

分类号 TN248.1

密级

UDC

编号

# 中国科学院研究生院

## 博士学位论文

大功率全固态蓝、绿光和紫外激光器  
及可调谐激光技术研究

石 朝 辉

指导教师 樊仲维 研究员

中国科学院长春光学精密机械与物理研究所

申请学位级别 博 士 学科专业名称 光 学

论文提交日期 2007.05 论文答辩日期 2007.06

培养单位 中国科学院长春光学精密机械与物理研究所

学位授予单位 中国科学院研究生院

答辩委员会主席

## 摘 要

半导体泵浦的固体激光器 (DPSSL) 将半导体激光器和固体激光器的优点集于一身, 具有效率高、结构紧凑、输出稳定、寿命长等优点, 在制造业、信息业、医疗业及科研等领域获得了广泛的应用, 因此成为激光领域的一个研究热点。本文围绕大功率全固态连续波绿光、连续波蓝光激光器和大功率全固态声光调 Q 准连续波紫外激光器做了大量的理论和实验研究; 对可调谐激光器输出激光进行非线性频率变换是获得紫外、深紫外激光的一条重要技术路线, 本文对这一技术也做了一定的研究。论文主要包括以下几部分内容:

- 1、介绍了全固态激光器的历史和发展以及 DPSSL 的特点, 综述了目前国内外在全固态三基色 DPSSL (红、绿、蓝) 和全固态紫外激光器领域上的最新进展; 同时作者又展望了在未来几年里 DPSSL 的发展趋势。
- 2、从空间速率方程出发, 详细地讨论了不考虑热效应和考虑热效应两种情况下的 LD 端面泵浦固体激光器输入输出特性, 重点分析了各空间分布变量对激光输出特性的影响, 为设计高效率运转、高光束质量的激光器提供了设计原则和努力方向。
- 3、详细地研究了 Nd:YVO<sub>4</sub> 晶体的 914nm 准三能级谱线的工作特点, 对比分析了它与四能级激光系统及与 Nd:YAG 晶体的 946nm 准三能级谱线不同的工作特点; 并重点分析了影响其激光效率的几个因素, 如晶体长度、掺杂浓度、晶体温度、输出镜透过率等; 通过理论计算确定了大功率蓝光激光器的器件参数。
- 4、成功研制了输出功率为 9.4W 的单端泵连续波绿光激光器。方案采用 LD 端面泵浦 Nd:YVO<sub>4</sub> 和 I 类非临界相位匹配 LBO 腔内倍频结构, 在 30W 泵浦功率下获得了 9.4W 的 532nm 连续波绿光输出, 光-光转换效率达到 31.3%, 此转换效率处于先进水平。通过工业化设计使该款激光器达到了产业化水平, 并创造了巨大的经济效益。
- 5、成功研制了输出功率为 4.2W 的高功率连续波 457nm 蓝光激光器。方案采用 LD 端面泵浦 Nd:YVO<sub>4</sub> 激光晶体和 I 类临界相位匹配 LBO 腔内倍频结构, 通过优化谐振腔设计和器件参数, 使准三能级方式运转的 914nm 激光得以高效

率工作，并在此基础之上获得高功率的倍频蓝光输出。最终在泵浦功率为 31W 时，蓝光输出达 4.2W，其光-光转换效率高达 13.5%。通过工业化的结构设计和工艺设计，使这一技术达到了产业化水平，样机具有非常优异的可靠性和长期稳定性。

- 6、分别以端泵 Nd:YVO<sub>4</sub> 腔外三倍频和侧泵 Nd:YAG 腔内三倍频两条技术路线实现了瓦级全固态声光调 Q 355nm 紫外激光输出。在端泵腔外三倍频结构中，在基频光输出功率为 7.28W 时紫外激光输出功率达到了 1.86W，红外到紫外的光光效率达到了 25.5%，此效率接近了国际先进水平。在侧泵腔内三倍频结构中，我们利用布氏棱镜的色散将紫外激光倒出腔外，解决了腔内三倍频紫外激光器腔镜镀膜难题，并获得了 2.5W 的准连续 355nm 紫外激光输出。
- 7、自行研制了大功率、高光束质量的侧泵 Nd: YAG 倍频 532nm 激光器，并将其用于泵浦掺钛蓝宝石晶体，在国内首次获得了高平均功率、窄线宽的宽调谐激光输出。腔内无色散元件时获得了最高 6.44W 的平均功率激光输出，光-光转换效率大于 40%；利用石英布氏棱镜对作为腔内色散元件，获得了 740nm~880nm 范围内连续可调谐的激光输出，激光线宽约 1nm，在中心波长 800nm 处最大输出功率达到了 2.87W。

**关键词：**全固态激光器（DPSSL），LD 泵浦，腔内倍频，Nd: YVO<sub>4</sub>，大功率绿光，准三能级，大功率蓝光，457nm，紫外，色散，可调谐激光器，掺钛蓝宝石

## ABSTRACT

Diode-pumped solid-state laser (DPSSL) has the advantages of both Laser diode and solid-state laser, such as high efficiency, compact size, good stability and longer lifetime, and it has been widely used in industry, communication, medical treatment, scientific research and entertainment. DPSSL has become one of the hot spots in the field of lasers. This treatise is around the study on “High power diode-pumped CW green laser”, “High power diode-pumped CW blue laser” and “High power acousto-optic Q-switched 355nm UV laser”. Nonlinear frequency conversion of all-solid-state tunable laser is one of the important technical schemes to get UV and deep UV laser, the dissertation also presents some results of this field. The contents can be outlined as below:

1. The history and the characteristics of DPSSL are introduced. The developments of three-primary-colors DPSSL (RGB) lasers and all-solid-state UV laser at present are summarized, and the trend in development of DPSSL is also described.
2. Based on the rate-equation theory of four-level system, the characteristics of laser input and output are theoretical analyzed and numerical simulated at two conditions: without thermal effect and with thermal effect in laser crystal, and the influence of space distribution of pumping laser (the position of focusing point, dimension of pumping beam size and divergence angle) to the output characteristics are discussed in detail. The work offers the fundamental direction to design a laser which has a better beam quality and operates with a higher efficiency.
3. The features of quasi-three-level of 914nm in Nd: YVO<sub>4</sub> crystal are numerical analyzed, and the differences with traditional four-level system and 946nm of Nd: YAG crystal are also opened out. We mainly analyze the factors which influence the efficiency of quasi-three-level laser system, such as crystal length, Nd concentration, crystal cooling temperature, output coupling, etc. The parameters of high power blue laser are chosen by numerical calculation according to the theory model.
4. A high power CW green laser system is developed, which the output power can achieve 9.4W. The laser is pumped by a fiber coupled laser diode module, and an I-NCPM LBO as SHG crystal is inserted in the laser cavity. When the pumping power is about 30W, the output power reaches to 9.4W, and the optical to optical

conversion efficiency is about 31.3% accordingly. Furthermore, the laser systems are designed according to industrial standards, and the laser systems also bring great economic benefits.

5. A high power CW blue laser system is developed, which the output power can achieve 4.2W. The power is much higher than any other blue lasers reported working at 473nm. The laser system adopt a very low concentration Nd: YVO<sub>4</sub>, pumped by a fiber coupled laser diode module, and an I-CPM LBO as SHG crystal is inserted in the laser cavity. When the pumping power is about 31W, the output power reaches to 4.2W, and the optical to optical conversion efficiency is about 13.5% accordingly. The laser systems are also designed according to industrial standards.
6. Two schemes of end pumping with outer-cavity THG and side pumping with intra-cavity THG are adopted to develop all-solid-state 355nm UV laser respectively. With end pumping scheme, 1.86W 355nm power is achieved when the fundamental frequency power is about 7.28W, and the optical to optical conversion efficiency is about 25.5% accordingly. For side pumping scheme, 355nm UV laser exports from the cavity through intra-cavity quartz Brewster prism, which settled the difficulty of mirror coating in a UV laser system and 2.5W 355nm UV laser power is gotten through this scheme.
7. An all solid state broadly tunable high-average-power laser source based on the Ti: sapphire crystal pumped by a frequency doubled diode pumped Nd: YAG laser is also developed at the first time in China. Without any dispersion elements in cavity, 6.44W of Ti: sapphire laser is obtained when the pumped power is 16W, and the conversion efficiency is higher than 40%. By using two quartz Brewster prisms, the laser is tunable from 740nm to 880nm with the line-width of about 1nm, and the maximum average output power is 2.87W at 800nm with 11.5W pumped power.

**Keywords:** All-solid-state laser, LD pumped, Intra-cavity Doubling, Nd: YVO<sub>4</sub>, High power green laser, Quasi-three-level, High power blue laser, 457nm, UV, Dispersion, Tunable laser, Ti: sapphire

# 目 录

|                                            |     |
|--------------------------------------------|-----|
| 摘要.....                                    | I   |
| ABSTRACT.....                              | III |
| 第一章 绪论                                     |     |
| § 1.1 全固态激光器的发展历史及现状 .....                 | 1   |
| § 1.2 全固态激光器的优点和泵浦方式 .....                 | 3   |
| § 1.3 DPSSL 在几个领域上的进展及发展趋势 .....           | 5   |
| § 1.4 本论文的主要研究内容 .....                     | 14  |
| 参考文献.....                                  | 15  |
| 第二章 LD 端面泵浦四能级激光系统的理论研究                    |     |
| § 2.1 四能级激光系统输入输出特性分析.....                 | 21  |
| § 2.2 空间分布变量对输出特性的影响 .....                 | 29  |
| 参考文献 .....                                 | 37  |
| 第三章 晶体的热效应及其对激光输出特性的影响                     |     |
| § 3.1 端泵激光晶体的热效应.....                      | 39  |
| § 3.2 考虑热效应情况下的激光输出特性.....                 | 44  |
| 参考文献 .....                                 | 47  |
| 第四章 高功率连续波绿光激光器研究                          |     |
| § 4.1 引言 .....                             | 49  |
| § 4.2 Nd:YVO <sub>4</sub> 和 LBO 晶体的特性..... | 49  |
| § 4.3 二次谐波理论研究.....                        | 54  |
| § 4.4 大功率端泵连续绿光激光器 .....                   | 59  |
| 参考文献.....                                  | 65  |

## 第五章 准三能级理论模型与高功率连续波蓝光激光器研究

|                                     |    |
|-------------------------------------|----|
| § 5.1 蓝光激光器中激光晶体的选择.....            | 67 |
| § 5.2 准三能级运转的理论模型(914nm) .....      | 69 |
| § 5.3 蓝光激光器中倍频晶体的选择.....            | 85 |
| § 5.4 全固态 4.2W 连续波 457nm 蓝光激光器..... | 89 |
| 参考文献 .....                          | 97 |

## 第五章 全固态紫外激光器研究

|                                    |     |
|------------------------------------|-----|
| § 6.1 引言.....                      | 99  |
| § 6.2 紫外激光产生原理 .....               | 101 |
| § 6.3 瓦级全固态 355nm 紫外激光器的实验研究 ..... | 110 |
| 参考文献 .....                         | 116 |

## 第七章 大功率可调谐激光技术研究

|                               |     |
|-------------------------------|-----|
| § 7.1 全固态可调谐激光技术介绍.....       | 119 |
| § 7.2 纳秒掺钛蓝宝石激光器调谐技术实验研究..... | 121 |
| 参考文献.....                     | 127 |

|           |     |
|-----------|-----|
| 全文总结..... | 129 |
|-----------|-----|

|               |     |
|---------------|-----|
| 发表文章与成果 ..... | 131 |
|---------------|-----|

|          |     |
|----------|-----|
| 致 谢..... | 133 |
|----------|-----|

## 第一章 绪论

自 1960 年第一台红宝石激光器问世以来, 激光技术得到了迅速发展, 其中固体激光器以其独有的效率高、体积小、寿命长、运转稳定、维护方便等优点成为激光技术中最具有发展前途的研究领域之一。激光二极管泵浦的固体激光器 (DPSSL) 它兼备了半导体激光器和固体激光器的双重优点, 并弥补了两者的缺点, 成为一种结构紧凑、效率高、寿命长和光束质量高的新型激光器件。随着激光二极管输出功率不断提高, 新型激光晶体、非线性晶体、光学超晶格材料的不断涌现, DPSSL 迎来了更为广阔的发展空间。

### §1.1 全固态激光器的发展历史及现状

1958 年贝尔实验室的 C.Townes 和 A.Schawlow 发现当闪光灯发射的光照在一种稀土晶体上时, 晶体的分子会发出鲜艳的、始终汇聚在一起的强光。据此他们发表了关于激光器的经典论文<sup>[1]</sup>, 奠定了激光发展的基础。1960 年, 美国人 T.H.Mainman 利用发光度很高的脉冲氙灯泵浦红宝石晶体, 发明了世界上第一台红宝石激光器<sup>[2]</sup>。同年, R.Newman<sup>[3]</sup>第一个提出了半导体激光器 (LD) 泵浦固体激光器即全固态激光器 (DPSSL) 的思想。1962 年, 第一支同质砷化镓 (GaAs) 二极管问世; 1964 年, 美国 MIT 林肯实验室的 Keyes 和 Quist<sup>[4]</sup>用 LD 泵浦  $U^{3+}:\text{CaF}_2$  晶体, 在  $2.6\mu\text{m}$  波段实现了真正意义上的全固态激光器。1968 年, 麦道宇航公司的 Ross<sup>[5]</sup>利用液氮冷却的 LD 泵浦 Nd:YAG 激光晶体, 实现了第一台 LD 泵浦的 Nd:YAG 激光器。

上世纪七十年代, LD 泵浦的 Nd:YAG<sup>[6-10]</sup>逐渐引起人们的注意; 原因是 Nd:YAG 激光晶体在 LD 的发射带有很强的吸收, 并且具有优良的机械性能和高热传导系数。虽然采用异质结的 LD 已经可以在室温下工作, 但由于当时半导体激光器的输出功率很低, 光束发散角很大, 单色性差, 因而 DPSSL 的输出功率和效率很低<sup>[11-12]</sup>, 其性能和输出功率无法与灯泵或者其它方式泵浦的激光器相比, DPSSL 的发展较为缓慢。与此同时, 端面泵浦<sup>[13-18]</sup>的 DPSSL 也有了一定的

发展。1971 年, F.W.Ostermeyer<sup>[19]</sup>报道了第一台室温下全固态 Nd:YAG 激光器, 获得 1.4mW 的连续波 1.06 $\mu$ m 激光输出。

八十年代, 半导体物理技术的发展给 LD 注入了新的活力, 从而推动了 DPSSL 的发展。量子阱激光器的出现, 使得 LD 的增益系数提高, 而且在室温下阈值电流减小, 线宽变窄, 电-光效率提高; 与此同时, 晶体生长工艺也有了很大的发展, 如金属有机物化学气相淀积 (MOCVD) 和分子束外延 (MBE) 等芯片制造工艺。垂直腔面发射激光器、半导体激光器阵列等各式各样的激光器件不断涌现, 使得 DPSSL 的发展方兴未艾, 爆发了一次又一次重大的革命。1985 年, LD 泵浦的 Nd:YAG 获得 80mW 的单模输出, 光-光转换效率为 8%<sup>[20]</sup>。同年, 中国的科学家周炳琨等人也首次使用 LD 泵浦 Nd:YAG 激光输出<sup>[21]</sup>。1987 年, LD 泵浦的 Nd:YAG 得到 21W 的峰值功率输出<sup>[22]</sup>。1988 年, LD 列阵泵浦的 Nd:YAG 板条得到了 70KW 的巨脉冲输出<sup>[23]</sup>。

九十年代以来, 随着 LD 输出功率、稳定性的不断提高以及价格的下降, 大大推动了 DPSSL 的发展步伐。1992 年, LD 列阵泵浦的 Nd:YAG 激光器输出单脉冲能量达 1 焦耳<sup>[24]</sup>。1994 年, LD 列阵侧泵浦的 Nd:YAG 激光器输出功率达 14W<sup>[25]</sup>; 1995 输出功率达到 72W<sup>[26]</sup>。1996 年, D.Golla 等人用光纤耦合的 LD 列阵端面泵浦 Nd:YAG, 得到了 60W 的单横模基频光输出, 光-光转换效率达 25%, 最大输出功率达 235W<sup>[27]</sup>。1997 年, 侧泵 Nd:YAG 激光器也得到了 80W 的基模激光输出<sup>[28]</sup>。1999 年, 日本的 Y.Hirano 等人采用侧泵 Nd:YAG 棒结构, 得到了 208W 的基模激光输出<sup>[29]</sup>。同年, 1064nm 的基频激光最大输出已超过 5000W<sup>[30]</sup>!

就在 LD 及其泵浦技术日臻成熟的同时, 非线性频率变换技术也使得 DPSSL 的波长不断扩展, 长波方向已延伸到中红外 3 $\mu$ m, 特别是掺 Yb、掺 Er 的激光器, 输出波长为 1.5~2 $\mu$ m 左右, 是人眼的安全窗口和大气窗口, 在通讯、医疗等领域应用非常广泛; 短波方向从可见到紫外甚至深紫外, 同时还涌现了大量可调谐全固态激光器件。此外, 一大批性能优良的全固态激光器也纷纷走出实验室, 已有大量毫瓦级至瓦级的绿光激光器产品投入市场, 全固态连续波红、蓝光激光器也达到瓦级水平。

本世纪以来,随着市场的需求量越来越大,DPSSL 产业化前景越来越广阔,被广泛应用于工业加工、印刷、显示、军事、医疗和通讯等领域。百瓦以下的 DPSSL 在美国、德国和日本均已实现了产业化。德国的 ROFIN SINAR 公司已有千瓦级的 DPSSL 产品出售。现在,更大功率如 10KW 级、兆瓦级的 DPSSL 也在美国、日本等国家竞相开展。国内在八十年代末期也相继开展了 DPSSL 的研究,主要研究单位有中科院上海光机所<sup>[31]</sup>、中科院物理研究所<sup>[32-45]</sup>、中科院长春光机所<sup>[46]</sup>、华北光电所、清华大学、天津大学、华中科技大学等科研单位。主要研究方向为基频高功率,可见、紫外、深紫外、中红外大功率以及宽调谐和超快激光技术研究等等。目前,国内在 DPSSL 的很多领域的科研水平都已达到或接近国际水平。

## §1.2 全固态激光器的优点和泵浦方式

### 一、DPSSL 优势

DPSSL 正好兼备了激光二极管和固体激光器的优点并弥补了各自的不足,使得 DPSSL 极大地优越于传统的灯泵固体激光器和二极管激光器本身。

#### 1-与灯泵固体激光器比较

- (1) 效率高。传统闪光灯的辐射光谱几乎是连续的,因此很难与激光晶体的吸收带匹配,导致大部分能量以热的形式耗散掉,因而转换效率很低。而作为全固态激光器的泵浦源 LD 可以通过改变掺杂组分及改变温度使输出波长与激光晶体的吸收谱完全匹配,这样不仅转换效率很高,同时也降低了激光晶体的热负荷和对冷却系统的要求,大幅度地提高了激光的光束质量。
- (2) 频率和功率稳定性好。传统的灯泵固体激光器由于冷却水湍流、闪光灯泵浦中等离子体波动造成的噪声以及闪光灯本身的功率波动使得灯泵固体激光器的频率和功率稳定性都比 DPSSL 要差得多<sup>[47-49]</sup>。
- (3) 光束质量好、寿命长。DPSSL 可以产生接近衍射极限、近于理想  $TEM_{00}$  模强度分布的激光输出<sup>[50-53]</sup>;同时由于 DPSSL 的寿命仅取决于 LD 的

寿命（数万小时），大大高于闪光灯的寿命（1千小时左右）。

- (4) 泵浦方式灵活、激光晶体选择多样化。LD 泵浦的方式有侧泵、端泵、多程泵浦等；激光晶体可以是棒状、块状、碟片状、板条状等。
- (5) 结构紧凑、小型化。目前大部分光纤耦合的 LD 都已经实现了电制冷、电源和 LD 模块一体化的集成设计；不仅大大减小了激光器的体积和重量，也促进了激光器的产业化和商品化。

## 2-与二极管激光器比较

- (1) 线宽窄、易实现单频运转。LD 的线宽通常为 3nm 左右，而 DPSSL 的线宽通常可达 0.0001~0.001nm 左右，甚至可实现单频运转<sup>[54-58]</sup>。
- (2) 输出波长稳定。LD 的输出波长随温度的变化而漂移（一般为 0.3nm/°C），而 DPSSL 有稳定的输出波长。
- (3) 光束质量好、发散角小、亮度高。LD 的发散角一般为几十度，而 DPSSL 输出的激光很容易获得 TEM<sub>00</sub> 模，接近衍射极限。
- (4) 可获得高峰功率、大能量脉冲激光输出。DPSSL 通过调 Q 等手段，能获得比 LD 高出几万倍，甚至更高的峰值功率。
- (5) 波长覆盖范围宽。DPSSL 通过频率变换能获得深紫外、紫外、可见、近红外、中红外甚至更大波长范围的激光输出，同时还能在很大范围内实现连续可调谐输出<sup>[59]</sup>。

## 二、DPSSL 的泵浦方式

### 1-端面泵浦

也称为纵向泵浦，其优点是增益区可以很好地与激光谐振腔模式相匹配，输出激光的光束质量好，LD 单管及光纤耦合模块多采用这种泵浦方式。通过波长匹配可以使激光晶体对泵浦光充分吸收，因而泵浦效率很高<sup>[60-61]</sup>，容易实现低阈值运转并获得单横模、单纵模激光输出。但是由于在端泵中泵浦光集中在很小的区域里，过高的功率密度会造成晶体的损伤，因此端泵主要适合中小功率激光输出。但也有输出达几百瓦<sup>[62]</sup>、甚至超过千瓦的报道<sup>[63]</sup>。

### 2-侧面泵浦

又称为横向泵浦，其优点是输出激光的功率大。侧面泵浦主要有两种方式，

一种是对棒状激光晶体的环绕型泵浦, 另一种就是对板条状激光晶体的边泵或面泵。侧泵用的激光晶体一般较长, 以便吸收更多的泵浦光, 因此输出功率较大; 而且由于侧泵对轴向放置的激光晶体进行横向泵浦, 散热和泵浦耦合区域都很大, 可以简单增加激光晶体的长度和 LDA 的数量来提高输出功率。目前大功率 DPSSL 大都采用侧面泵浦方式<sup>[64-66]</sup>。休斯航天航空实验室的 David S 等人用三个 LD 模块围成一圈泵浦一根有效尺寸为  $\Phi 3 \times 30\text{mm}$  的 Yb:YAG 复合棒, 当泵光功率为 4.75kW 时, 得到了 0.95kW 的 1030nm 的激光输出<sup>[67]</sup>。同样采用类似结构日本 Toshiba 公司的研究人员获得了 3.3kW 的激光输出<sup>[68]</sup>!

