要感谢的是张鹏师兄对我在科研上的指导,可谓是我的良师益友,而且张鹏师兄的处事态度以及品德素养都使我赞叹不已,是我学习的榜样!

同时也要感谢实验室李光师兄对我在音乐方面的影响;感谢窦菲师姐对我照顾、关心和陪伴;感谢班文政师兄、苏雪琼师姐、华玲玲师姐、李辉辉师兄、张晓师兄、宋骄阳师兄、魏利晓师兄、尤建村师兄对我诸多方面的帮助;感谢刘宁、彭春增、马泉、朱建银、周玲、万晓婧、郭清秀成为我的战友,并肩作战,分享成败;尤其要感谢一直陪伴我的万晓婧、周玲、郭清秀,与我一同分享硕士生活中的酸甜苦辣,让我能在快乐中度过这三年!感谢李奇志、杨昭辉、于振华、王哲、尹名、李响、伍铁生、王保增、田翠翠、栗箭、尹利丹还要感谢我的室友宋蕾和何景婷同学、我的好友蔡景景和耿早霞、李娜和刘玉华同学,感谢她们三年来对我的关心和照顾。

衷心感谢我的父母对我不遗余力的支持，把我从一个农村孩子培养成一个硕士生，他们为我付出的心血，难以用一个谢字表达！感谢我的祖父母对我始终如一的爱！感谢我的哥哥嫂嫂对我学业和生活的支持和帮助，感谢我的侄子为我带来的快乐！