### §1.3 DPSSL 在几个领域上的进展及发展趋势

大功率全固态红、绿、蓝激光器由于在大屏幕彩色显示和彩色印刷等领域具有很大的应用, 因此从90年代初即成为人们关注的焦点之一; 而全固态紫外激光器由于在高精度加工和军事等领域呈现出巨大的潜力, 近年来也成为激光领域发展的潮流之一。下面我们将分别介绍全固态红、绿、蓝及紫外激光器的发展现状和应用前景, 同时展望了未来几年DPSSL的发展趋势。

#### 一、三基色 DPSSL 和紫外 DPSSL 进展

##### 1-全固态绿光激光器进展

全固态可见光激光器中, 绿光激光器发展最成熟, 输出功率也最高。第一台全固态小型绿光器件是用线阵发光二极管泵浦 Nd:YAG 用碲酸钡钠倍频得到的, 重复频率 100Hz, 平均功率为 2mW。在九十年代初全固态连续绿光输出最高水平在几百毫瓦。目前全固态绿光激光器主要的技术路线有两个:

LD 端面泵浦 Nd: YVO<sub>4</sub>, Nd: YAG, Nd: YLF 等晶体, 采用 KTP、LBO 或 PPKTP 等非线性晶体腔内倍频获得高光束质量的连续波绿光输出。主要进展有: Coherent 公司采用 LD 端面泵浦 Nd:YVO<sub>4</sub> 激光晶体, LBO 腔内倍频的环型腔技术路线获得了连续 18W 的单频激光输出<sup>[69]</sup>, 光光转换效率大于 25%, 此为商业

化连续波绿光激光器的最高水准。国内在端泵连续绿光器领域做了大量的研究工作<sup>[70-79]</sup>, 其中有代表性的是: 2000 年, 何京良<sup>[71]</sup>等人采用 LD 光纤耦合模块双端泵浦 Nd: YVO<sub>4</sub>/ KTP 技术路线获得 8.8W 的连续波绿光输出, 光光转换效率为 31.5%。2001 年, 候玮等人<sup>[73]</sup>采用 LD 光纤耦合模块双端泵浦 Nd: YVO<sub>4</sub>/ LBO 技术路线获得 5.3W 的连续波绿光输出, 光光转换效率为 26.5%。2003 年, 白晋涛等人<sup>[75]</sup>采用 LD 光纤耦合模块双端泵浦 Nd: YVO<sub>4</sub>/ LBO 技术路线获得 8W 的连续波绿光输出, 光光转换效率为 28%。

LD 侧泵 Nd: YAG 晶体, KTP/LBO 腔内倍频获得大功率多模连续或准连续绿光输出。主要进展有: 1998 年, T.Kojima<sup>[80]</sup>等人在 Advance Program for 13<sup>th</sup> Advanced Solid-State Laser Topical Meeting 上报道了利用 LD 侧面泵浦 Nd:YAG 腔内倍频, 获得连续绿光输出 27W。2004 年, 日本三菱公司的 T.Kojima<sup>[81]</sup>等人在 CLEO 会议上报道了采用 LD 侧面泵浦的 Nd:YAG, LBO II 类位相匹配腔外倍频技术路线实现的 200W 准连续绿光激光器。国内在 LD 侧泵的调 Q 准连续连续绿光器领域也做了大量的研究工作<sup>[82-88]</sup>, 其中有代表性的是: 2003 年中科院物理所的冯衍<sup>[82]</sup>等人报到了侧泵 Nd: YAG, KTP 腔外倍频的 20W 绿光激光器, 光束质量因子  $M^2 \sim 4$ ; 2004 年天津大学的徐德刚<sup>[86]</sup>等人报到了 KTP 腔内倍频的 104W 绿光激光器; 2005 年中科院物理所的耿爱丛<sup>[87]</sup>等人报道了 LBO 腔内倍频的 140W 全固态绿光激光器, 在 124W 输出功率时的光束质量因子为  $M_x^2 \sim 10.65$ ,  $M_y^2 \sim 10.85$ 。

## 2-全固态蓝光激光器进展

全固态蓝光激光器在科研、生物、医疗、光存储、娱乐、通讯、军事等方面有广阔的应用, 因此成为全固态激光器件研究中的重要内容。有关全固态蓝光激光器除了用 Nd:YAG<sup>[89-93]</sup> / Nd:YVO<sub>4</sub><sup>[94]</sup> 的 946 / 914nm 谱线倍频外, 还可以通过近红外 LD 直接倍频<sup>[95]</sup>、Ti:Sapphire、Cr:LiSAF 等近红外输出的倍频以及通过参量<sup>[96]</sup>、和频<sup>[97]</sup>等方法获得。

1988 年, 美国的 W.P.Risk<sup>[98]</sup>等人用 KTP 将 1064nm 和 809nm 的激光进行和频, 得到了 1mW 波长为 459nm 的连续波蓝光输出。1992 年, 纽约的 R.J.Ellingson<sup>[99]</sup>等人获得了 230mW、430nm 的飞秒脉冲。1995 年, 英国的 V.Pruneri<sup>[100]</sup>等人使用 6mm 长的 PPLN 对 Nd: YAG 激光器进行腔内倍频, 获得了 49mW 波长为 473nm

的连续波蓝光激光输出。1997 年,德国的 M.Bode<sup>[101]</sup>等人用  $\text{KNbO}_3$  作为倍频晶体,得到了 500mW 473nm 的连续波蓝光输出,倍频效率达到 81%! 2000 年, P.Zeller<sup>[102]</sup>等人采用 Nd:YAG/LBO 折叠腔结构,获得了 1.5W 的连续波蓝光 473nm 输出。2003 年,德国汉堡大学的 C.Czeranowsky<sup>[103]</sup> 等人使用 LD 泵浦三明治 Nd:YAG 晶体,在泵浦源和激光晶体之间插入一块 1/4 波片补偿热致双折射,并在腔内插入一块布氏片使激光起偏,利用该四镜折叠腔获得了 4.6W 波长为 946nm 的线偏光输出,同时他们首次采用新型非线性光学晶体 BiBO 进行腔内倍频,最终获得 2.8W 的连续波 473nm 蓝光,这是迄今为止采用 Nd:YAG 腔内倍频获得的最大功率的单路连续波蓝光输出。

在全固态蓝光激光器发展的同时,蓝光的调谐技术也在全世界范围内展开。1993 年,日本东京的 K.Kato<sup>[104]</sup>用 LBO 进行温度调谐,得到了调谐蓝光输出。1995 年,法国的 Frank Falcoz<sup>[105]</sup>等人用 LD 双面泵浦  $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSrAlF}_6$  晶体并在腔内倍频,获得了从 427~443nm 的蓝光输出,最大输出功率达 13mW。2001 年,德国的 Jorg Zimmermann<sup>[106]</sup>等人采用扇形结构的 PPLT 直接对 LD 进行倍频,得到了输出波长从 480~490nm 的蓝光,输出功率在 50nW 量级。同年, B.Ruffing<sup>[107]</sup>等人用 84MHz、7.6 皮秒的锁模 355nm 激光泵浦 LBO—OPO,获得了 457~479nm 的参量输出,其中 462nm 的激光功率高达 5W! 转换效率达 74%。

国内在全固态蓝光激光技术方面的研究起步比较晚,2000 年,中科院长春光机所的刘伟人<sup>[108]</sup>等人采用 2 瓦单管端面泵浦 Nd:YAG, BBO 晶体腔内倍频的线性腔结构获得了 10mW 的连续波蓝光激光输出。2001 年,中科院长春光机所的郑权<sup>[109]</sup>等人采用 V 型折叠腔, Nd:YAG/LBO 结构获得了 63mW 的  $\text{TEM}_{00}$  模蓝光输出,偏振比超过 120: 1。同年,南京大学的刘照伟<sup>[110]</sup>等人用皮秒绿光 (532nm) 激光器泵浦 PPLT—OPA,利用泵光与输出的闲频光 (3392nm) 在同一块 PPLT 晶体里和频,在获得信号光——红光 (631nm) 的同时还获得了蓝光 (460nm) 输出。2002 年,中科院物理研究所的林学春<sup>[111]</sup>等人研制的全固态 473nm 蓝光激光器率先突破 0.5W。同年,清华大学的刘伟仁<sup>[112]</sup>等人采用端泵 Nd:YVO<sub>4</sub>/LBO 的结构获得了 12mW 的 457nm 蓝光输出。2003 年,中科院物理研究所的李平雪<sup>[113]</sup>等人研制的 473nm 蓝光 DPSSL 率先突破瓦级。同年,中科院物理所许祖彦组<sup>[114]</sup>在国际上首次实现整个蓝光波段可调谐激光输出,最大蓝光输

输出功率达到瓦级。2004 年,中科院长春光机所的高兰兰<sup>[115]</sup>等人采用端泵复合 Nd:YAG/LBO 的结构也获得了高于 1W 的 473nm 蓝光输出。2005 年,中科院光电研究院的毕勇<sup>[116]</sup>等人采用侧泵 Nd:YAG 晶体,利用腔内和频的技术路线 (1319nm+660nm→440nm),获得了 4.3W 的准连续蓝光激光输出。国内的蓝光激光器研制在 2006 年取得了重大突破:中科院物理所的陈亚辉<sup>[117]</sup>等人采用双端泵浦两块复合 Nd:YAG/LBO 的结构获得了两路共 3.8W 的 473nm 蓝光输出;中科院长春光机所的薛庆华<sup>[118]</sup>等人采用端泵 Nd:YVO<sub>4</sub>/LBO 的结构获得了 1.5W 的 457nm 蓝光输出,光光转换效率达 9.3%。

### 3-全固态红光激光器进展

红光激光器与蓝绿光组成高亮度的三基色光源可以用于彩色电视、大屏幕显示和激光投影电视;利用生物组织对红光的选择吸收特性可以很好的治疗多种疾病;红光也广泛的应用于光存储技术;并且红光能够用于泵浦可调谐 Cr: LiSAF 晶体,获得可调谐激光输出;因此红光激光器的研究也引起了人们的关注。

红光激光器可以通过半导体激光器、全固态倍频激光器、光参量振荡器和氮离子气体激光器等方式来实现。红光 LD 要比蓝绿光 LD 成熟的多,目前最大输出功率已超过 1W,但 LD 很差的光束质量限制了在某些方面的应用。一条较为有效的途径是用泵浦 Nd<sup>3+</sup>激光介质产生 1.3μm 的基频光,再利用腔内倍频产生 660nm(Nd: YAG)或 671nm(Nd:YVO<sub>4</sub>)红光。和绿光 DPSSL 类似,既可以通过 LD 端面泵浦 Nd: YVO<sub>4</sub>, Nd: YAG, Nd: YLF 等晶体,并用 KTP、LBO 等非线性晶体腔内倍频获得高光束质量的连续/准连续波红光输出;也可以采用 LD 侧泵 Nd: YAG 晶体, KTP/LBO 腔内倍频获得大功率多模连续或准连续红光输出。在红光 DPSSL 领域,国内与国际水平相差的不是很大,部分科研成果还处于国际先进水平。

通过 LD 侧泵 Nd: YAG 技术实现红光输出的主要进展有:2004 年,天津大学的温午麟<sup>[119]</sup>等人采用侧泵 Nd: YAG /KTP 腔内倍频结构,在 453W 泵浦功率下获得了 8.1W 的准连续红光输出;同年,中科院物理研究所的孙志培<sup>[120]</sup>等人通过侧泵 Nd: YAG /LBO 腔内倍频结构获得了 11.5W 的准连续红光输出;2006 年,中科院物理研究所的彭海波<sup>[121]</sup>等人通过侧泵 Nd: YAG /LBO 腔内倍频结构获得了高达 28W 的准连续红光输出。

通过 LD 端泵 Nd: YVO<sub>4</sub>/Nd:GdVO<sub>4</sub> 技术实现红光输出的主要进展有: 1998 年, 中科院物理研究所的何京良<sup>[122]</sup>等人通过 LD 端泵 Nd: YVO<sub>4</sub>/KTP 腔内倍频结构获得了 273mW 的连续 671nm 红光输出; 2001 年, 中科院物理研究所的张恒利<sup>[123]</sup>等人通过 LD 端泵 Nd: YVO<sub>4</sub>/LBO 腔内倍频结构获得了 890mW 的连续 671nm 红光输出; 2003 年, 澳大利亚的 Hamish Ogilvy<sup>[124]</sup>等人通过 LD 端泵 Nd: YVO<sub>4</sub> 获得了 8W 连续波 1342nm 输出, 腔内插入 LBO 晶体获得了 900mW 的连续 671nm 红光输出; 同年意大利的 Alberto Di Lieto<sup>[125]</sup>等人通过 LD 双泵浦两块 Nd: YVO<sub>4</sub> 晶体获得了 12W 的连续波 1342nm 输出; 2005 年, 深圳大学的杜晨林<sup>[126]</sup>等人通过 LD 端泵 Nd: GdVO<sub>4</sub>/LBO 结构, 在声光调 Q 频率 47kHz 下获得了平均功率为 6W 的准连续 671nm 红光输出; 同年, 中科院物理研究所的姚爱云<sup>[127]</sup>等人通过 LD 双端泵浦 Nd: YVO<sub>4</sub>/LBO 腔内倍频结构, 在双端注入总功率为 28W 时获得了 2.7W 的连续 671nm 红光输出; 2006 年, 天津大学周睿<sup>[128]</sup>等人通过 LD 端泵 Nd: YVO<sub>4</sub>/LBO 腔内倍频结构, 注入总功率 16.9W 时获得了 2.85W 的连续 671nm 红光输出, 光光转换效率高达 16.9%, 处于国际先进水平。2007 年, 深圳大学的 Wan Qin<sup>[129]</sup>等人通过 LD 双端面泵浦 Nd: YVO<sub>4</sub>/LBO 结构, 在声光调 Q 频率 21.72kHz 下获得了平均功率为 10.2W 的准连续 671nm 红光输出, 这是所报道的通过端泵技术获得的最高输出功率的红光激光器。

#### 4-全固态紫外激光器进展

全固态 355nm 紫外激光器主要由 LD 端泵的 Nd: YVO<sub>4</sub> 基频激光器或 LD 侧泵的 Nd:YAG 基频激光器通过腔内或腔外三倍频获得的。虽然理论上腔内三倍频可能得到更高的效率, 但腔外三倍频更适用, 因为在实际的工业应用中常常应用到激光波长的快速切换, 比如打标机针对不同的材料需求选择不同的工作波长, 腔外三倍频与腔内方式相比更容易做到波长切换时的即插即用, 因此国内外对大功率紫外激光器的研究多数集中在腔外倍频的技术路线上。

自从 20 世纪 80 年代以来, 半导体泵浦的全固态红外及可见光波段的 TEM<sub>00</sub> 模激光器已经成功的运用于商业用途了, 并且大量的应用于一些工业级的应用: 激光调阻、存储器芯片修理、太阳能电池划线、激光标刻等等。大多数此类的应用需要激光器处于调 Q 的运转状态, 单脉冲能量在 0.1mJ 到 1mJ 之间, 并且重复频率要在 10 到 200kHz 之间。经过二十多年的发展与不断的优化, 这类激光

系统现在已经可以达到 1064nm-50W 的 TEM<sub>00</sub> 模激光输出, 以及 532nm-20W 的 TEM<sub>00</sub> 模激光输出。作为对比, 半导体泵浦的全固态紫外激光器在最近七、八年左右才开始应用于工业用途, 并且它的功率水平仅仅是在最近这几年才发展到能够大量的应用于激光微加工行业。早期的紫外激光器的工业应用, 仅限于那些对功率和脉冲能量要求都不高的一些行业(平均功率<500mW, 单脉冲能量<50uJ), 例如立体印刷和在电介质材料上打孔等等。随着大功率半导体激光器阵列技术以及新型非线性晶体材料技术的发展, 达到以前平均功率二十倍并且单脉冲能量高达 1mJ 的半导体泵浦全固态 355nm 紫外激光器已经出现在市场上了, 它的平均输出功率已经超过了 20W<sup>[130]</sup>。紫外激光性能上的提高, 已经使高功率的紫外激光器大量应用于微电子和半导体行业, 包括打孔、晶片划线与切割、喷嘴打孔等等。

2001 年, 美国光谱物理公司<sup>[131]</sup>采用 LD 端面泵浦 Nd: YVO<sub>4</sub> 激光获得了 12W, 30kHz 的 355nm 紫外激光。同年, 日本三菱公司<sup>[132]</sup>获得了 18W, 25kHz 的 Nd: YAG355nm 紫外激光。2003 年, 日本的 H. Kianto 等人<sup>[133]</sup>通过 LD 端泵 Nd:YVO<sub>4</sub> 激光器, 光光转换效率(1064nm->355nm)达到了 30%; 同年美国 Coherent 公司推出了平均功率大于 10W 的 LD 端面泵浦 355nm 紫外激光器<sup>[134]</sup>。这以后, 该公司在 355nm 紫外激光器领域不断地取得进步: 2005 年又推出了平均功率大于 20W 的 LD 端面泵浦 355nm 紫外激光器<sup>[130]</sup>; 2006 年该公司的 Charles X. Wang<sup>[135]</sup>同时报道了采用 LD 端泵 Nd:YVO<sub>4</sub> 的 MOPA 结构基频激光器, LBO+LBO 的腔外三倍频的方案, 获得了 36W 的 355nm 紫外激光, 光光转换效率(1064nm->355nm)达到了 44%。; 采用 LD 侧泵 Nd:YAG 的 MOPA 结构基频激光器, LBO+LBO 的腔外三倍频的方案, 获得了大于 60W 的 355nm 紫外激光, 光光转换效率(1064nm->355nm)达到了 32%, Coherent 公司的这些成果奠定了它在 355nm 紫外 DPSSL 领域的领先地位。

国内对 355nm 紫外激光器的研究并不晚于国外, 但是发展却非常缓慢, 一直以来都没有实质性的进展。2001 年, 山东师范大学的贾玉磊<sup>[136]</sup>报道了采用 LD 端泵 Nd:YVO<sub>4</sub> 基频激光器, KTP+BBO 腔外三倍频方案, 获得了 310mW 的 355nm 紫外激光, 光光转换效率(1064nm->355nm)为 14.3%。2002 年, 中科院物理研究所的冯衍<sup>[137]</sup>等人报道了采用侧泵 Nd: YAG 基频激光器, KTP+LBO 的

腔外三倍频方案，获得了 3W 的 355nm 紫外激光，光光转换效率（1064nm→355nm）为 5.6%；通过对实验条件的优化该项目组于 2003 年报道了<sup>[138]</sup>6W 输出的 355nm 紫外激光器，光光转换效率（532nm→355nm）为 38%。2005 年，吴以成<sup>[139]</sup>等人报道了采用侧泵 Nd: YAG 基频激光器，LBO+CBO 腔外三倍频方案，获得了 17.7W 的 355nm 紫外激光，光光转换效率（1064nm→355nm）为 13.3%。2007 年，北京国科世纪激光技术有限公司<sup>[140]</sup>报道了采用 LD 端泵 Nd:YVO<sub>4</sub> 基频激光器，LBO+LBO 的腔外三倍频方案，获得了 1.85W 的 355nm 紫外激光，光光转换效率（1064nm→355nm）为 25.5%，此光光转换效率处于国内领先水平。

## 二、DPSSL 的发展趋势

近几年 DPSSL 已经取得了突飞猛进的发展，随着 LD 功率的不断提高和其价格的不断下降，以及一些新材料、新工艺手段的不断涌现，我们相信 DPSSL 将会迎来更广阔的发展空间，以下几个方面的技术进步基本代表了 DPSSL 的发展趋势：

### 1-高能量脉冲 DPSSL

目前半导体泵浦的全固态激光器在大能量脉冲激光器领域还不能完全替代脉冲灯泵浦固体激光器，一方面与脉冲 LD 技术本身不如闪光灯技术成熟有关，另一方面脉冲 LD 的造价居高不下导致整机成本过高影响了其应用；但是随着脉冲 LD 技术的不断的成熟，相信高能量脉冲 DPSSL 将会获得更大的发展。

### 2-超大功率和高亮度光纤耦合模块

随着半导体生长技术的不断革新以及半导体激光器及阵列的光纤耦合技术的不断提高，光纤耦合输出的半导体激光器输出功率不断提高，国外已经有超过 6kW 输出的产品，其直接可以工业加工<sup>[141]</sup>。

另一方面，光纤耦合输出的半导体激光器的光纤芯径不断变小，模块的亮度不断提高。德国 LIMO 公司已经有输出功率 25W，光纤芯径 50μm，数值孔径为 0.22NA 的高亮度光纤耦合模块问世<sup>[142]</sup>。英国 Fianium 公司<sup>[143]</sup>也刚刚在 2006 年底推出了代号为“PUMA”的高亮度光纤耦合模块，其光纤芯径为 105μm，数值

孔径为 0.22NA，激光输出功率高达 40W，这些高亮度的光纤耦合模块可以直接应用于激光打标和塑料焊接。

### 3-光纤激光器

随着半导体激光器输出功率的不断提高及光纤激光器制造水平的进步，IPG 公司目前商用的光纤激光器的输出功率更是高达 50KW，可以用于切割和高速焊接<sup>[144]</sup>。

随着光纤激光器相关技术的发展，以往光纤激光器很难实现的一些技术例如调 Q 工作、锁模运转，倍频输出等，目前已经逐渐的实现。结合传统 DPSSL 领域的一些新的进展，如半导体可饱和吸收镜（SESAM）、声光调制器（AOM）等等，光纤激光器现在也可以实现调 Q<sup>[145]</sup>、锁模<sup>[146-148]</sup>工作。基于这些技术光纤激光器已经实现了锁模皮秒和飞秒激光输出，甚至通过倍频已经获得了高达 4W 的 355nm<sup>[149]</sup>和 1W 的 266nm<sup>[150]</sup>紫外激光输出。

### 4-光泵垂直腔面半导体激光器（OPS-VCSEL）

光泵垂直腔面半导体激光器一经出现，就显示了其巨大的潜在应用空间。它在继承成了垂直腔面发射半导体激光器（VCSEL）光束质量好的优点的同时，又解决了电泵效率低、很难做到高功率输出的天生缺陷。图 1.1 为 OPS-VCSEL 的原理图。OPS-VCSEL 和 DPSSL 相比，其根本区别前者采用半导体量子阱材料作为激光增益介质，而后者的增益介质为普通的激光晶体。其优点在于：第一，半导体量子阱材料的吸收带宽较宽，一般不需要对泵浦的半导体激光器进行严格的温度控制；第二，半导体量子阱材料几乎没有普通激光晶体的热透镜效应，因此可以很好地解决输出功率与光束质量这一天生的矛盾；第三，通过材料的控制，可以设计半导体量子阱材料的激射波长，而不像普通晶体那样通常只能有一个激射波长；第四，由于可以对 OPS-VCSEL 的纵模很好的控制，因此可以解决普通倍频 DPSSL 的“绿光噪声”问题。

结合 DPSSL 成熟的腔型设计技术和内腔倍频技术，OPS-VCSEL 有了更为广阔的发展空间。图 1.2 为腔内倍频望远腔 OPS-VCSEL 的腔型原理图，这样的腔型设计明显是吸取了腔内倍频 DPSSL 的设计思想<sup>[151]</sup>。目前的 OPS-VCSEL 已经做到了近 30W 的基频激光输出，TEM<sub>00</sub> 531nm 倍频绿光输出可以做到 11.5W，

488nm 倍频蓝光激光输出甚至可以达到 20W。和倍频 DPSSL 相比, OPS-VCSEL 具有更紧凑的体积, 更高的可靠性, 因此成为激光显示设备最具竞争力的 RGB 激光光源。

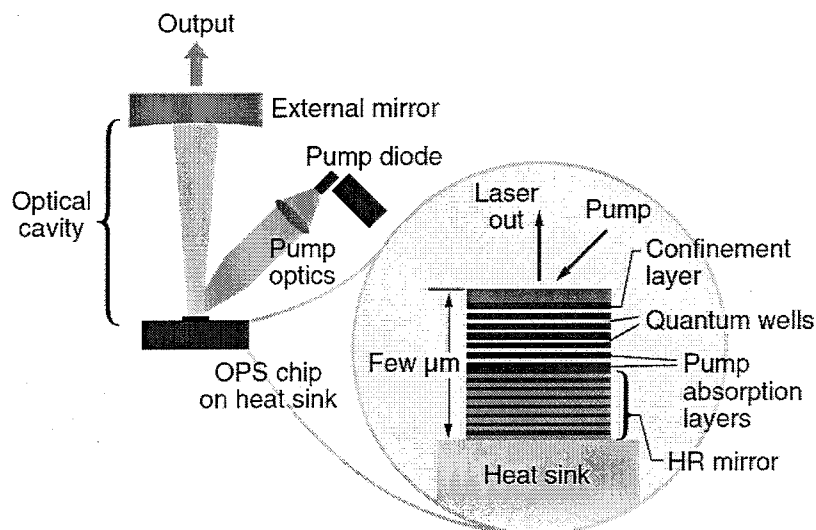


图 1.1 为 OPS-VCSEL 的原理图

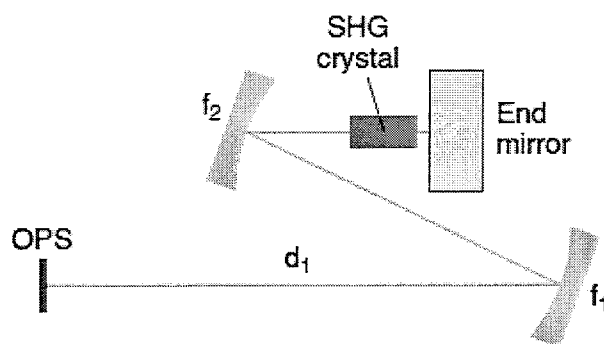


图 1.2 腔内倍频望远腔 OPS-VCSEL 的腔型原理图

## § 1.4 本论文的主要研究内容

本论文第一章首先介绍了全固态激光器（DPSSL）发展的历史及其特点，然后综述了三基色 DPSSL 和紫外 DPSSL 的进展，并且展望了 DPSSL 的发展

趋势。第二章从四能级激光系统空间速率方程理论出发,得到了阈值泵浦功率、输出功率和斜效率的表达式,并详细分析了各空间变量对激光输出特性的影响,为设计高效率运转的激光器提供了设计方向。第三章在介绍端面泵浦下晶体热效应的基础上,分析了热效应情况下的模式匹配理论和激光器的输入输出关系。第四章对高功率端面泵浦连续波绿光激光器进行了实验研究,获得了大于 9W 的连续绿光激光输出,光光转换效率高于 30%。第五章首先详细研究了准三能级系统(Nd:YVO<sub>4</sub> 914nm 谱线)的工作特点,着重分析了影响其激光效率的几个因素,然后对高功率 457nm 蓝光激光器做了实验研究,并且获得了大于 4W 的蓝光输出。第六章首先介绍了三倍频 355nm 紫外激光器的技术路线,然后分别以端泵 Nd:YVO<sub>4</sub> 腔外倍频和侧泵 Nd: YAG 腔内倍频两条技术路线实现了瓦级 355nm 紫外激光输出。第七章对全固态可调谐掺钛蓝宝石激光器做了初步的实验研究。文章最后是全文的总结部分。

## 参考文献

- [1]. A.L.Schawlow, C.H.Townes, Phys.Rev, 1958 (112): 1940
- [2]. T. H. Maiman, Nature, 1960 (187): 493-494
- [3]. R.J.Newman, J. Appl. Phys., 1963 (34): 437
- [4]. R.J.Keyes et al., Appl. Phys., 1963 (4): 50
- [5]. M. Ross, Proc. IEEE, 1968 (56): 196
- [6]. K.Washio et al., Appl. Phys. Lett., 1976 (29): 720
- [7]. Yung S .Liu et al., Opt. Lett., 1979 (4): 372
- [8]. A.R.Clobes et al., Appl. Phys. Lett., 1972 (21): 189
- [9]. C.B.Hitz et al., Appl. Phys. Lett., 1971 (18): 378
- [10]. W.C.Scott et al., Appl. Phys. Lett., 1971 (18): 3
- [11]. N.P.Barnes et al., J. Appl. Phys., 1973 (44): 230
- [12]. L.C.Conant. et al. Appl. Opt., 1974 (13): 2457
- [13]. L.J.Rosenkrantz, J. Appl. Phys., 1973 (43): 4603
- [14]. R.B.Chesler, Appl. Phys. Lett., 1973 (23): 235
- [15]. D.A.Dragert. IEEE J QE, 1973 (9): 1146
- [16]. R.B.Chesler, J. Appl. Phys., 1973 (44): 5443
- [17]. K.Washio, Appl. Phys. Lett., 1976 (29): 720
- [18]. R.B.Chesler, J. Appl. Phys., 1973 (44): 5441
- [19]. F.W.Ostermeyer et al., Appl. Phys. Lett., 1971 (19): 286
- [20]. D.L.Sipes et al., Appl. Phys. Lett., 1985 (47): 74
- [21]. B.Zhou et al., Opt. Lett., 1985 (10): 62-64
- [22]. F.Hanson et al., Conf. Lasers Electro-Opt., Opt.Soc,Amer., Washington,DC.,  
1987
- [23]. M.K.Reed et al., Opt. Lett., 1988 (13): 204-206
- [24]. J.J.Kasinski et al., IEEE J QE., 1992 (28): 977
- [25]. U.J.Geiner et al., Appl. Phys B., 1994 (158): 393
- [26]. R.J.Shine et al., Opt. Lett., 1995 (5): 459-461

- [27].D.Golla et al., Opt. Lett., 1996 (21): 210-212
- [28].Susumu Konno et al., Appl. Phys. Lett., 1997 (70): 2650
- [29].Y.Hirano et al., Opt. Lett., 1999 (24): 679
- [30].T.Takase, Y.Akiyama et al., CLEO'2000 CtuE2P198
- [31].J.Dong et al., Opt. Commun., 2001 (197): 413-418
- [32].李健 等《中国激光》 1998 (A27) 298
- [33].何京良 等《量子电子学》 1998 (15) 623
- [34].侯玮 等 《光学学报》 2001 (21) 347
- [35].Zhang He-Li. et al., Chin. Phys. Lett., 1998 (15): 807
- [36].He Jing-liang et al., Chin. Phys. Lett., 1998 (15): 343
- [37].He Jing-liang et al., Chin. Phys. Lett., 1998 (15): 418
- [38].Jiang-Jun Zheng et al., Appl. Phys. Lett., 1998 (72): 1808
- [39].何京良 等《中国激光》 1998 (A25) 217
- [40].何京良 等《中国激光》 1998 (A25) 212
- [41].Zhang -Heng-li. et al., SPIE., 1998 (3549): 83
- [42].Zhang -Heng-li. et al., Chin Sci., 1999 (44): 1363
- [43].Zhang Heng-li. et al., Chin J. Laser., 2000 (B9): 30
- [44].侯玮 等 《量子电子学》 1998 (15) 623
- [45].何京良 等《光学学报》 1998 (18) 861
- [46].Gao LL et al., Opt. Laser Tech., 2003 (35): 575-578
- [47].K.C.Peng et al., Appl. Opt., 1985 (24): 938
- [48].T.J.Kane et al., Opt.Lett., 1987 (12): 175-177
- [49].T.Day et al., IEEE J. QE 1990 (28): 413
- [50].Hua Liu et al., IEEE J. QE 1997 (3): 26-28
- [51].Lanlan Gao et al., Opt.Laser Tech., 2003 (35): 575-578
- [52].T.D.Raymond, et al., Opt.Lett., 1989 (14): 1116-1118
- [53].D.J.Binks, et al., Opt.Comm., 1998 (146): 173-176
- [54].Hideo Nagai, et al., IEEE J. QE 1992 (28): 1164-1168
- [55].V.P.Yanovsky, et al., IEEE J. QE 1994 (30): 884-886

- [56]. D.F.Voss, et al., IEEE J. QE 1985 (21): 106-107
- [57]. R.Knappe, et al., Opt.Comm., 1997 (143): 42-46
- [58]. K.W.Kangas, et al., Opt.Lett., 1989 (14): 21-23
- [59]. Xu Zu-Yan et al. Chin. Phys. Lett. 2002 (19): 801
- [60]. Steve C Tidwell et al., Opt.Lett., 1991 (16): 584
- [61]. R. Bumham and A.D.Hays, Opt.Lett., 1989 (14): 27
- [62]. C.Bibeau et al., IEEE J. QE 1998 (34): 2010
- [63]. R.J.Beach et al., SPIE 2000 (3889)
- [64]. E.Lebiusch et al., Opt.Comm., 1998 (119): 1445
- [65]. G.J.Dxion, Laser Focus World April 1997 (50)
- [66]. D.Golla et al., Appl. Phys. B 1994 (58) 389
- [67]. David S et al., SPIE 1999 (3862) 100
- [68]. Atsushi Takada et al., SPIE 2000 (3889)
- [69]. VerdiV18, Coherent inc., [www.coherentinc.com](http://www.coherentinc.com)
- [70]. 何京良等, 光学学报, 1998,18(7):862-865
- [71]. 何京良等, 中国激光, 2000, 27(6):481-484
- [72]. 王占山等, 光学技术, 2001, 27(2): 153-155
- [73]. 候玮等, 光学学报, 2001, 21(4): 437-439
- [74]. 郑权等, 半导体光电, 2001, 22(4): 282-284
- [75]. 白晋涛等, 中国激光, 2003, 30(1): 41
- [76]. 王军营等, 光子学报, 2003, 32(10): 1160-1162
- [77]. 姜耀亮等, 激光与红外, 2003, 33(5): 346-347
- [78]. 王登顺等, 中国激光, 2004, 31(4): 396-398
- [79]. 张玉萍等, 光子学报, 2006, 35(7): 970-973
- [80]. T. Kojima, et, al., IEEE J. QE 1999, 35:377
- [81]. T. Kojima, et, al., CLEO、PhAST paper PthA1, May 20, 2004
- [82]. 冯衍等, 光学学报, 2003, 23(4): 469-472
- [83]. 徐德刚等, 中国激光, 2004, 31(4): 385-389
- [84]. 姜东升等, 中国激光, 2002, A29: 102-104

- [85]. 周睿等, 中国激光, 2004, 31(6): 641-645
- [86]. 徐德刚等, 光学学报, 2004, 24 (7): 925-929
- [87]. Geng Ai-Cong, et al., Chin. Phys. Lett., 2005, 22(1): 125-127
- [88]. Degang Xu et al., Optics Express, 2007, 15(7): 3991-3997
- [89]. S.Bjurshagen et al., Appl. Phys. B 2003 (76) 135-141
- [90]. T.Kellner et al., Appl. Phys. B 1997 (65) 789-792
- [91]. Lan D. Lindsay et al., Appl. Opt. 1998 (37) 3961-3970
- [92]. Akinori et al., Opt. Lett, 1997 (22) 805-807
- [93]. Volker Gaebler et al., Opt. Lett, 2000 (25) 1343-1345
- [94]. B.Ruffing et al., Appl. Phys. B 2001 (72) 137-149
- [95]. S.Nakamarn, Physics World, 1998 (11) 31
- [96]. D.Woll et al., Opt. Lett, 1999 (24) 691-693
- [97]. W.P.Risk et al., Appl. Phys. Lett. 1988 (54) 789-791
- [98]. W.P.Risk et al., Appl. Phys. Lett. 1988 (52) 85-87
- [99]. R.J.Ellingson et al., Opt. Lett., 1992 (17): 343-345
- [100]. V.Pruneri et al., Opt. Lett., 1995 (20): 2375-2377
- [101]. M.Bode et al., Opt. Lett., 1997 (22): 1220-1222
- [102]. P. Zeller et al., Optics Letters, 2000, 25(1): 34-36
- [103]. C.Czeranowsky et al., Opt. Lett., 2003 (28): 432-434
- [104]. K.Kato IEEE J.QE 1993 (30) 2950-2952
- [105]. Fanck Falcoz et al., Opt. Lett., 1995 (20): 1274-1276
- [106]. Jorg Zimmermann et al., Opt. Lett., 2002 (27): 604-606
- [107]. B.Ruffing et al., Appl. Phys. B., 2001 (72): 137-149
- [108]. 刘伟仁等, 光学精密工程, 2000, 8(2): 133-135
- [109]. 郑权 等, 激光与红外, 2001, (31): 144-149
- [110]. Liu Zhao-Wei, et al., Chin. Phys. Lett. 2001 (18) 539-540
- [111]. Lin Xue Chun et al., Chin. Phys. Lett. 2002 (8) 1106-1107
- [112]. 刘伟仁等, 光学学报, 2002, 22(8): 980-982
- [113]. Li Ping Xue et al., Chin. Phys. Lett., 2003 (20) 1064-1066

- [114]. Bi Yong et al., Chin. Phys. Lett., 2003, 20(11): 1957-1959
- [115]. 高兰兰等,中国激光, 2004, 31(9): 1033-1035
- [116]. 毕勇等, 光学精密工程, 2005, 13(1): 16-21
- [117]. Y.Chen,et al.,Appl. Phys. B, 2006(65): 241-243
- [118]. Qinghua Xue, et al., Optics Communications, 2006(258): 67-71
- [119]. 温午麟等, 中国激光, 2004, 31(11): 1281-1284
- [120]. Zhipei Sun, et al., Optics Comm., 2004(241): 167-172
- [121]. Haibo Peng, et al., Optics Express, 2006, 14(9): 3961-3967
- [122]. He Jing-liang, et al., Chin. Phys. Lett., 1998, 15(5): 343-344
- [123]. 张恒利等, 光学学报, 2001, 21(3): 274-277
- [124]. Hamish Ogilvy, et al., Optics Express, 2003, 11(19): 2411-2415
- [125]. Alberto Di Lieto, et al., IEEE J.QE , 2003, 39(7): 903-909
- [126]. Chenlin Du, et al., Optics Express, 2005, 13(6): 2013-2018
- [127]. Yao Ai-Yun, et al., Chin. Phys. Lett., 2005, 22(3): 607-610
- [128]. Zhou Rui, et al., Chin. Phys. Lett., 2006, 23(4): 849-851
- [129]. Chenlin Du, et al., Optics Express, 2007, 15(4): 1594-1599
- [130]. AVIA-355-20, Coherent inc., www.coherentinc.com
- [131]. N. Hodgson, et al., Technical Digest of CLEO'2001, p389, CThC4
- [132]. S. Konno, et al., Technical Digest of CLEO'2001, p391, CThC6
- [133]. H. Kitano, et al., Opt. Lett., 2003, 28(4): 263-265
- [134]. AVIA-355-X, Coherent inc., www.coherentinc.com
- [135]. Charles X. Wang, et al., Proc. of SPIE Vol. 6100: 610019, 2006
- [136]. Jia Yu-Lei, et al., Chin. Phys. Lett., 2001, 18(12): 1589-1591
- [137]. 冯衍等, 中国激光, 2002, A29(9)
- [138]. Yong Bi, et al., Chin. Opti.. Lett., 2003, 1(2): 91-92
- [139]. Yi cheng Wu, et al., Chin. Phy. Lett., 2005, 22(6): 1426-1428
- [140]. 石朝辉等, 中国激光, 2007, 34(1): 29-32

- [141]. LDF Fiber-coupled diode lasers, laserline, [www.laserline.de](http://www.laserline.de)
- [142]. LIMO25-F50-DL980-EX292, Lissotschenko Mikrooptik, [www.limo.de](http://www.limo.de)
- [143]. PUMA High Brightness Pump Laser Module, Fianium, [www.fianium.com](http://www.fianium.com)
- [144]. YLR-HP Series, IPG Photonics, [www.ipgphotonics.com](http://www.ipgphotonics.com)
- [145]. C. C. Renaud, et al. , IEEE Photo. Tech. Lett., 1999, 11(8): 976-978
- [146]. O. G. Okhotnikov, et al. , IEEE Photo. Tech. Lett. , 2003, 15(11): 1519-1521
- [147]. O. G. Okhotnikov, et al., Optics Letters, 2003, 28(17): 1522-1523
- [148]. M. Rusu, et al. , IEEE Photo. Tech. Lett., 2004, 16(4): 1029-1031
- [149]. UV power355, Fianium, [www.fianium.com](http://www.fianium.com)
- [150]. UV power266, Fianium, [www.fianium.com](http://www.fianium.com)
- [151]. Matthias Schulze, et al., LaserFocusWorld, December, 2006, p77

## 第二章 LD 端面泵浦四能级激光系统的理论研究

在本章中, 首先从四能级激光系统空间速率方程理论出发, 得到了阈值泵浦功率、输出功率和斜效率的表达式。为了弄清楚四能级激光系统的运转特性, 在理论模拟的基础之上, 详细分析了各空间变量对激光输出特性的影响, 为设计高效率运转的激光器提供了设计方向。

### § 2.1 四能级激光系统输入输出特性分析

#### 一、稳态方程

常用的几种激光增益介质如 Nd: YAG、Nd:YVO<sub>4</sub> 等, 其辐射机理是典型的四能级过程。在纵向泵浦情况下多数激光器能够输出 TEM<sub>00</sub> 模, 因此我们只考虑基模输出状态下的情况。

对理想的四能级系统, 速率方程可写为<sup>[1,2]</sup>:

$$\frac{d\Delta N(x, y, z)}{dt} = R(x, y, z) - \frac{\Delta N(x, y, z)}{\tau_f} - \frac{c}{n} \Delta N(x, y, z) \sigma S(x, y, z) \quad (2-1)$$

$$\frac{dS(x, y, z)}{dt} = \frac{c}{n} \sigma \iiint \Delta N(x, y, z) S(x, y, z) dV - \frac{c\delta}{2L} S \quad (2-2)$$

式中:  $\Delta N(x, y, z)$  为反转粒子数密度;

$R(x, y, z)$  为泵浦速率密度;

$S(x, y, z)$  为腔内光子数密度;

$S$  为腔内光子总数;

$\tau_f$  为增益介质上能级的荧光寿命;

$\sigma$  为受激发射截面;

$\delta$  为腔内的往返损耗, 包括输出耦合、散射及吸收等损耗;

$L$  为谐振腔长度;

$n$  为增益介质的折射率;

$c$  为真空中的光速;

在 (2-2) 式中, 忽略了自发辐射引起的光子数增加的速率。因为在激光器稳定运转时, 自发辐射速率远小于受激辐射速率。

定义归一化的泵浦速率密度函数  $r_p(x, y, z)$  和归一化的腔内光子数密度  $s_0(x, y, z)$ , 即:

$$R(x, y, z) = R \times r_p(x, y, z) \quad (2-3)$$

$$S(x, y, z) = S \times s_0(x, y, z) \quad (2-4)$$

两个密度函数分别满足:  $\iiint_{av} s_0(x, y, z) dV = 1$ ,  $\iiint_{cv} r_p(x, y, z) dV = 1$ , 其中  $av$  表示对增益介质积分,  $cv$  表示对整个谐振腔积分。

其中  $R = \iiint_{av} R(x, y, z) dV$ ,  $R$  为泵浦速率, 即增益介质在单位时间内因吸收泵浦光的能量而被抽运到激光上能级的总粒子数, 它等于增益介质吸收的功率除以泵浦光子能量, 即:

$$R = \frac{\eta_p P_{abs}}{h\nu_p} \quad (2-5)$$

式中,  $\eta_p$  为量子效率, 表示吸收一个泵浦光子平均激发的受激粒子数(假定  $\eta_p = 1$ )。设增益介质沿泵浦光传播方向按指数吸收, 则:

$$P_{abs} = \eta_a \times P_{in}, \text{ 其中 } \eta_a = 1 - e^{-\alpha_p l} \quad (2-6)$$

式中:  $P_{in}$  为入射到增益介质表面的泵浦功率;

$\eta_a$  为增益介质对泵浦光的吸收效率;

$\alpha_p$  为增益介质对泵浦光的吸收系数;

$l$  为增益介质的长度;

将公式 (2-3)、(2-4) 代入公式 (2-1)、(2-2) 有:

$$\frac{d\Delta N(x, y, z)}{dt} = R r_p(x, y, z) - \frac{\Delta N(x, y, z)}{\tau_f} - \frac{c}{n} \Delta N(x, y, z) \alpha s_0(x, y, z) \quad (2-7)$$

$$\frac{dS}{dt} = \frac{c}{n} \sigma S \iiint \Delta N(x, y, z) s_0(x, y, z) dV - \frac{c\delta}{2L} S \quad (2-8)$$

在系统达到稳态下满足：

$$\begin{cases} \frac{d\Delta N(x, y, z)}{dt} = 0 \\ \frac{dS}{dt} = 0 \end{cases} ;$$

由 (2-7) 式得到  $\Delta N(x, y, z)$  代入 (2-8) 式得到：

$$\iiint \frac{r_p(x, y, z) s_0(x, y, z)}{1 + \frac{c}{n} \sigma \tau_f S s_0(x, y, z)} dV = \frac{n\delta}{2L\sigma\tau_f R} \quad (2-9)$$

上式即为腔内基模振荡光所满足的稳态方程。

## 二、纵向泵浦时泵浦光与振荡光的场分布函数

在稳态激光腔内振荡模分布为厄米-高斯分布。在基模条件下，振荡激光的场分布函数为高斯分布<sup>[3]</sup>：

$$s_0(x, y, z) = \frac{2}{\pi w_s^2(z) l} \exp\left[-2(x^2 + y^2)/w_s^2(z)\right] \quad (2-10)$$

其中：

$$w_s(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda_s z}{n\pi w_0}\right)^2} \quad (2-11)$$

$w_s(z)$  为  $z$  处振荡光的光斑半径； $w_0$  为介质内振荡光的束腰半径；通常情况下， $w_s(z) \approx w_0$ ； $\lambda_s$  为振荡光波长。

LD 泵浦光经光纤及耦合系统耦合输出，其光场分布可近似用高斯分布表示：

$$r_p(x, y, z) = \frac{2\alpha_p}{\pi w_p^2(z) [1 - \exp(-\alpha_p l)]} \exp\left(-2\frac{x^2 + y^2}{w_p^2(z)} - \alpha_p z\right) \quad (2-12)$$

式中， $w_p(z)$  是泵浦光在增益介质内  $z$  处的光斑半径，通常表示为：

$$w_p(z) = w_{p0} + \theta |z - z_p| \quad (2-13)$$

其中  $w_{p0}$  为泵浦光在增益介质内的束腰半径； $z_p$  为泵浦光的焦点位置； $\theta$  为泵浦光的发散角半角。

### 三、阈值功率

当激光器工作在阈值时，腔内光子数  $S \approx 0$ ，则 (2-9) 式变为：

$$\iiint r_p(x, y, z) s_0(x, y, z) dV = \frac{n\delta}{2L\sigma\tau_f R_{th}} \quad (2-14)$$

其中， $R_{th}$  表示阈值泵浦速率。

$$\text{定义重叠积分：} J_1 = \iiint r_p(x, y, z) s_0(x, y, z) dV \quad (2-15)$$

表征泵浦光与振荡光的空间重叠。则：

$$R_{th} = \frac{1}{\sigma\tau_f} \cdot \frac{\delta}{2} \cdot \frac{n}{L} \cdot \frac{1}{J_1} \quad (2-16)$$

由 (2-5)、(2-6)，泵浦阈值功率可表示为：

$$P_{th} = \frac{h\nu_p}{\eta_a} \cdot \frac{1}{\sigma\tau_f} \cdot \frac{n\delta}{2L} \cdot \frac{1}{J_1} \quad (2-17)$$

由上式可以看出：重叠积分  $J_1$  是直接与泵浦阈值有关的重要参数， $P_{th} \propto 1/J_1$ ， $J_1$  越大， $P_{th}$  越小。将  $r_p(x, y, z)$  和  $s_0(x, y, z)$  代入 (2-15) 式得

$$J_1 = \frac{2\alpha_p}{\pi L [1 - \exp(-\alpha_p l)]} \int_0^l \frac{\exp(-\alpha_p z)}{w_p^2(z) + w_0^2} dz \quad (2-18)$$

由于泵浦光在增益介质内是发散光束，定义泵浦光在介质内的平均光斑半径为：

$$\overline{w_p} = \sqrt{\frac{1}{m} \int_0^m w_p^2(z) dz} \quad (2-19)$$

其中  $m = \min\{l, l_1\}$ ,  $l_1$  是一个与泵浦光吸收长度  $1/\alpha$  和泵浦光在激光晶体内的发散角  $\theta_p$  有关的有效长度。假设  $l_1 = l$  通常来说并不能给出正确的结果<sup>[4]</sup>。通过数值计算, 发现当  $\theta_p \leq 0.2\text{rad}$  时,  $l_1 = (-2.3\theta_p + 1.8)(1/\alpha)$  能对  $J_1$  给出一个很好的估算<sup>[5]</sup>。

通常情况下, 我们用泵浦光在增益介质中的平均光斑半径  $\bar{w}_p$  代替上式  $w_p(z)$ , 则  $J_1$  表达式简化为:

$$J_1 = \frac{2}{\pi L(\bar{w}_p^2 + \omega_0^2)} \quad (2-20)$$

将 (2-20) 式代入 (2-17) 式得到泵浦阈值功率表达式为

$$P_{th} = \frac{h\nu_p}{\eta_\alpha} \cdot \frac{1}{\sigma\tau_f} \cdot \frac{n\delta}{2} \cdot \frac{\pi(\omega_0^2 + \bar{w}_p^2)}{2} \quad (2-21)$$

由上式可以看出, 泵浦阈值功率与增益介质的  $\sigma\tau_f$  成反比, 与腔的损耗  $\delta$  成正比; 同时也与泵光和振荡光的光斑大小有很大关系, 实验中我们常用 (2-21) 式来估算激光器的泵浦阈值功率。

#### 四、输出功率与斜效率

输出功率由下式给出:

$$P_{out} = T \cdot h\nu \cdot \frac{c}{2L} \cdot S \quad (2-22)$$

其中,  $T$  为输出镜透过率;

$$\text{定义斜效率: } \eta_s = \frac{P_{out}}{P_{in} - P_{th}} \quad (2-23)$$

当求得腔内光子数  $S$ , 即可求得输出功率  $P_{out}$  和斜效率  $\eta_s$ , 而  $S$  通过 (2-9) 式与  $R$  有关系,  $R$  又是  $P_{in}$  的函数, 因此, 通过数值计算可求得  $P_{out} \sim P_{in}$  的关系

和  $\eta_s \sim P_{in}$  的关系。

这里，我们仅讨论近阈值和强泵浦两种极端状态下的输出功率和斜效率表达式：

### 1-近阈值条件下的输出功率和斜效率

在近阈值条件下，腔内光子数密度满足：

$$Ss_0(x, y, z) \ll \frac{n}{c\sigma\tau_f} \text{ 即: } \frac{c}{n}\sigma\tau_f Ss_0(x, y, z) \ll 1 \quad (2-24)$$

则 (2-9) 式中被积函数按台劳级数展开并取一级近似：

$$\begin{aligned} \iiint \frac{r_p(x, y, z)s_0(x, y, z)}{1 + \frac{c}{n}\sigma\tau_f Ss_0(x, y, z)} dV &\approx \\ \iiint r_p(x, y, z)s_0(x, y, z) dV - \frac{c}{n}\sigma\tau_f S \iiint r_p(x, y, z)s_0^2(x, y, z) dV \end{aligned} \quad (2-25)$$

$$\text{令} \quad J_2 = \iiint r_p(x, y, z)s_0^2(x, y, z) dV \quad (2-26)$$

则 (2-9) 式可写为：

$$J_1 - \frac{c}{n}\sigma\tau_f S J_2 = \frac{n\delta}{2L\sigma\tau_f R} \quad (2-27)$$

$$\text{所以} \quad S = \frac{n^2\delta}{2c(\sigma\tau_f)^2 L J_2} \cdot \left( \frac{1}{R_{th}} - \frac{1}{R} \right) \quad (2-28)$$

在阈值附近  $R=R_{th}$ ，所以：

$$\frac{1}{R_{th}} - \frac{1}{R} \approx \frac{R - R_{th}}{R_{th}^2} \quad (2-29)$$

$$S = \frac{2L}{c} \cdot \frac{1}{\delta} \cdot \frac{J_1^2}{J_2} (R - R_{th}) \quad (2-30)$$

由 (2-5)、(2-6) 及 (2-22) 式得到输出功率表达式为

$$P_{out} = \eta_a \cdot \frac{h\nu}{h\nu_p} \cdot \frac{T}{\delta} \cdot \frac{J_1^2}{J_2} (P_m - P_{th}) \quad (2-31)$$

斜效率为:

$$\eta_s = \eta_a \cdot \frac{h\nu}{h\nu_p} \cdot \frac{T}{\delta} \cdot \frac{J_1^2}{J_2} \quad (2-32)$$

式中  $J_1^2/J_2$  称为重叠效率因子, 表征了泵浦光与振荡光的空间重叠程度。由 (2-31) 式可知:  $P_{out}$  正比于  $T/\delta$ , 正比于  $P_m$ , 正比于重叠效率因子  $J_1^2/J_2$ 。当泵光模式与腔模匹配良好, 即重叠效率因子较高时将获得较高的输出功率和高的斜效率, 因此, 实验中我们要尽量提高泵光与振荡光重叠程度。按同样的分析, 将  $r_p(x, y, z)$  和  $s_0(x, y, z)$  分布函数代入 (2-26) 式可得  $J_2$  的表达式:

$$J_2 = \frac{4\alpha_p}{\pi\omega_0^2 L^2 [1 - \exp(-\alpha_p L)]} \int_0^L \frac{\exp(-\alpha_p z)}{2\omega_p^2(z) + \omega_0^2} dz \quad (2-33)$$

以泵光平均光斑半径  $\bar{w}_p$  代替  $w_p(z)$  得到:

$$J_2 = \frac{4}{\pi^2 \omega_0^2 L^2 (\omega_0^2 + 2\bar{w}_p^2)} \quad (2-34)$$

## 2-强泵浦下的输出功率和斜效率

在强泵浦下, 腔内光子数密度满足:

$$Ss_0(x, y, z) \gg \frac{n}{c\sigma\tau_f}$$

即

$$\frac{c}{n} \sigma \tau_f Ss_0(x, y, z) \gg 1 \quad (2-35)$$

则 (2-9) 式可近似为:

$$\iiint \frac{r_p(x, y, z)s_0(x, y, z)}{1 + \frac{c}{n}\sigma\tau_f S s_0(x, y, z)} dV \approx \frac{n}{cS\sigma\tau_f} = \frac{n\delta}{2L\sigma\tau_f R} \quad (2-36)$$

所以: 
$$S = \frac{2L}{c} \cdot \frac{1}{\delta} \cdot R \quad (2-37)$$

$$P_{out} = \eta_a \cdot \frac{h\nu}{h\nu_p} \cdot \frac{T}{\delta} \cdot P_{in} \quad (2-38)$$

$$\eta_s = \eta_a \cdot \frac{h\nu}{h\nu_p} \cdot \frac{T}{\delta} \quad (2-39)$$

由上式可看出: 在强泵浦下, 输出功率仍正比于  $T/\delta$  和输入功率  $P_{in}$ , 而斜效率仅是  $T/\delta$  的函数。式 (2-32) 是在近阈值下推导出来的, 斜效率表现为一常数, 不随  $P_{in}$  变化, 而实际过程中, 斜效率随  $P_{in}$  的增大而增大, 直到接近于强泵浦条件的斜效率常数, 因此我们常用 (2-39) 式估算激光器的斜效率。

## §2.2 空间分布变量对输出特性的影响

由上节分析可知,提高泵浦光与振荡光的重叠程度对减少泵光阈值功率、增大输出功率和提高斜效率有很重要的作用。在 DPSSL 系统中,用半导体激光器去泵浦固体激光介质,泵浦光和振荡光在增益介质中相互耦合,其输出特性必定与两光场的空间分布有关,只有在最佳的耦合条件下才能够得到最佳的输出特性,即最低的阈值泵浦功率、最高的输出功率和斜效率。

下面我们分别从泵浦光的空间分布以及在激光晶体内振荡光与泵浦光的模式匹配两个方面来分析它们对激光器输出特性的影响。泵浦光的空间分布变量包括泵浦光聚焦后的腰斑大小、聚焦腰斑在激光介质中的位置以及泵浦光在介质中的发散角。

以下计算均以 LD 端面泵浦的 0.3%掺杂的 Nd:YVO<sub>4</sub> 1064nm 激光器为例,计算中各参数取值为:

$$l = 5\text{mm}, \alpha_p = 6\text{cm}^{-1}, \tau_f = 100\mu\text{s}, \sigma = 15.7 \times 10^{-19}\text{cm}^2; \omega_0 = 400\mu\text{m}, \lambda_p = 808\text{nm};$$

一、泵浦光聚焦腰斑大小以及聚焦腰斑位置对平均泵光半径、阈值功率和斜效率的影响

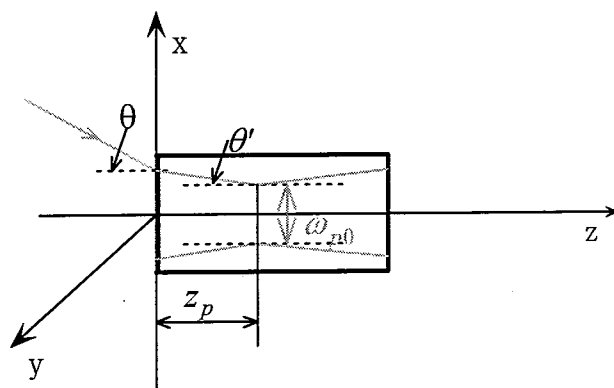


图 2.1 聚焦的泵浦光在激光晶体中的分布

如图 2.1 所示,以激光介质的前端面为坐标原点,介质的长度方向为  $Z$  轴,泵浦光经过透镜聚焦后在介质中的焦点位置为  $Z_p$ ,泵浦光的聚焦腰斑半径为  $\omega_{p0}$ 。根据公式 (2.13) 和 (2.19) 可计算出  $\theta_p = 0.2\text{rad}$  时,在不同的泵浦光聚焦

腰斑  $\omega_{p0}$  下, 泵浦光的平均光斑半径  $\overline{\omega_p}$  随聚焦光斑位置  $Z_p$  的变化曲线, 如图 2.2 所示。

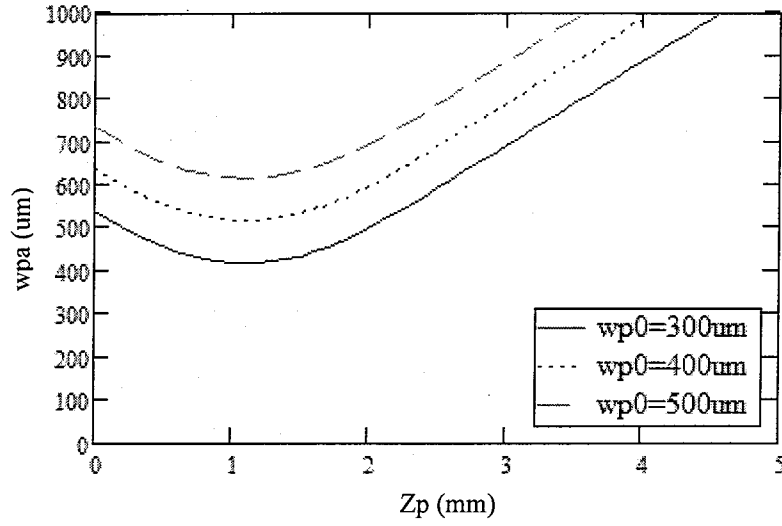


图 2.2  $\theta_p=0.2\text{rad}$ , 不同的  $\omega_{p0}$  下  $\overline{\omega_p}$  随  $z_p$  的变化曲线

然后将公式 (2.13) 和 (2.19) 分别代入  $J_1$  和  $J_2$  的表达式 (2.20) 和 (2.34), 求出  $J_1$  和  $J_2$ 。再利用公式 (2.21) 和 (2.32), 可计算出  $\theta_p=0.2\text{rad}$  时, 在不同的泵浦光聚焦腰斑  $\omega_{p0}$  下, 阈值泵浦功率  $P_{th}$  以及斜效率  $\eta_s$  随聚焦光斑位置  $Z_p$  的变化曲线, 如图 2.3 和 2.4 所示。

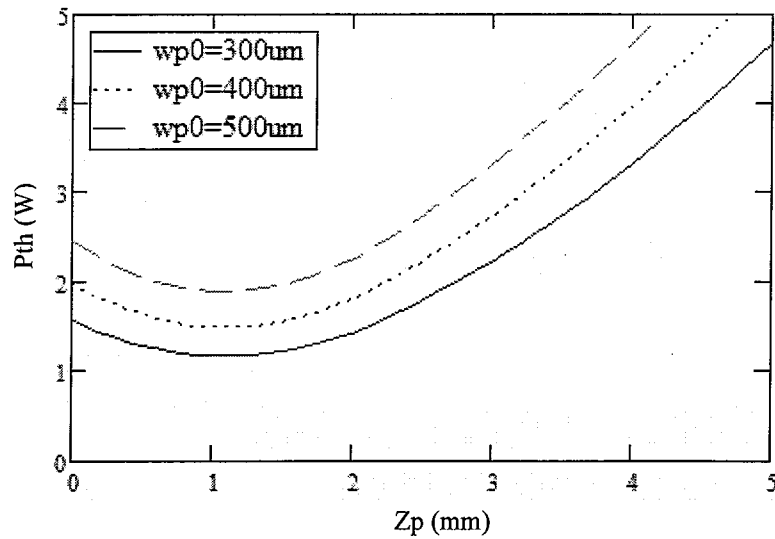


图 2.3  $\theta_p=0.2\text{rad}$ , 不同的  $\omega_{p0}$  下  $P_{th}$  随  $z_p$  的变化曲线

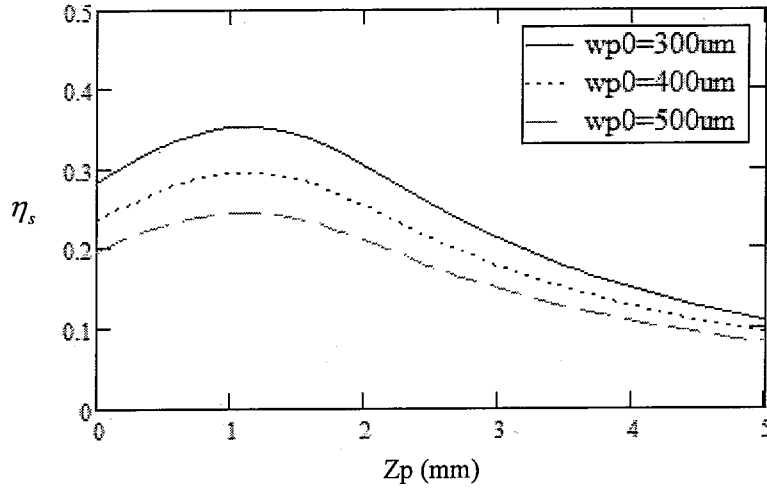


图 2.4  $\theta_p=0.2\text{rad}$ , 不同的  $\omega_{p0}$  下,  $\eta_s$  随  $z_p$  的变化曲线

从图 2.3 和图 2.4 中可以明显看出, 泵浦光经聚焦后, 并非将其腰斑置于介质中心为最佳状态, 也并非置于介质的前端面位置处为最好, 而是存在这样的最佳焦点位置  $Z_{p,opt}$  使得泵浦阈值最低, 而斜效率最高, 从图 2.3 和图 2.4 中来看, 最佳焦点位置在  $1\sim 1.2\text{mm}$  附近。

这可以理解为, 由于泵浦光聚焦后在介质中传播以  $\theta_p$  会聚发散, 同时泵浦光能量沿纵向传播被激光介质按照  $e$  指数逐渐吸收, 若  $Z_p$  位于介质的中心位置, 则介质前半部的泵浦光斑尺寸较大, 从而降低了泵浦功率密度, 导致泵浦阈值增大, 效率降低; 若将  $Z_p=0$ , 即位于介质前端面处, 虽然前端面上泵浦功率密度较高, 但前端面一小段介质吸收的泵浦光能量有限, 在吸收绝大多数能量的介质的后半部的泵浦光斑发散较大, 同样会导致泵浦阈值增大, 效率降低。因此存在一个最佳的泵浦光斑聚焦位置, 使泵浦光在介质纵向传播时保持较高的平均泵浦功率密度以达到最佳输出特性, 从而使激光阈值最低和斜效率最高。

从图 2.3 和图 2.4 中还可以看出, 泵浦光的聚焦腰斑  $\omega_{p0}$  越小, 阈值泵浦功率  $P_{th}$  就越低, 斜效率  $\eta_s$  也越高。

## 二、泵浦光斑发散角对平均泵光半径、阈值功率和斜效率的影响

光纤耦合的泵浦光经过准直透镜和聚焦透镜后入射到激光晶体上, 经过了准

直透镜后的泵浦光, 如果用不同焦距的聚焦透镜来聚焦, 则其入射到介质端面时的入射角  $\theta$  不同, 在增益介质内泵浦光将以不同的  $\theta_p$  会聚与发散 ( $\theta_p$  与  $\theta$  满足折射定律)。根据前边的公式 (2.13) 和 (2.19) 可计算出  $Z_p=1\text{mm}$  时, 在不同的泵浦光聚焦腰斑  $\omega_{p0}$  下, 泵浦光的平均光斑半径  $\overline{\omega_p}$  随泵浦光在激光晶体内发散角  $\theta_p$  的变化曲线, 如图 2.5 所示。

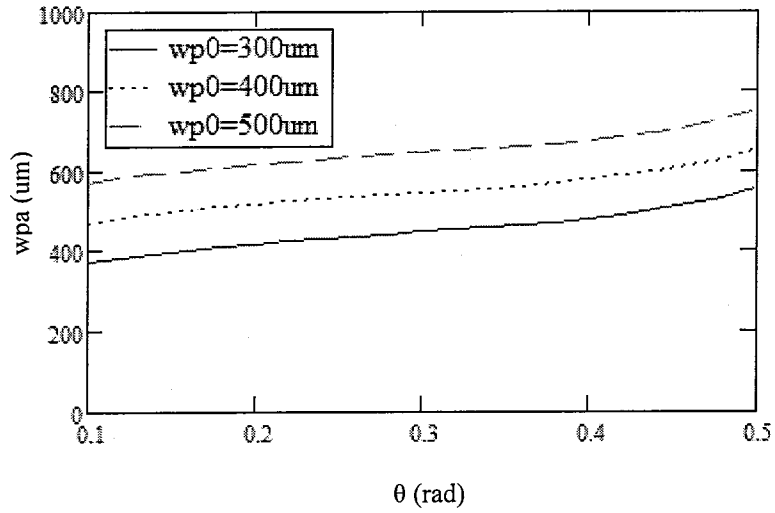


图 2.5  $Z_p=1\text{mm}$ , 不同的  $\omega_{p0}$  下,  $\overline{\omega_p}$  随  $\theta_p$  的变化曲线

然后将公式 (2.13) 和 (2.19) 分别代入  $J_1$  和  $J_2$  的表达式 (2.20) 和 (2.34), 求出  $J_1$  和  $J_2$ 。再利用公式 (2.21) 和 (2.32), 可计算出  $Z_p=1\text{mm}$  时, 在不同的泵浦光聚焦腰斑  $\omega_{p0}$  下, 泵浦阈值功率  $P_{th}$  以及斜效率  $\eta_s$  随泵浦光在激光晶体内发散角  $\theta_p$  的变化曲线, 如图 2.6 和 2.7 所示。

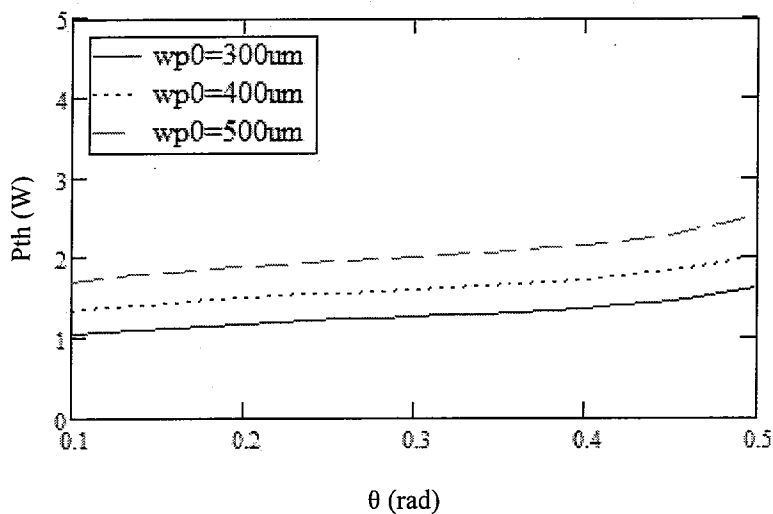


图 2.6  $Z_p=1mm$ , 不同的  $\omega_{p0}$  下,  $P_{th}$  随  $\theta_p$  的变化曲线

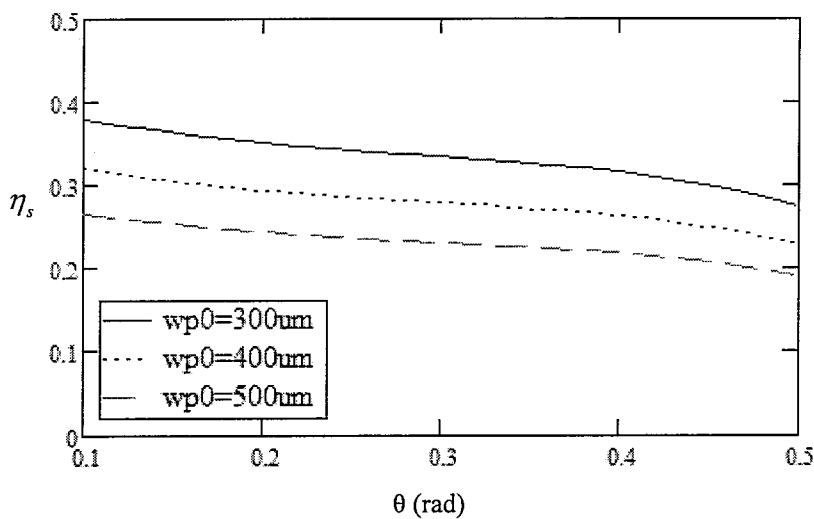


图 2.7  $Z_p=1mm$ , 不同的  $\omega_{p0}$  下,  $\eta_s$  随  $\theta_p$  的变化曲线

从图 2.6 和图 2.7 中可见, 在相同的泵浦光聚焦腰斑  $\omega_{p0}$  下, 发散角  $\theta_p$  增大, 将使得阈值泵浦功率增加, 斜效率降低; 同时在相同的发散角  $\theta_p$  时, 泵浦光聚焦腰斑  $\omega_{p0}$  增大, 也将使得阈值泵浦功率增加, 斜效率降低。但是, 发散角  $\theta_p$  与泵浦光聚焦腰斑  $\omega_{p0}$  又是互相关联的: 对与一个既定的光线耦合输出的半导体激光模块来说,  $\omega_{p0}$  和  $\theta_p$  的乘积将是一个定值, 泵浦光聚焦腰斑越小, 发散角就越大。因此, 单纯要求最小的泵浦光聚焦腰斑或最小的发散角都是不可取的, 必须

将两者联系起来,使泵浦光在增益介质中的平均光斑半径最小,取得较大的泵浦功率密度,以获得高的激光斜效率。所以在设计光学耦合系统中的聚焦透镜时,要选取适当的聚焦透镜的焦距,从而得到最佳泵浦效果。

### 三、最佳光斑比例 $\alpha$ 和最佳输出耦合率 $T_{opt}$

$$\text{定义: } \delta = \delta_0 + T, \quad (2-40)$$

$T$  为激光器耦合透过率,  $\delta_0$  为透过率外的所有其他谐振腔损耗;

为了说明不同透过率下的阈值和斜效率随  $Z_p$  的变化曲线,我们仍以 LD 端面泵浦的 0.3% 掺杂的 Nd:YVO<sub>4</sub> 基频激光器为例,计算各参数取值为:

$$l = 5\text{mm}, \quad \alpha_p = 6\text{cm}^{-1}, \quad \tau_f = 100\mu\text{s}, \quad \sigma = 15.7 \times 10^{-19}\text{cm}^2;$$

$$\omega_0 = 400\mu\text{m}, \quad \omega_{p0} = 300\mu\text{m}, \quad \theta = 0.2\text{rad}, \quad \lambda_p = 808\text{nm};$$

按照上一节的计算方法,计算出的不同透过率下的激光阈值和斜效率随  $Z_p$  的变化曲线如图 2.8 和 2.9 所示:

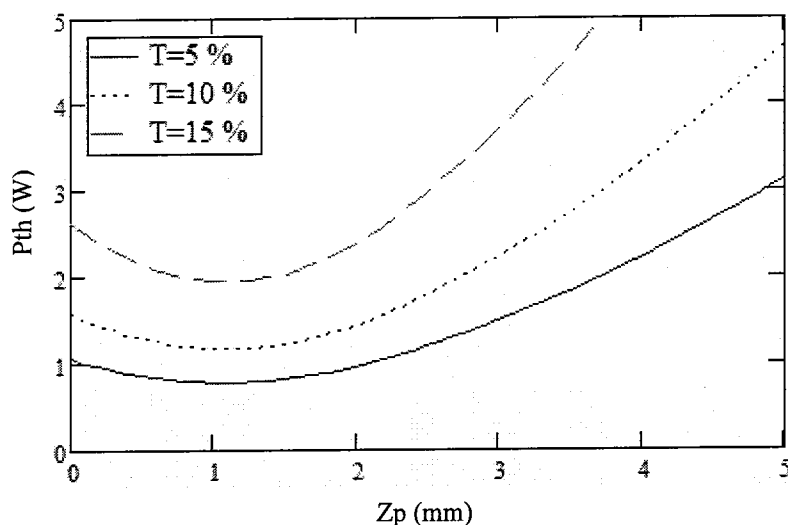


图 2.8 不同的透过率下,激光阈值  $P_{th}$  随  $z_p$  的变化曲线

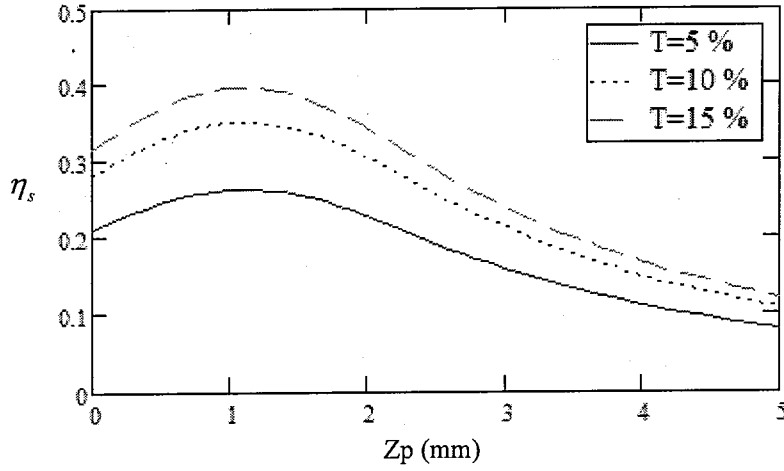


图 2.9 不同的透过率下，斜效率  $\eta_s$  随  $z_p$  的变化曲线

从图 2.8 和 2.9 中可以看出，在不同的透过率下，依旧存在一个最佳的泵浦腰斑位置，但耦合透过率的变化基本上不影响最佳聚焦腰斑位置。还可以看到，透过率在从 5% 增加到 15% 的过程中，激光的阈值虽然升高了，但是激光的斜效率也提高了。在特定的注入功率下，存在一个最佳的透过率使激光的输出功率最大。

以上分析表明腔模的大小及输出镜的透过率对斜效率和输出功率都产生影响。定义表征振荡光与泵光平均截面积之比的参数：

$$\alpha = \left( \frac{w_0}{w_p} \right)^2 \quad (2-41)$$

则

$$J_1 = \frac{2}{\pi L (1 + \alpha) \bar{w}_p^2} \quad (2-42)$$

$$\frac{J_1^2}{J_2} = \frac{\alpha(\alpha + 2)}{(\alpha + 1)^2} \quad (2-43)$$

结合公式 (2-41)，则：

$$P_{th} = \frac{h\nu_p}{\eta_a} \cdot \frac{1}{\sigma\tau_f} \cdot \frac{n\pi}{4} (\delta_0 + T)(1 + \alpha)\bar{w}_p^2 \quad (2-44)$$

$$P_{out} = \eta_a \frac{h\nu}{h\nu_p} \cdot \frac{T}{\delta_0 + T} \cdot \frac{\alpha(\alpha+2)}{(\alpha+1)^2} (P_{in} - P_{th}) \quad (2-45)$$

由上式可看出泵浦光斑  $\bar{w}_p$  越小,  $P_{th}$  越低。将 (2-44) 式代入 (2-45) 式可得到  $P_{out}$  随  $T$  和  $\alpha$  变化的关系式。要得到输出功率  $P_{out}$  最大时  $T$  和  $\alpha$  的值, 取  $\partial P_{out} / \partial T = 0$  和  $\partial P_{out} / \partial \alpha = 0$ 。

即满足:

$$\begin{aligned} \frac{P_{in}}{h\nu_p} \cdot \frac{1}{\alpha+1} \cdot \frac{\delta_0}{(\delta_0+T)^2} &= \frac{1}{\sigma\tau_f} \cdot \frac{n\pi}{4} \cdot \bar{w}_p^2 \\ \frac{P_{in}}{h\nu_p} \cdot \frac{2}{\alpha+1} \cdot \frac{1}{\delta_0+T} &= \frac{1}{\sigma\tau_f} \cdot \frac{n\pi}{4} \cdot \bar{w}_p^2 (\alpha^2 + 2\alpha + 2) \end{aligned} \quad (2-46)$$

求解 (2-46) 式即可求得在给定的泵光输入功率  $P_{in}$  和泵光光斑半径下, 振荡光与泵浦光光斑大小的最佳比例和最佳输出耦合率。(2-46) 式左右两边分别相除得:

$$\frac{\delta_0}{2(\delta_0+T)} = \frac{1}{\alpha^2 + 2\alpha + 2} \quad (2-47)$$

$$\text{即} \quad T = \frac{1}{2} \delta_0 \alpha^2 + \delta_0 \alpha \quad (2-48)$$

将 (2-48) 代入 (2-46) 式中任一式可求得  $\alpha$  的值。利用以上公式通过数值计算得到最佳光斑比例  $\alpha$  和最佳输出耦合率  $T$  随  $P_{in}$  的关系曲线如图 2.10 所示:

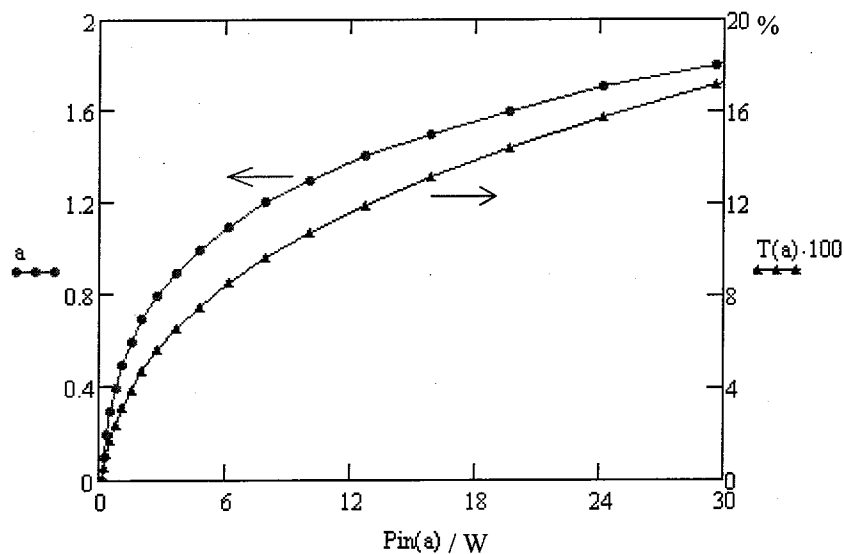


图 2.10 最佳光斑比例 $\alpha$ 和最佳输出耦合率 $T$ 随 $P_m$ 的关系曲线

#### 参考文献

- [1]. D . G . Hall, et al., Appl . Opt . , 1980(19): 3041-3043
- [2]. A. J. Alfrey, et al., IEEE J. QE :1989(25): 760
- [3]. T. Y. Fan, et al., IEEE J . Quantum Electron . , 1988 , 24(6) : 895-910
- [4]. M . J . F , et al., Appl . Opt . , 1985 (24): 239-342
- [5]. Paolo Laporta , et al., IEEE J . Quantum Electron . , 1991, 27(10) : 2319-2326



### 第三章 晶体的热效应及其对激光输出特性的影响

在上一章中对四能级激光系统的输入输出特性及空间分布变量对输出特性的影响做了详细的分析,但是所有的分析都是建立在不考虑激光晶体的热效应的基础之上的。随着激光功率的不断提高,加到晶体上的泵浦功率也在不断增加,晶体会出现严重的热效应现象,会对激光的运转产生很大的影响。本章在介绍晶体热效应的基础之上,分析了热效应情况下的晶体输入输出特性及端面泵浦固体激光器的模式匹配关系。

#### § 3.1 端泵激光晶体的热效应

尽管半导体泵浦的全固态激光器的热效应较闪光灯泵浦的固体激光器小很多,但是随着泵浦功率的增加,激光介质的热效应依然是限制高功率、高光束质量激光产生的主要问题之一。对于高功率的端面泵浦固体激光器,大功率的泵浦激光集中在晶体上很小的范围内,导致激光激晶体的热效应尤其明显。

激光晶体内的振荡光与泵浦光的模式匹配关系不但影响运转激光的转换效率,而且也影响着输出激光的模式,因此激光二极管端面泵浦固体激光器模式匹配问题是该领域的一个重要研究课题<sup>[1-8]</sup>。在低泵浦功率下,即在可以忽略激光晶体中热效应的影响时,模式匹配要求振荡激光基模半径 $\omega_0$ 应不小于泵浦光平均光斑半径 $\overline{\omega_p}$ <sup>[2]</sup>,且 $\omega_0/\overline{\omega_p}$ 的最佳值随泵浦功率的增加而增加<sup>[1,3,8]</sup>,本论文第二章中的图 2.10 也说明了这个变化的趋势。

高功率高光束质量的蓝、绿光和紫外激光器,一般都采用端面泵浦方式<sup>[9,10,11]</sup>。但同时令人苦恼的是由于泵浦能量集中,端面泵浦激光介质的局部热吸收非常强,它的温度和应力分布非常不均匀,因此热效应严重。随着泵浦功率的提高,激光晶体的热效应几乎影响到高功率 LD 端面泵浦固体激光器性能的各个方面:振荡激光腔模尺寸、谐振腔的稳定性,输出功率及输出光束质量等,因此是设计高功率激光器首要考虑的因素之一<sup>[12]</sup>。由于热效应的影响,在高泵浦功率下,激光晶体中振荡光与泵浦光的模式匹配要求完全不同于低泵浦功率的情况。

一、端泵 Nd:YVO<sub>4</sub> 晶体热效应的分析

Nd:YVO<sub>4</sub> 晶体的热传导方程的一般形式为<sup>[13]</sup>:

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = K_x \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + K_y \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + K_z \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + q_v \quad (3-1)$$

其中,  $T$  为 Nd:YVO<sub>4</sub> 晶体的温度;  $K_x$ 、 $K_y$ 、 $K_z$  为晶体的导热系数;  $q_v$  为泵浦产生的内热源的发热率;  $\rho$  为晶体的密度;  $c$  为晶体的比热。

假设 Nd:YVO<sub>4</sub> 晶体的物理性质不随  $T$  而发生变化, 在晶体侧面传导冷却的情况下, 端面是空气对流冷却, 其边界热交换系数远远小于传导冷却的边界热交换系数, 因此端面散发的热量远远小于侧面热传导散发的热量, 故可以忽略晶体纵向散热  $q_z$ , 那么方程就可以改写为二维热传导方程:

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = K_x \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + K_y \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + q_v \quad (3-2)$$

在圆对称高斯光束泵浦时, 内热源的发热率为<sup>[3]</sup>:

$$q_v = \frac{2Q\alpha}{\pi\omega_{pa}^2} (1 - e^{-\alpha l})^{-1} \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega_{pa}^2}\right) e^{-\alpha z} = \alpha q_0 e^{-\alpha z} \quad (3-3)$$

其中,  $r$  为晶体的径向坐标;  $q_0$  为  $z = 0$  时的泵浦光入射的热流密度。

稳态时, 热传导方程可写为:

$$K_x \frac{\partial^2 T(x, y, z)}{\partial x^2} + K_y \frac{\partial^2 T(x, y, z)}{\partial y^2} + \alpha q_0 e^{-\alpha z} = 0 \quad (3-4)$$

假设  $T(x, y, z) = T(x, y)T(z)$ , 可得到  $T(z) = e^{-\alpha z}$ 。

故热传导方程表示为求解的方程:

$$K_x \frac{\partial^2 T(x, y)}{\partial x^2} + K_y \frac{\partial^2 T(x, y)}{\partial y^2} + \alpha q_0 = 0 \quad (3-5)$$

对光纤耦合输出的泵浦光, 其分布形式可写为<sup>[14]</sup>:

$$P(r, z) = \begin{cases} \frac{P_{in}\eta_i\eta_{abs}}{\pi\omega_{pa}^2 l} & (r^2 \leq \omega_{pa}^2) \\ 0 & (r^2 \geq \omega_{pa}^2) \end{cases} \quad (3-6)$$

注: 为了表述方便, 公式中的  $\omega_{pa}$  指平均泵浦光斑半径  $\overline{\omega_p}$ 。

假定热负荷能量分布与泵浦光的空间分布相同, 同时忽略激光晶体纵向热能消耗, 认为热流沿晶体径向流动。在激光晶体内部达到热平衡后, 由以上各式联立可得相应的温度场分布为<sup>[4,15]</sup>:

$$\Delta T(r, z) = T(r, z) - T(r_b, z)$$

$$= \frac{\xi P_{in} \eta_t \eta_{abs}}{4\pi K_c l} \times \begin{cases} 1 + \ln \frac{r_b^2}{\omega_{pa}^2} - \frac{r^2}{\omega_{pa}^2} & (r^2 \leq \omega_{pa}^2) \\ \ln \frac{r_b^2}{r^2} & (r^2 \geq \omega_{pa}^2) \end{cases} \quad (3-7)$$

其中,  $\xi$  为热负荷比, 即激光晶体中吸收的泵浦能量转化为热能的比例,

$K_c$  为激光晶体的热导率,  $r_b$  是激光晶体的半径尺寸。

则由温度场引起的单程光程差为<sup>[12]</sup>:

$$OPD(r) = \int_0^l \Delta T(r, z) \frac{dn}{dT} dz$$

$$= \frac{\frac{dn}{dT} \xi P_{in} \eta_t \eta_{abs}}{4\pi K_c} \times \begin{cases} 1 + \ln \frac{r_b^2}{\omega_{pa}^2} - \frac{r^2}{\omega_{pa}^2} & (r^2 \leq \omega_{pa}^2) \\ \ln \frac{r_b^2}{r^2} & (r^2 \geq \omega_{pa}^2) \end{cases} \quad (3-8)$$

由 (3-8) 式可知, 热效应引起的相位差的横向轮廓呈抛物一对数分布。

激光晶体因吸收泵浦光而产生的热效应除表现为热透镜外, 还存在伴随热透镜的高阶球差。下面我们来分别分析热透镜效应以及热致高阶球差导致的衍射损耗。

## 二、热透镜效应

在泵浦区域内的抛物型相位差可视为热效应的一阶近似, 等效为一个理想的薄透镜。

激光二极管泵浦固体激光器中部分泵浦功率转换成热, 由于在固体激光介质中产生的热是通过热传导来提取, 这样在激光介质内形成了热梯度。当激光介质被均匀泵浦时, 热梯度将导致了二次温度分布, 从而产生热透镜效应。对于端面泵浦的情况, 由于激光晶体侧面用铝箔包裹夹在紫铜夹具中间, 用半导体温控装置或冷却循环水对晶体进行制冷, 可看作晶体侧面导热且表面温度稳定在某一温

度。并且在忽略热应力和形变时,激光晶体中的热聚焦作用在一阶近似下仅依赖于折射率的温度相关部分,其等效热透镜的焦距<sup>[16,17,18]</sup>为:

$$f_t = \frac{\pi K_c \overline{\omega_p}^2}{(dn/dT) \xi P_{in} \eta_t [1 - \exp(-\alpha l)]} \quad (3-9)$$

对于沿 $\alpha$ 轴切割,  $\text{Nd}^{3+}$ 掺杂浓度为 0.3at% 的  $\text{Nd}:\text{YVO}_4$  晶体,热传导系数  $K_c=5.4\text{W/m/K}$  (//c 轴); 折射率随温度的变化率  $dn/dT = (4.7 \pm 0.6) \times 10^{-6}/\text{K}$ ; 吸收系数  $\alpha=5.37\text{cm}^{-1}$ ;  $\xi \approx 15\%$ ;  $\omega_{p0}=400\mu\text{m}$ ;  $\theta_p=0.11\text{rad}$ ; 泵浦光束腰在晶体中距其前端面的位置  $z_p=1\text{mm}$ 。  $\overline{\omega_p}$  为激光晶体内泵浦光的平均光斑半径,简单计算时通常直接用泵浦光的束腰半径  $\omega_{p0}$  代替; 传输效率  $\eta_t=0.95$ 。通过第二章的公式可以求得平均泵浦光斑约  $\overline{\omega_p}$  为  $500\mu\text{m}$ ; 图 3.1 是根据上述参数计算得到的激光晶体热焦距  $f_t$  随泵浦功率的变化曲线,作为对比分别以泵浦光束腰半径和泵浦光平均束腰半径做了计算。根据实验测量结果,在泵浦功率为 30W 时,激光晶体的热焦距  $f_t$  约为 200mm,这与以平均泵浦光斑半径做的计算完全吻合。

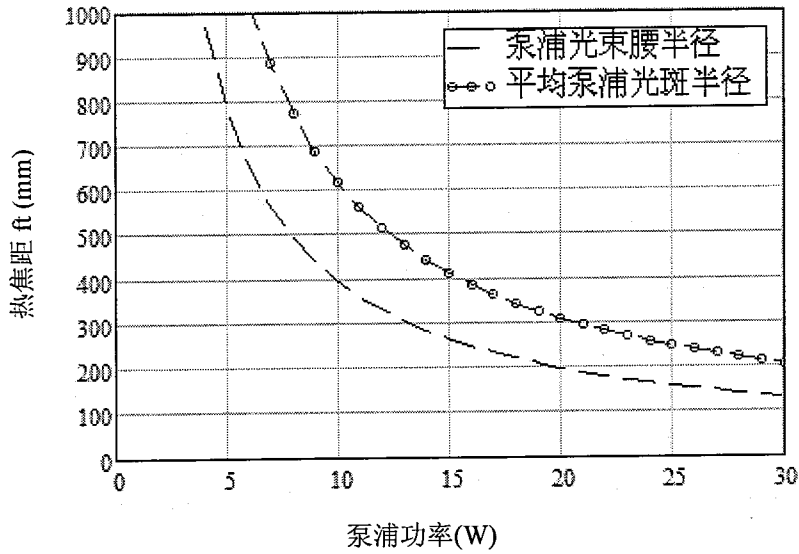


图 3.1 激光晶体热焦距  $f_t$  随泵浦功率的变化曲线

激光晶体的热透镜效应对动态光学腔的设计是一个非常重要的参量,它严重将影响激光器谐振腔的稳定性以及振荡激光腔模的尺寸。

### 三、热致衍射损耗

我们选择热效应一阶近似下对应的相差平面为参考平面来计算晶体中心到晶体边缘的剩余相差<sup>[15]</sup>:

$$\Delta\varphi(r) = \frac{\frac{dn}{dT} \xi P_{in} \eta_i \eta_{abs}}{K_c \lambda} \times \begin{cases} 1 + \ln \frac{r_b^2}{\omega_{pa}^2} & (r^2 \leq \omega_{pa}^2) \\ \frac{r^2}{\omega_{pa}^2} + \ln \frac{r_b^2}{r^2} & (r^2 \geq \omega_{pa}^2) \end{cases} \quad (3-10)$$

由相差的衍射理论可知激光晶体热效应所导致的热致衍射损耗为<sup>[18]</sup>

$$\delta_d = 1 - \left| \frac{\int_0^{r_b} e^{i\Delta\varphi(r)} e^{-2r^2/\omega_0^2} r dr}{\int_0^{r_b} e^{-2r^2/\omega_0^2} r dr} \right|^2 \quad (3-11)$$

我们定义一个参量:  $m = \omega_0 / \omega_{pa}$  用于表征平均泵浦光斑半径与腔模半径的匹配关系。图 3.2 给出了在不同的泵浦功率下, 谐振腔的热致衍射损耗  $\delta_d$  随  $\omega_0 / \omega_{pa}$  的变化关系。从图中可以看出, 对于同一振荡激光基模半径  $\omega_0$ , 热致衍射损耗随泵浦功率的增大而呈超线性增长<sup>[15]</sup>, 从而导致激光器的输出功率最终趋于降低; 而在同一泵浦功率下,  $m$  越大, 即振荡激光基模半径  $\omega_0$  越大, 热效应导致的热致衍射损耗就越大。

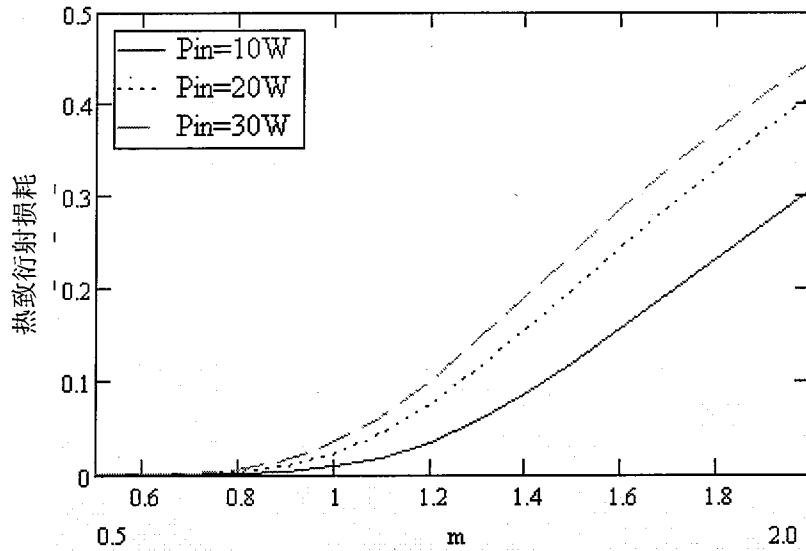


图 3.2 不同泵浦功率下, 热致衍射损耗  $\delta_d$  随  $m$  的变化曲线

### § 3.2 考虑热效应情况下的激光输出特性

从上一节的分析我们知道, 对于同一振荡激光基模半径  $\omega_0$ , 热致衍射损耗随泵浦功率的增大而增加, 从而导致激光器的输出功率最终降低。接下来, 我们以第二章的理论知识来对考虑热效应情况下的激光输出特性进行数值分析。

#### 一、考虑热效应情况下的输出特性分析

将公式(2-41):  $\delta = \delta_0 + T$ , 改写为:

$$\delta = \delta_{00} + \delta_d + T \quad (3-12)$$

其中,  $T$  为激光器耦合透过率,  $\delta_d$  为激光晶体热效应导致的热致衍射损耗,  $\delta_{00}$  为除透过率和衍射损耗外的所有其他谐振腔损耗。令  $\delta_{00}=1\%$ ,  $T=10\%$ ,  $P=30\text{W}$ ; 其它参数不变。

先利用  $J_1$  和  $J_2$  的表达式 (2.20) 和 (2.34), 求出  $J_1$  和  $J_2$ 。再利用公式 (2.21) 和 (2.31), 即可求出考虑热效应情况下的激光器输出功率与  $m$  的关系。

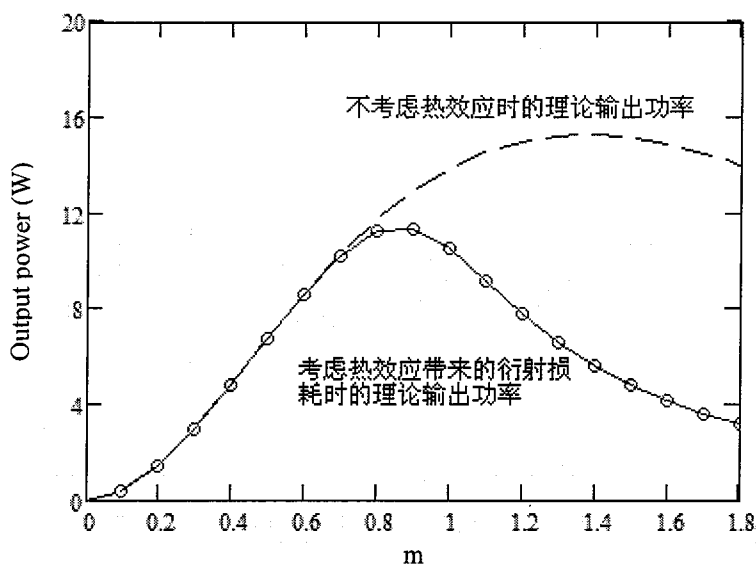


图 3.3 在 30W 泵浦功率下, 激光输出功率与  $m$  值的关系

从上图明显可以看出,  $m$  值严重影响激光的最大输出功率, 并且存在一个最佳的  $m$  值使激光输出功率最大。另一方面, 考虑热效应时的最大激光输出功率

要明显的低于不考虑热效应时的最大激光输出功率。图 3.4 则更直观的说明了热效应对激光输出功率的影响。(假定  $m=1$ , 即泵浦激光腰斑半径等于振荡激光的基模半径)。在泵浦功率比较小的情况下, 晶体热效应不会对激光输出功率有明显的影响。但是随着泵浦光功率不断增加, 晶体的热效应变的非常明显, 对激光输出功率产生了较大的影响。

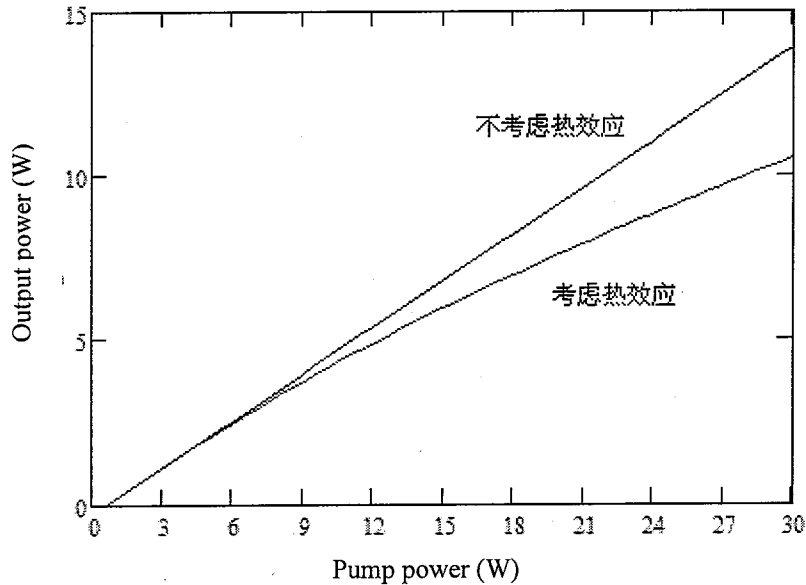


图 3.4  $m=1$  条件下, 激光输出功率与泵浦功率的关系

## 二、高泵浦功率下激光晶体内振荡光与泵浦光的模式匹配要求

激光晶体因吸收泵浦光而产生的热效应除表现为热透镜外, 还存在伴随热透镜的高阶球差。当增大泵浦功率时, 随泵浦功率变化的热透镜焦距使腔内模参数发生变化, 将会影响腔的稳定性和输出功率的提高, 同时, 热致衍射损耗也会增大。理论模型数值计算结果表明: 伴随热透镜的高阶球差在热透镜中心及其附近很小, 而在偏离中心较远的横向区域内, 热致球差很快增大<sup>[3]</sup>。与此相应, 过大的振荡激光基模半径会使热透镜球差引起的附加衍射损耗急剧增大<sup>[4,19]</sup>, 导致转换效率下降。但是, 振荡激光基模半径也不能过小, 否则会激发多横模。另外, 在固体激光器设计过程中, 激光晶体内振荡激光基模半径的大小直接决定着腔的热稳定范围(腔的热稳定范围  $\propto 1/\omega_0$ )<sup>[20]</sup>, 较小的基模半径意味着腔的热稳定范围可以设计的很宽。因此模式匹配问题对于高功率端面泵浦固体激光器的优化具有重要意义。

为了弄清楚不同泵浦条件下的模式匹配关系,我们分别以 10W、20W 和 30W 的泵浦功率为例,又计算了不同泵浦功率下的理论输出功率与  $m$  的关系,如图 3.5 所示:

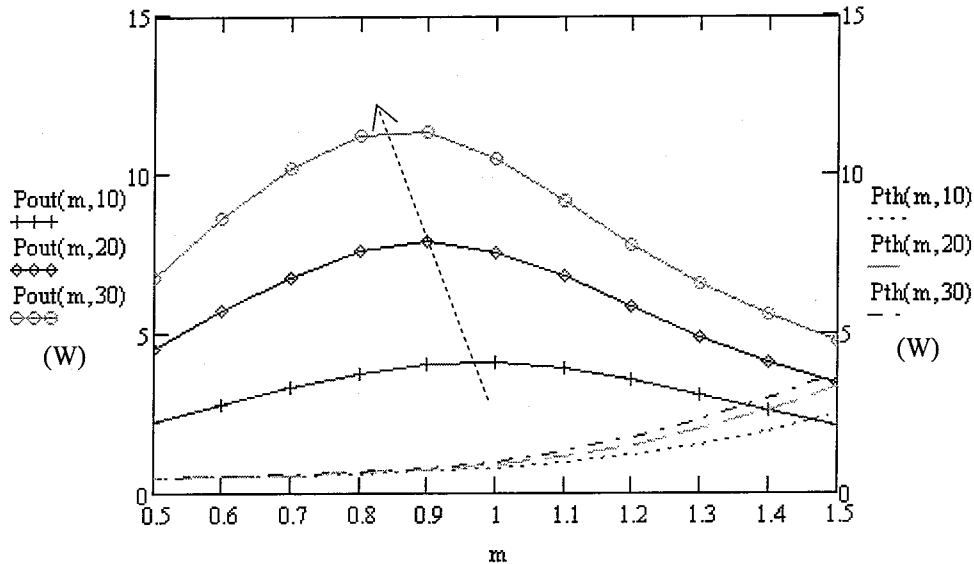


图 3.5 不同泵浦功率下,输出功率随  $m$  的变化曲线

从图中可以看出,高泵浦功率下激光晶体内振荡激光基模半径应小于泵浦光光斑半径(即  $m < 1$ );并且,随着泵浦功率的增大,最优化的  $m$  值呈减小的趋势,这是因为高畸变热透镜的中心部分对  $TEM_{00}$  模的损耗要小一些,而在泵浦光区域以外的径向热流动使得热透镜大大不同于一个理想的透镜,因此,如果  $\omega_0 > \omega_{pa}$ , 会引入很大的热致衍射损耗<sup>[21]</sup>。但是,如果要保证输出为基横模,则  $m$  的值不能太小,这是因为:在通常情况下,高阶模的模体积和发散角都比基模的大,因此基模的腔内损耗比高阶模的损耗小,这使得基模在激光模式竞争中处于优势;但基模增益随  $\omega_0 / \omega_{pa}$  的减小而减小,这会动摇基模在竞争中的优势地位,因此当  $\omega_0 / \omega_{pa}$  减小到一定程度时激光器将多横模运转。

### 三、热稳腔设计

在高功率 LD 端面泵浦固体激光器中,激光晶体的热效应是阻碍获得高效率、高功率输出的一个重要因素,它对激光输出主要有两方面的影响:热透镜效应和热致衍射损耗。由于热透镜效应会极大地改变谐振腔的模式,甚至使得激光器偏离稳定工作状态,因此在设计谐振腔时必须要考虑热透镜的影响。

考虑热效应的影响和谐振腔稳定性条件,我们可以利用 ABCD 矩阵进行基频光谐振腔和腔内倍频折叠腔的设计。为保证输出激光的稳定性和模式质量,谐振腔设计时应确保在热焦距大范围内变化时晶体上的光斑尺寸变化不大,即所谓的“热不灵敏腔”。在后边章节中的大功率蓝、绿光腔内倍频激光器的谐振腔设计中,将会陆续提到热不灵敏腔的设计。

### 参考文献

- [1]. Paolo Laporta, et al., IEEE J. Quantum Electron. , 1991, 27(10): 2319-2326
- [2]. T. Y. Fan, et al., IEEE J. Quantum Electron. , 1990, 26(2): 311-316
- [3]. Frauchiger J, et al., IEEE J. Quantum Electron. , 1990, 28(4): 1046-1056
- [4]. Chen Y. F. , et al., IEEE J. Quantum Electron. , 1997, 33(8): 1424-1429
- [5]. Clarkson W A , et al., Opt. Lett. , 1996, 21(12) : 869-871
- [6].刘均海等, 光学学报, 2000,20(2): 186-189
- [7].武自录等, 光子学报, 2002,31(2): 223-226
- [8].尚连聚, 物理学报, 2003,52(6): 1408-1411
- [9].Y. F. Chen, et al., Applied optics, 1998, 37(24): 5727-5730
- [10]. C. czeranowsky, et al., Optics letters, 2003, 28(6): 432-434
- [11]. Aclé V. Hicks et al., Proc. of SPIE, 2004, 5332: 120-133
- [12].郑加安等, 光子学报, 2000,29(12): 1121-1126
- [13]. A Martin Buoncristiani, et al., IEEE J. QE., 1988, 24(11) : 2253-2263
- [14]. Taira II T, et al., Appl. Optics, 1997, 36(9): 1867-1874
- [15]. 郑加安等, 光子学报, 2001 , (6) : 724-729
- [16]. M. E. Innocenzi, et al, Appl. Phys. Lett. , 1990, 56(19) : 1831-1833
- [17]. 余锦等, 强激光与粒子束, 2000, 12(1): 27-31
- [18]. 何京良等, 中国激光, 2000, A27 (6) : 481-484

- [18]. Born M, Wolf E. Principle of optics. Pergamon Press, Fifth edition, 1975
- [19]. Y. Kaneda, et al, Opt. Lett. , 1992, 17(14): 1003-1005
- [20] Magni V., Appl. Opt., 1986, 25(1): 107-117
- [21]. Xiaoyuan Peng, et al., IEEE J. Quantum Electron. , 2002, 38(9): 1291-1299

## 第四章 高功率连续波绿光激光器研究

LD 端面泵浦的全固态大功率连续波绿光激光器由于具有效率高、体积小、稳定性好和寿命长等优点,在医疗卫生、潜卫通讯和大屏幕彩色显示等领域有着重要的应用前景。高功率、高效率、高光束质量的全固态连续波绿光激光器一直以来都是国内外研究的热点。虽然 10W 级以下的连续绿光激光技术已经基本成熟,但是更高的光光转换效率仍旧是科研工作者的奋斗目标。

### §4.1 引言

采用 LD 端面泵浦 Nd:YVO<sub>4</sub>/KTP 技术路线,一直以来都是中小功率绿光激光器的首选技术路线<sup>[1-5]</sup>,Nd:YVO<sub>4</sub> 晶体相对于常用的 Nd:YAG 来说,具有发射截面大、吸收带宽和输出为线偏振等优点,然而由于 Nd:YVO<sub>4</sub> 晶体的热导率不及 Nd:YAG 晶体的一半,其热破坏阈值也低于 Nd:YAG 的相应值,因而在高功率端面泵浦激光器中受到一定的限制。KTP 晶体由于其非线性系数高,生长技术成熟、价格低廉等因素,使其在绿光激光器中获得了广泛的应用。但是由于 KTP 晶体自身的物化性质,使得它在高功率激光的作用下容易产生光致化学反应,即所谓的“KTP 灰线”问题,从而导致晶体损坏和绿光功率下降<sup>[6,7,8]</sup>。

为了解决 KTP 晶体容易损坏的问题,LBO 晶体成了目前高功率绿光激光器的首选倍频晶体。另一方面,LBO 晶体在 1064nm 波长处可以工作在 I 类非临界相位匹配状态,由于没有走离效应,因此可以获得很好的绿光光束质量。基于端面泵浦 Nd:YVO<sub>4</sub>/LBO 的绿光激光器技术方案,研究者们做了大量的科研工作<sup>[9-12]</sup>。但是 808nm 泵浦光到 532nm 绿光的光-光转换效率,基本上都在 20%左右。本文通过对 Nd:YVO<sub>4</sub> 激光晶体及谐振腔参数的优化,最终在 30W 泵浦光注入下,获得了大于 30%的光光转换效率,绿光倍频效率再创新高。

### §4.2 Nd:YVO<sub>4</sub> 和 LBO 晶体的特性

#### 一、Nd:YVO<sub>4</sub> 晶体结构和能级结构

Nd:YVO<sub>4</sub> 晶体最早是由 MIT 林肯实验室的 J. R. Oconnor 于 1966 年发明的

[13], 掺钕离子的钒酸钇晶体 ( $\text{Nd}^{3+}:\text{YVO}_4$ ) 为四方晶体, 锆英石 ( $\text{ZrSiO}_4$ ) 型结构, 属单轴晶系。生长中适当的 Nd 离子取代 Y 离子的位置而形成  $\text{Nd}:\text{YVO}_4$ 。晶体中激活离子 Nd 的位置具有低的点群对称性, 离子的振荡强度大。 $\text{YVO}_4$  基质对  $\text{Nd}^{3+}$  有敏化作用, 提高了激活离子的吸收能力。同时,  $\text{Nd}:\text{YVO}_4$  晶体是有很强的双折射特性 (在  $\lambda=1.064\mu\text{m}$  处,  $n_o=1.958$ ,  $n_e=2.168$ )。a 轴切割时, 其光场 E 矢量平行于晶体光轴方向的  $\pi$  偏振 (E//C) 和  $\sigma$  偏振 (E $\perp$ C) 的光谱特性具有明显的差异, 其最强吸收和最强辐射都发生在  $\pi$  偏振取向, 因此常用 a 轴切割晶体得到  $\pi$  偏振光输出。腔内倍频时, 振荡光的线偏振特性有利于倍频效率提高。

图 4.1 给出了  $\text{Nd}:\text{YVO}_4$  能级结构图。主能级用光谱项  $^{2S+1}L_J$  表示, 每一主能级被晶格场斯塔克分裂成  $(J+1)/2$  个子能级,  $\nu$  表示对应每个子能级的能量 (单位  $\text{cm}^{-1}$ ),  $f_i$  表示每个子能级在所在主能级中所占的比例。

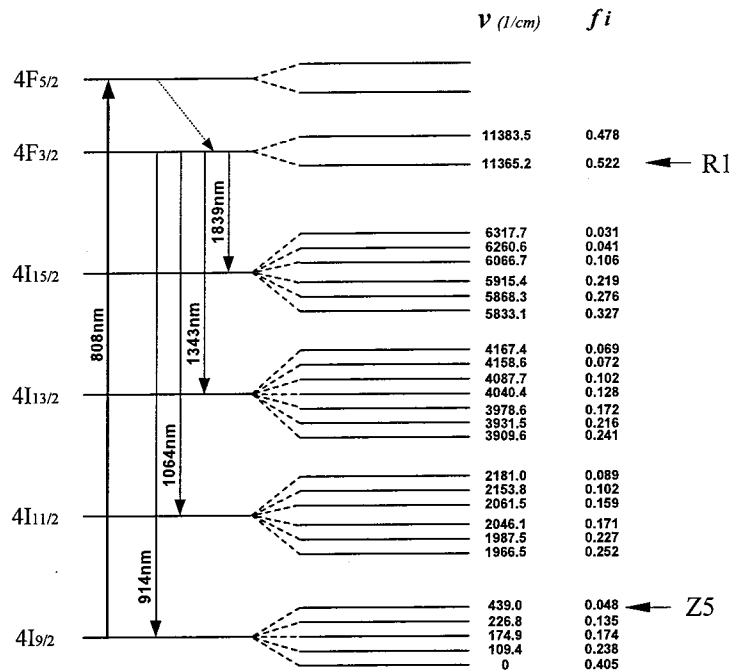


图 4.1  $\text{Nd}:\text{YVO}_4$  晶体的能级结构

当 LD 泵浦光把粒子从基态泵浦到  $^4F_{5/2}$  能级, 由于粒子在此能级上的寿命非常短 ( $\tau \sim 10^{-10}\text{s}$ ), 所以可以通过很快地驰豫过程无辐射地跃迁到亚稳态  $^4F_{3/2}$  能级, 亚稳态能级相对长的寿命 ( $\tau \sim 10^{-4}\text{s}$ ) 提供了可以实现粒子数反转的条件。三条主要的发射谱线分别是:  $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$ ,  $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$ ,  $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{9/2}$ , 对应的辐

射波长分别为 1342nm, 1064nm 和 914nm, 其中室温下 1064nm 谱线是发射截面最大、增益最强的一条谱线, 占绝对优势; 1342nm 次之, 最弱是 914nm。

## 二、Nd:YVO<sub>4</sub> 晶体的吸收和发射谱线

Nd:YVO<sub>4</sub> 有很大吸收截面和宽的吸收带宽, 图 4.2 给出了 Nd:YVO<sub>4</sub> 晶体的吸收谱。

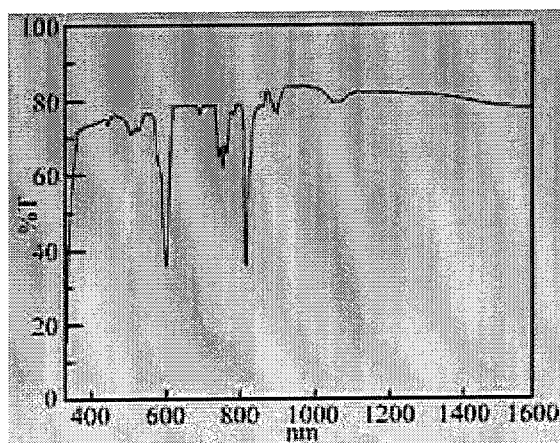


图 4.2 Nd:YVO<sub>4</sub> 晶体的吸收光谱图 (1mm 厚, Nd 掺杂 0.5%)

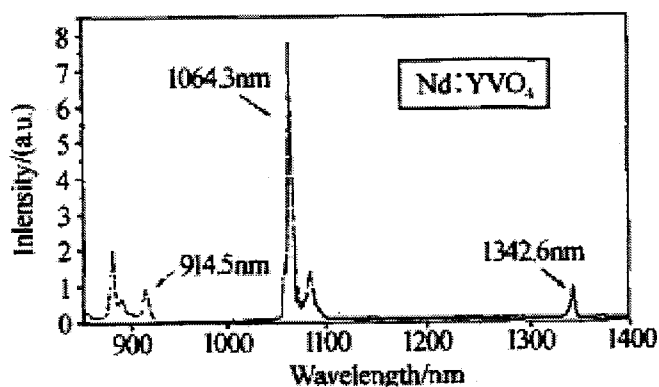


图 4.3 Nd:YVO<sub>4</sub> 晶体发射光谱图

三个主吸收峰分别在 750nm, 810nm 和 880nm 附近, 其中在 810nm 附近吸收最强, 最强值对应的吸收光波长是 808.7nm, 吸收带宽大约为 20nm。Nd:YVO<sub>4</sub> 的吸收系数与晶体 Nd 离子浓度掺杂密切相关, Y. F. CHEN 给出了一个经验公式 [14],

$$\alpha_p = 20\rho \quad (4-1)$$

其中,  $\rho$  为晶体的掺杂浓度 (原子百分比), 计算出的  $\alpha_p$  单位为  $\text{cm}^{-1}$ 。

图 4.3 给出了 Nd:YVO<sub>4</sub> 荧光发射谱线图, 从图中我们可看出 Nd:YVO<sub>4</sub> 在 1064nm 处有很强的增益, 它的有效发射截面大约为 YAG 的 3~4 倍。高的发射截面可获得低的激光阈值, 所以 Nd:YVO<sub>4</sub> 晶体很适合于中小功率的激光器件。Nd:YVO<sub>4</sub> 在 1.064 $\mu$ m 的线宽大约为 0.8nm, 比 YAG 的 0.6nm 稍宽一些。另外, Nd:YVO<sub>4</sub> 晶体的上能级荧光寿命与 Nd 离子的掺杂浓度也有密切的关系, 文献<sup>[15]</sup> 给出了荧光寿命与掺杂浓度的关系曲线, 参见曲线 4.4。由图我们可看出随着浓度掺杂的提高, 晶体的上能级寿命减小。

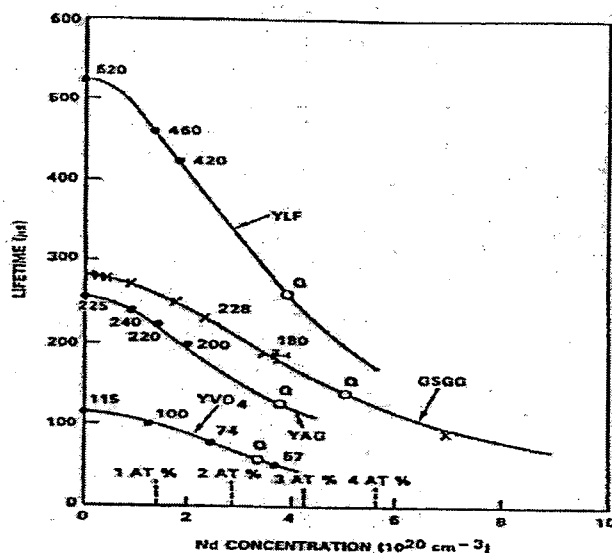


图 4.4 Nd:YVO<sub>4</sub> 晶体的上能级寿命与掺杂浓度的关系

### 三、LBO 晶体的光学特性

LBO 是正交  $mm^2$  点群, 属负双轴晶体。它的透光波段范围为 160~2600nm, 有效非线性系数 (SHG) 约为 KDP 的三倍, 破坏阈值比 KTP 高的多, 可达 26GW/cm<sup>2</sup> (1054nm, 1.3ns)。它具有宽的允许角和小的走离角。更为重要的是它具有宽的 I 类及 II 类非临界相位匹配范围, 在 1064nm 可实现 I 类非临界相位匹配, 在 1342nm 可实现 I 类及 II 类非临界相位匹配。通过温度调谐来实现相位匹配克服了走离效应, 因此在大功率泵浦时可采用较长的 LBO 晶体以补偿非线性系数低的不足或采用更小的光斑大小来获得高的倍频效率。

由色散方程, 我们可计算它的温度匹配特性。采用 Kato 修改后的色散方程

[16] (波长 $\lambda$ 取 $\mu\text{m}$ 为单位):

$$\begin{aligned} n_x(T) &= n_x(T_0) + (-3.76\lambda + 2.30) \times 10^{-6} \times [\Delta T + 29.13 \times 10^{-3} (\Delta T)^2] \\ n_y(T) &= n_y(T_0) + (6.01\lambda - 19.40) \times 10^{-6} \times [\Delta T - 32.89 \times 10^{-4} (\Delta T)^2] \\ n_z(T) &= n_z(T_0) + (1.50\lambda - 9.70) \times 10^{-6} \times [\Delta T - 74.49 \times 10^{-4} (\Delta T)^2] \end{aligned} \quad (4-2)$$

其中:

$$\begin{aligned} n_x^2(T_0) &= 2.4542 + \frac{0.01125}{\lambda^2 - 0.01135} - 0.01388\lambda^2 \\ n_y^2(T_0) &= 2.5390 + \frac{0.01277}{\lambda^2 - 0.01189} - 0.01849\lambda^2 + 4.3025 \times 10^{-5} \lambda^4 - 2.9131 \times 10^{-5} \lambda^6 \\ n_z^2(T_0) &= 2.5865 + \frac{0.01310}{\lambda^2 - 0.01223} - 0.01862\lambda^2 - 4.5778 \times 10^{-5} \lambda^4 - 3.2526 \times 10^{-5} \lambda^6 \end{aligned}$$

$$\Delta T = T - T_0 \quad (\text{室温 } T_0 = 20^\circ\text{C})$$

根据色散方程和相位匹配条件, 我们可计算出在930nm~1.4 $\mu\text{m}$ 范围内LBO晶体I类和II类的匹配温度随波长的变化关系 (见图4.5)。

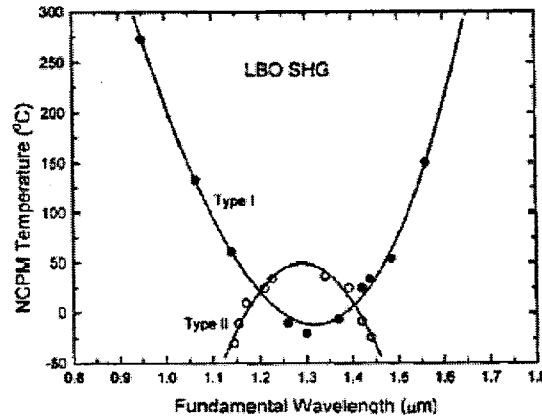


图 4.5 非临界相位匹配 (I 类及 II 类) 温度与波长的关系

从图中看出在1064nm处, 可以实现I类非临界相位匹配, 匹配温度大约为153 $^\circ\text{C}$ , 在1342nm可同时实现I类和II类非临界相位匹配, 匹配温度分别为: 5 $^\circ\text{C}$ 和40 $^\circ\text{C}$ 左右。根据上述公式还可以得出在1064nm倍频时, 倍频效率与温度之间的关系, 见图4.6。

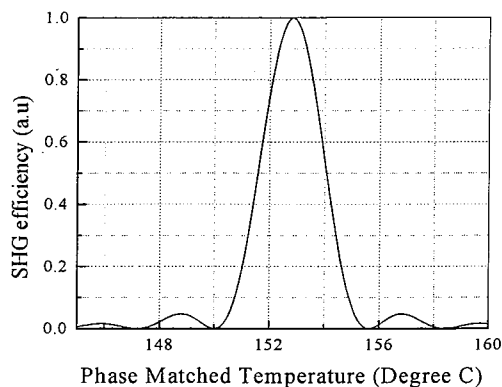


图4.6 LBO晶体温度匹配关系

从图中看出其温度带宽为 $4^{\circ}\text{C}\cdot\text{cm}$ 左右, 虽然图中显示对LBO晶体温度的控制精度要求并不高, 但在实际的实验中由于温度变化会给稳定的谐振腔造成扰动并进而形成反馈, 使得输出功率波动较大, 因此实验中要求LBO温度高精度控制, 一般要达到 $\pm 0.1^{\circ}\text{C}$ 的温控精度, 以获得稳定的绿光输出。这时, LBO晶体的走离角为0, 有效非线性系数为 $0.94\text{pm/v}$ , 允许角为 $52\text{mrad}\cdot\text{cm}$ 。

与角度匹配(临界相位匹配)相比, 通过温度调节实现的非临界相位匹配不仅具有更大的非线性系数, 更大的接受角, 而且走离角为0, 这不仅有助于提高倍频激光的输出功率, 也有利于其光束质量的提高。所以, 通常情况下如果倍频晶体既存在临界相位匹配点又存在非临界相位匹配点, 倍频时通常使倍频晶体工作在非临界匹配工作点。

### §4.3 二次谐波理论研究

光波电磁场与非磁性透明电介质相互作用时, 光波电场会引起极化现象。当强光激光产生后, 由此产生的介质极化已不再是与场强呈线性关系, 而是明显的表现出二次及更高次的非线性效应。本节我们就讨论二次非线性效应中的一种特例——倍频现象。

#### 一、耦合波方程

以  $P_{NL}$  表示非线性极化项, 由电场与极化强度的关系及麦克斯韦方程组可得到非线性耦合波方程为:

$$\nabla^2 E - \mu_0 \sigma \frac{\partial E}{\partial t} - \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 P_{NL}}{\partial t^2} \quad (4-3)$$

假定光波是沿  $Z$  方向传播的单色平面波，在慢变振幅近似下，上式简化为：

$$\frac{\partial E}{\partial Z} + dE + \frac{1}{c} \frac{\partial E}{\partial t} = \frac{i\mu_0 C \omega}{2n} P_{NL} \quad (4-4)$$

考虑三波相互作用满足： $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$

则

$$\begin{aligned} P_{NL}(Z, t) &= \varepsilon_0 d_{eff} E_2^*(Z) E_3(Z) e^{-i[(\omega_3 - \omega_2)t - (k_3 - k_2)Z]} \\ P_{NL}(Z, t) &= \varepsilon_0 d_{eff} E_3^*(Z) E_1(Z) e^{-i[(\omega_3 + \omega_1)t - (k_3 + k_1)Z]} \\ P_{NL}(Z, t) &= \varepsilon_0 d_{eff} E_1(Z) E_2(Z) e^{-i[(\omega_1 + \omega_2)t - (k_1 + k_2)Z]} \end{aligned} \quad (4-5)$$

其中， $d_{eff} = \hat{e}_3: \chi \hat{e}_1 \hat{e}_2$  为有效非线性系数。将 (4-5) 式代入 (4-4) 式，稳态近似条件下表示为：

$$\begin{aligned} \frac{dE_1}{dz} &= -\alpha_1 E_1(Z) + i\eta_1 E_3(Z) E_2^*(Z) e^{i\Delta k Z} \\ \frac{dE_2}{dz} &= -\alpha_2 E_2(Z) + i\eta_2 E_3(Z) E_1^*(Z) e^{i\Delta k Z} \\ \frac{dE_3}{dz} &= -\alpha_3 E_3(Z) + i\eta_3 E_1(Z) E_2(Z) e^{-i\Delta k Z} \end{aligned} \quad (4-6)$$

其中：

$$\alpha_i = \frac{1}{2} \mu_0 \sigma c / n_i \quad i = (1, 2, 3) \text{ 是电场的损耗因子；}$$

$$\eta_i = \frac{\omega_i d_{eff}}{N_i C} \quad i = (1, 2, 3)；$$

$\Delta k = [k_3 - (k_1 + k_2)]$  是三波之间的相位差。

## 二、倍频输出功率

二次谐波是三波耦合中的一个特例，此时有：

$$\omega_1 = \omega_2 = \omega, \omega_3 = 2\omega \quad (4-7)$$

代入 (4-6) 式得耦合波方程为

$$\frac{dE(2\omega)}{dZ} = -\alpha_{2\omega} E(2\omega) + i\eta 2\omega E(\omega) E(\omega) e^{-i\Delta k Z} \quad (4-8)$$

其中  $\Delta k = k(2\omega) - k(\omega)$

忽略吸收损耗  $\alpha$  及由于二次谐波的产生造成的基波衰减，对 (4-8) 式积分可得到倍频的输出功率为：

$$P(2\omega) = \frac{2\mu_0^{3/2} \epsilon_0^{1/2} \omega^2 d_{eff}^2 l^2}{n(2\omega)n(\omega)^2 A} \cdot P^2(\omega) \cdot \sin^2\left(\frac{\Delta k l}{2}\right) \quad (4-9)$$

其中：A 为基波光束输入面积；

$P(2\omega)$  为二次谐波功率；

$P(\omega)$  为基波输入功率；

$n(\omega)$  和  $n(2\omega)$  分别为非线性晶体的基波折射率和谐波折射率。

由 (4-9) 式可以看出：要获得高的倍频输出功率应选择非线性极化率大的非线性晶体，并尽可能提高基波的功率密度。由于腔内激光功率密度远高于腔外，这就是中小功率激光器通常采用腔内倍频的缘故。同时还应使波矢失配  $\Delta k$  尽量小。当  $\Delta k=0$  时， $\text{Sinc}(\Delta k l/2)=1$ ， $P(2\omega)$  具有最大值，这时称为实现相位匹配。在非线性介质中，利用晶体的天然双折射特性，选取基波为 o 光（或 e 光）二次谐波为 e 光（或 o 光），并适当选择基波的偏振方向和它在介质中的传播方向可实现相位匹配。

对于腔内倍频过程的分析，应将基频和倍频产生统一考虑，通常是将倍频产生视为基频激光产生过程的一种非线性损耗，可以按照这一思路来分析倍频激光

的输出情况<sup>[17,18,19]</sup>。

### 三、相位匹配

实现相位匹配, 即满足失配量  $\Delta k = k(2\omega) - k(\omega) = 0$ ,

$$\text{也即} \quad v(2\omega) = v(\omega) \quad (4-10)$$

可见, 相位匹配是指在晶体中基频光和二次谐波的相速度相同。这样, 当基频光通过晶体时, 在传播方向上激发的倍频极化场因具有相同的相位而相互加强, 从而使二次谐波输出功率最大。在共线相位匹配下, 求解相位匹配问题关键是求解光波在晶体中传播时的折射率, 以限定光波在晶体中的传播方向, 利用各向异性晶体中沿任一方向存在着两个不同的传播速度、对应着相互正交的两个偏振状态这一特征, 取基频光和倍频光为不同偏振态以实现相位匹配。我们称基频光偏振态平行而与倍频光偏振态正交的情况为 I 类相位匹配; 基频光偏振态正交且其中之一与倍频光偏振态平行的情况为 II 类相位匹配。对单轴晶体, 其相位匹配角、接收角、吸收带宽、温度带宽等参数可通过公式直接求得, 而对双轴晶体情况比较复杂, 可用数值解法来求解。

匹配角  $\theta_m \neq 90^\circ$  的情况称为临界相位匹配, 又称角度匹配。在这种情况下, 即使基频光和倍频光相速度一致并不意味着二者的光线 (即能流) 方向一致。只有当波法线方向对光轴的夹角为  $0^\circ$  或  $90^\circ$  时, 光线方向才与波法线方向一致。我们称满足角度匹配时, 晶体内基频光和倍频光光线方向不一致而影响倍频效果的现象为光孔效应, 也称走离效应。如图 4.7 所示, 光束宽度为  $a$  的基频光在晶体内传播距离  $l_a$  后, 产生的倍频光和基频光在空间上分离开了。在  $l_a$  距离内产生的倍频光可在空间相干叠加而提高亮度; 当超过  $l_a$  后, 产生的倍频光将不再与前面产生的倍频光相干叠加, 倍频效率将不再提高。

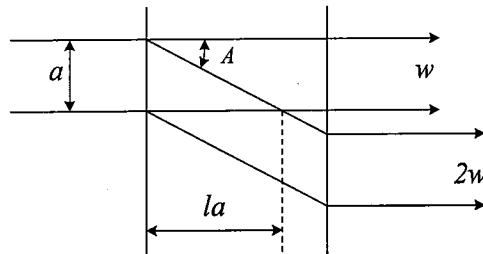


图 4.7 光孔效应

图中  $l_a$  被称为孔径相干长度,  $A$  为走离角, 由几何关系可知:

$$l_a = \frac{a}{\tan A} \quad (4-11)$$

$l_a$  是限制倍频晶体长度的一个重要参数, 并且即使在  $l_a$  之内走离效应也会使三波相互作用的有效非线性系数变小, 从而降低相互作用效率。为克服走离效应提高倍频效率, 我们使匹配角  $\theta_m = 90^\circ$ , 而通过控制倍频晶体的温度来实现相位匹配。这种方法称为非临界相位匹配, 也称温度匹配。但并非所有的非线性晶体都能实现温度匹配, 只有折射率温度系数较大的某些晶体在某些波长才可能实现非临界相位匹配。我们在下一节 LD 泵浦 Nd:YVO<sub>4</sub>/LBO 倍频实验中即采用了 LBO 晶体的 I 类非临界相位匹配、通过温度调谐满足最佳相位匹配条件, 从而获得了较理想的绿光输出。

#### 四、影响倍频效率的其它因素

在式 (4-9) 中, 除相位匹配因子  $\Delta k l / 2$  之外, 提高  $P_\omega^2 / A$  也将大大提高倍频功率。实验中将倍频晶体放于基频波束腰位置不仅使倍频晶体上的光斑面积最小、功率密度最大, 而且波面为平面, 发散角最小。因为要保证一定的非线性相互作用距离, 所以束腰也不是越小越好。束腰与发散角成反比, 所以当束腰半径越小时, 光束发散角越大, 由于相位失配会减少相互作用距离, 限制晶体长度。同时, 由于光孔效应决定的孔径相干长度与束腰宽度成正比, 所以在走离角一定的条件下, 束腰半径越小, 孔径相干长度就越短。因此, 基频光在倍频晶体上的光斑大小有一合适值。

对连续波基波振荡器, 腔内功率密度远大于腔外, 而二次谐波功率与基波功率的平方成正比, 因此倍频时应将倍频晶体置于腔内束腰位置处。另外, 基频光单向通过倍频晶体时转换效率较低, 若将基波往返两次通过晶体的倍频转换一并耦合输出, 则输出功率与转换效率将大大提高, 这种情况被称为腔内双通倍频, 通常采用折叠腔结构即可实现双通倍频。

#### §4.4 大功率端泵连续绿光激光器

##### 一、LD 端面泵浦 Nd:YVO<sub>4</sub> / LBO 绿光激光器的设计

在全固态连续波绿光激光器的设计中,主要有谐振腔的设计、Nd:YVO<sub>4</sub> 晶体参数的选择和 LBO 晶体参数的选择三方面。

首先介绍谐振腔的设计:我们采用四镜 Z 型折叠腔结构,考虑到激光晶体的热效应,这种腔型结构可以在谐振腔内获得一大一下两个束腰(双束腰折叠腔设计)。其中大的束腰在激光晶体位置处,目的是为了满模式匹配条件。另外一个小的束腰在两个凹面镜之间(形象地称之为倍频臂),LBO 晶体放在倍频臂的束腰位置处,此位置的功率密度最大,这样就可以获得高的谐波效率。具体的腔型结构如图 4.8 所示:

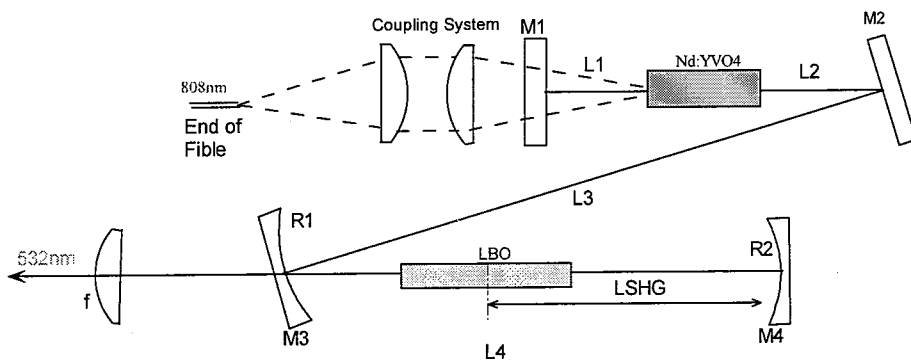


图 4.8 LD 泵浦 Nd:YVO<sub>4</sub>/LBO 绿光激光器实验装置

在上述谐振腔中, $M_1$ 和 $M_2$ 是平面镜,一面镀 808nm 增透膜,另一面镀 808nm 的增透膜和 1064nm 的高反膜; $M_3$ 是曲率半径为 100mm 的平一凹镜,凹面镀有 1064nm 高反和 532nm 增透膜,平面镀只镀 532nm 增透膜;后镜 $M_4$ 是曲率半径为 75mm 的平一凹镜,凹面镀 1064nm 和 532nm 双色高反膜。

首先,根据第二章的理论计算出晶体的热焦距随注入功率的变化曲线,如图 4.9 所示。图中 $\omega_{p0} = 412.5\mu\text{m}$ 所代表的曲线是按照泵浦束腰半径为 412.5 $\mu\text{m}$  做的计算。而 $\omega_p = 441.087\mu\text{m}$ 所代表的曲线是考虑了泵浦激光在晶体中的发散角,

按照平均泵浦光斑半径对前者做的修正，显然后者更符合实际情况。由图中可以看出，在最大 30W 泵浦功率的条件下，晶体的热焦距接近 180mm。这和实际试验中测得的数据几乎完全一致，验证了我们理论模型的正确性。

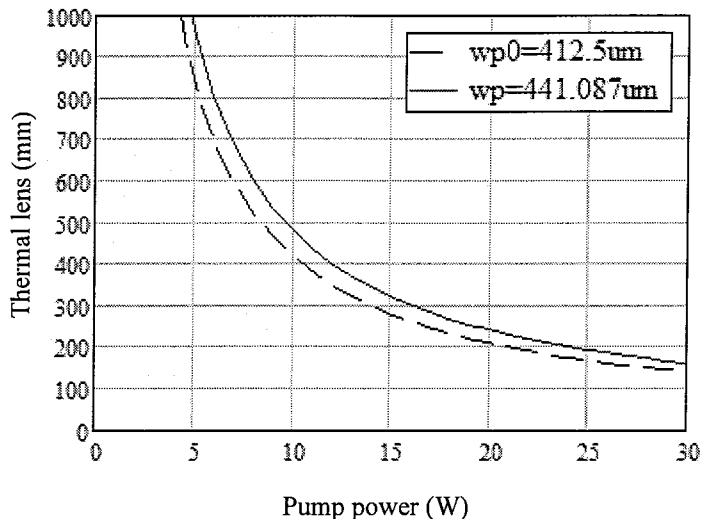


图 4.9 Nd:YVO<sub>4</sub> 晶体的热焦距随注入功率的变化曲线

由 ABCD 矩阵和稳定腔条件，我们选取  $M_1$  和  $M_2$  之间的距离为 60mm； $M_2$  到  $M_3$  的距离为 180mm； $M_3$  到  $M_4$  之间的距离为 128mm；则可以计算出 Nd:YVO<sub>4</sub> 晶体上的束腰半径随晶体热焦距之间的变化关系，如图 4.10 所示。可以看出晶体热焦距在 1000mm~200mm 范围内变化时，谐振腔都工作在稳定条件，而且晶体上的束腰半径基本维持在 300um 左右，这就是所谓的稳模式条件。

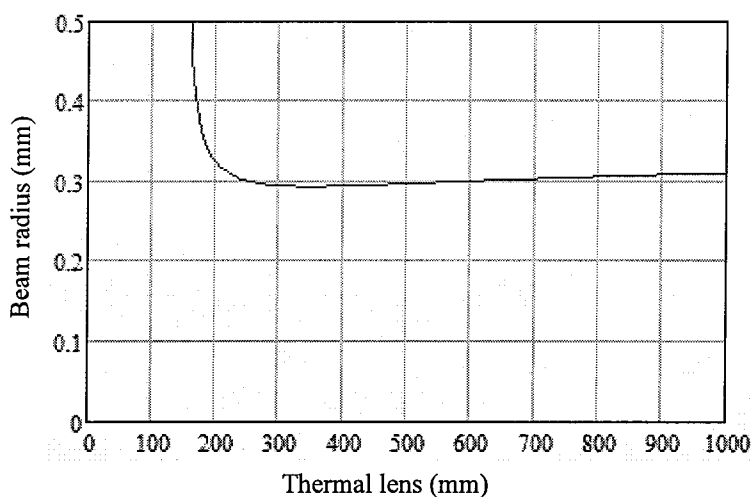


图 4.10 Nd:YVO<sub>4</sub> 晶体上的束腰半径随热焦距的变化曲线

$M_3$ 和 $M_4$ 两个凹镜之间会形成一个比较小的束腰半径, 为了获得最高的倍频转换效率应将倍频晶体置于此束腰位置处。为了获得束腰在两个镜片之间的具体位置, 我们对倍频臂上不同位置处的腔模半径做了模拟分析, 分析结果见图 4. 11。可见, 倍频臂上的束腰位置在距离  $M_4$  镜 70mm 的位置处。并且, 在热焦距为 220mm 时, 束腰半径为 75 $\mu$ m 左右, 这么小的束腰半径完全可以满足下一步倍频实验的要求。

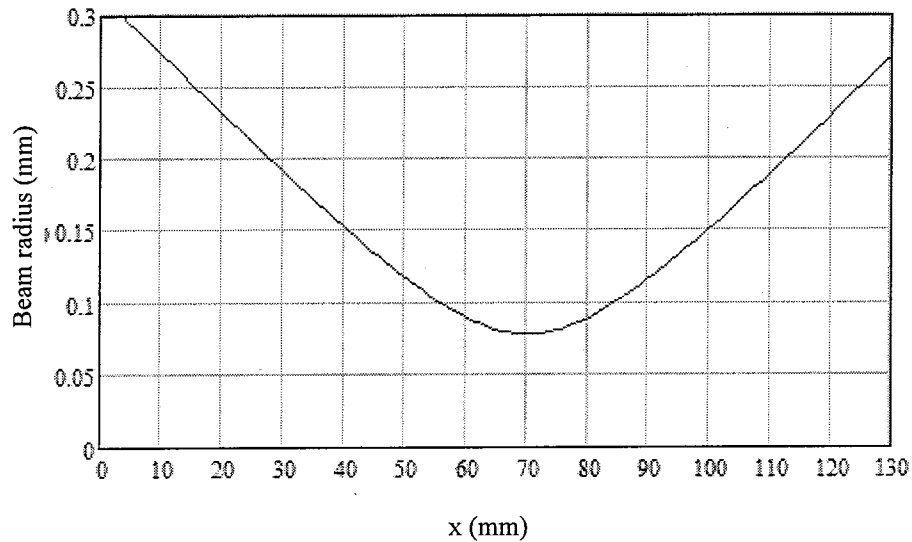


图 4.11 倍频臂上的腔模半径(x 指参考平面与  $M_4$  之间的距离)

## 二、实验装置

泵浦源为北京国科世纪激光公司生产大功率半导体激光器光纤束模块(型号为 GKFM-30), 该模块的最大输出功率为 30W, 出口光纤束直径为 1.1mm, 数值孔径 NA=0.11, 输出激光中心波长为 807nm~810nm (25°C), 通过调节 TEC 制冷系统的工作温度使其工作波长接近 808.7nm, 与 Nd:YVO<sub>4</sub> 晶体的吸收峰相匹配。通过采用由四片平凸透镜组成的光学成像系统将泵浦光整形成直径为 825 $\mu$ m 左右的圆形光斑(即成像比例为 1.33:1), 系统的传输透过率为 95%。

为了减小晶体热透镜效应的影响, 以及尽可能的降低热致衍射损耗, 我们采用了 Nd<sup>3+</sup> 掺杂浓度只有 0.25% 的低掺杂 Nd:YVO<sub>4</sub> 激光晶体, 晶体尺寸为 3mmX3mmX10mm, a 轴切割, 通光方向长度为 10mm。晶体的两个通光面分别镀 1064nm 和 808nm 的增透

膜( $R_{1064\text{nm}} < 0.5\%$ ,  $R_{808\text{nm}} < 5\%$ ), 晶体的侧面用铝箔包住装在用循环水冷却的紫铜块内, 温度设定在  $18^\circ\text{C}$ 。

为了获得高的倍频转换效率和好的激光光束质量, 我们采用一个较长的非临界相位匹配的LBO作为倍频晶体。LBO晶体是福建福晶公司的产品, 两通光面镀1064nm和532nm双色增透膜, 晶体尺寸为3mm×3mm×20mm。将其放在一温度可调的温控炉中, 炉子温度的控制精度为 $\pm 0.1^\circ\text{C}$ , 实验中需要仔细的调节炉子位置, 使LBO晶体中心位于 $M_3$ 和 $M_4$ 之间的束腰位置附近。

### 三、实验结果

在实验过程中先不放入 LBO 晶体, 按照前面计算出来的腔长值, 将谐振腔用准直光源调好后注入一定功率的泵光, 由于折叠镜  $M_3$  存在一定的剩余反射, 精细调节谐振腔的四个腔镜, 就可以沿着输出激光的方向观察到微弱的基频激光输出。仔细优化谐振腔调节, 直到输出的 1064nm 激光模式最好且功率最高。这时放入 LBO 晶体, 并调节其位置和角度使输出绿光模式最好。值得注意的是, 前面在对谐振腔进行理论计算时没有考虑到 LBO 晶体的折射率, 因此在将 LBO 晶体放入谐振腔之后, 谐振腔的长度做相应的调整, 应在前面理论值上加上一个偏移量:

$$\Delta = L_{\text{LBO}} [1 - (1/n_{\text{LBO}})], \quad (4-12)$$

代入 LBO 晶体的折射率 1.6 和晶体的长度 20mm, 求得  $\Delta = 7.5\text{mm}$ 。

仔细地调节倍频臂的长度, 使其满足设计要求, 同时对 LBO 的工作温度进行优化, 发现最佳温度值为  $152^\circ\text{C}$ 。当泵浦功率为 30W 时, 获得了 9.4W 的 532nm 连续波绿光输出, 光-光转换效率为 31.3%, 考虑到准直聚焦系统、 $M_1$  腔镜和晶体前端面镀膜损耗的话, 实际光光转换效率高达 36.6%, 图 4.12 为绿光输出功率和泵浦激光功率之间的关系曲线。

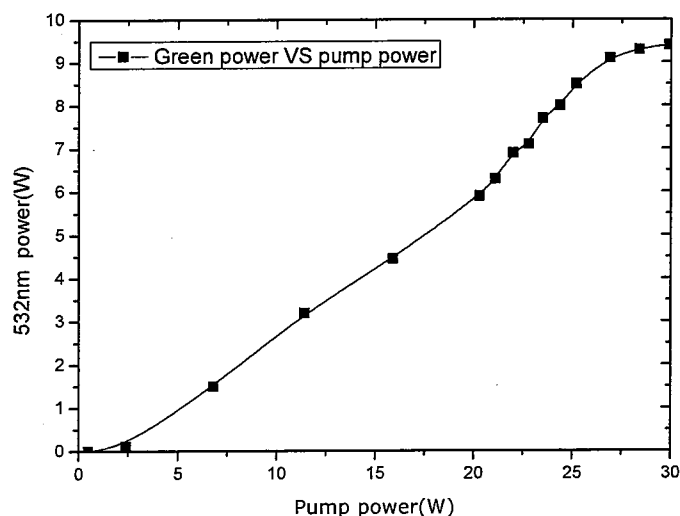


图 4.12 倍频绿光输出功率随注入泵浦功率的变化曲线

为了更好的评估激光器性能，在激光器在最大输出功率 9.4W 处我们做了光束质量测试，测试仪器为美国 Spiricon 公司型号为 M<sup>2</sup>-200 的光束质量分析仪。光束质量的测试结果为  $M^2_x = 3.25, M^2_y = 3.28$ ，表明激光在功率输出的同时基本维持了比较好的光束质量。图 4.13 是光束质量测试数据的截屏，图 4.14 则是仪器 CCD 探测到的通过透镜聚焦后的激光远场光斑图片。

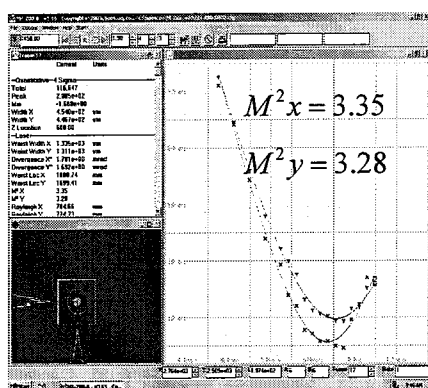


图 4.13 光束质量测试数据

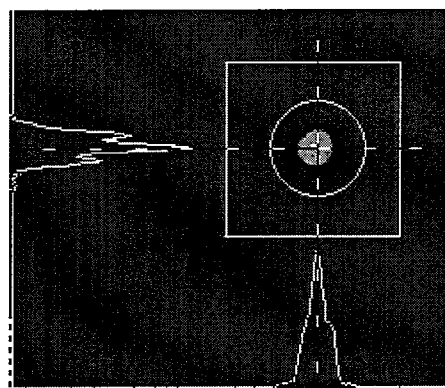


图 4.14 激光远场光斑图片

在最大输出功率 9.4W 处，我们又测试了激光器连续 8 小时工作的稳定性。测试过程中每隔一个小时测一次输出功率，共测 8 次，按标准偏差计算出激光输出功率的波动范围：

$$\delta_w = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n \left( \frac{W_i - \bar{W}}{\bar{W}} \right)^2} \quad (4-13)$$

其中  $W_i$  为第  $i$  次测量的功率值,  $\bar{W}$  是平均功率,  $n$  是测量次数。通过测试的八小时数据记录, 可以计算出激光器的均方根稳定性为 1.2%。图 4.15 为激光器八小时连续工作时的功率波动曲线。图 4.16 为我们研制的 9W 连续绿光激光器样机图片。通过对结构设计和工艺条件的优化, 该激光器通过了高低温储存、温度在线工作、震动、跌落、冲击等各项型式检验, 样机完全达到了工业化的要求。

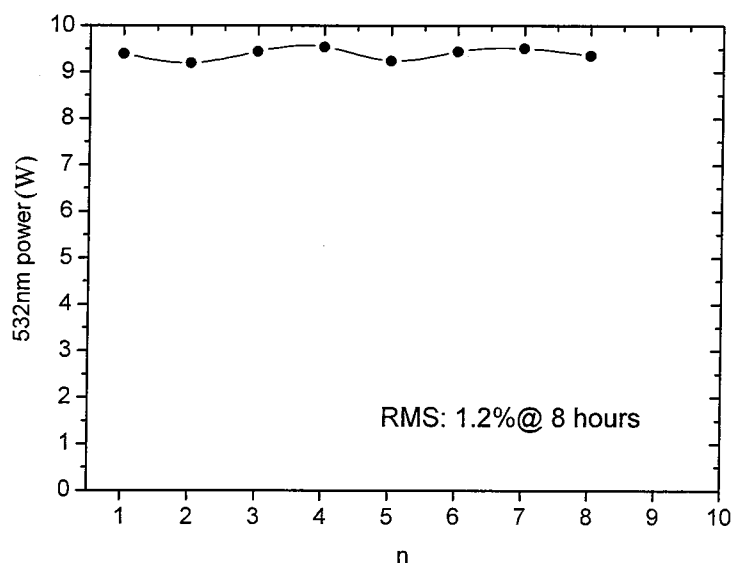


图 4.15 八小时连续工作时的激光功率波动曲线

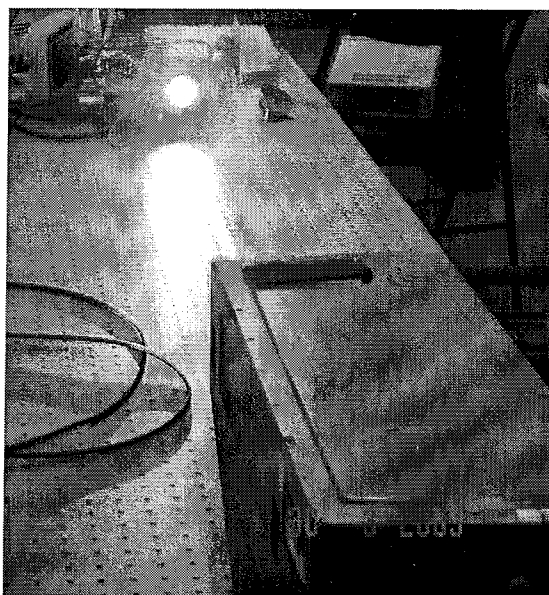


图 4.16 9W 连续绿光激光器样机图片

## 参考文献

- [1]. Peter S. Durkin, et al., Advanced Solid-State Lasers, 1994(20):332-335
- [2]. Y. F. Chen, et al., Applied Optics, 1998, 37(24):5727-5730
- [3]. Y. F. Chen, et al., Optics Letters, 1999,24(15): 1032-1034
- [4]. 何京良等, 中国激光, 2000, 27(6):481-484
- [5]. 张玉萍等, 光子学报, 2006, 35(7): 970-973
- [6]. W.克西耐尔, 激光工程[M]. 北京: 科学出版社, 1999, 526
- [7].B. Boulanger, et al., IEEE J. QE. , 1999, 35(3): 281-286
- [8].郑权等, 激光杂志, 2001, 22(3):6-7
- [9].何京良等, 光学学报, 1998,18(7):862-865
- [10].候玮等, 光学学报, 2001,21(4): 437-439
- [11].王军营等, 光子学报, 2003,32(10): 1160-1162
- [12].白晋涛等, 中国激光, 2003, 30(1): 41
- [13]. J. R. Oconnor, Appl. Phys. Lett., 1966(9), 407
- [14]. Y. F. Chen, et. al., IEEE J. QE., 1999, 35(2): 234-239
- [15]. L. Deshazer, Laser Focus World, Feb. 1994
- [16]. K. Kato, IEEE J. QE. , 1994: 2950
- [17]. R. Polloni et. al., IEEE J. QE., 1968, 4: 528-530
- [18]. R. G. Smith et. al., IEEE J. QE., 1970, 6: 215-223
- [19]. D. Kracht et. al., Opt. Commu. , 2004, 231: 319-324



## 第五章 准三能级理论模型与高功率连续波蓝光激光器研究

大功率全固态蓝光激光器在科研、生物、医疗、存储、娱乐、通讯和军事等方面有着广阔的应用,使它成为继绿光之后全固态激光研究的又一个热点。LD 泵浦 Nd:YAG 晶体产生 946nm 激光谱线振荡,然后用 LBO/BiBO 腔内倍频获得 473nm 连续波蓝光输出,这是获得大功率全固态连续蓝光的首选技术路线<sup>[1-10]</sup>。但是由于 Nd:YAG 晶体的自身特点,使得获得高于 3W 输出(单路)的 473nm 蓝光非常困难。另一方面由于 473nm 激光颜色略浅,不能很好地满足激光显示的配色要求。近两年研究者的目光逐渐转向了 LD 泵浦 Nd:YVO<sub>4</sub> 产生 914nm 激光谱线振荡,然后再利用腔内倍频技术获得深蓝色的 457nm 激光输出的技术路线<sup>[11-14]</sup>。本章在通过分析准三能级与四能级激光系统不同的运转特性之处之上,首次详细地研究了 Nd:YVO<sub>4</sub> 激光晶体的 914nm 准三能级谱线的工作特点,并指出了它与 Nd:YAG 晶体 946nm 谱线不同点。在此基础之上,我们成功研制了 4.2W 的全固态 457nm 连续波蓝光激光器实用化样机。

### § 5.1 蓝光激光器中激光晶体的选择

近几年来,关于蓝光激光器激光晶体的选择多数都是采用 Nd:YAG 晶体,利用其 946nm 谱线的二倍频实现 473nm 蓝光激光输出,主要是由于 Nd:YAG 晶体能级有比较大的斯塔克斯分裂,在 946 谱线的下能级  $Z_5$  形成了较高的能级值(300K 下为  $857\text{cm}^{-1}$ )。根据玻耳兹曼分布定律,此能级值越高其占  $4I_{9/2}$  能级粒子总数就越小,这样 946nm 激光的阈值就越低。图 5.1 为 Nd:YAG 晶体的能级结构图。

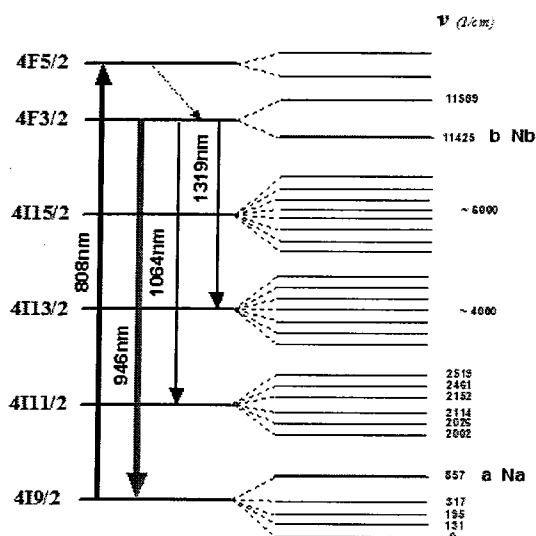


图 5.1 Nd: YAG 晶体能级结构

作为对比，图5.2显示了Nd: YVO<sub>4</sub>晶体的能级结构。Nd<sup>3+</sup>离子在基质晶格场的作用下，各个能级发生斯塔克斯分裂，激光的上能级<sup>4</sup>F<sub>3/2</sub>分裂成两个距离很近的子能级R<sub>2</sub>和R<sub>1</sub>，这两个子能级的粒子数分布遵从玻耳兹曼分布率。可以计算R<sub>2</sub>和R<sub>1</sub>分别占上能级粒子总数的45%和55%<sup>[15]</sup>。激光的下能级<sup>4</sup>I<sub>9/2</sub>由斯塔克斯分裂成5个子能级Z<sub>1</sub>~Z<sub>5</sub>，各子能级粒子数分布也遵从玻耳兹曼分布率。914nm谱线则是<sup>4</sup>F<sub>3/2</sub>的R<sub>1</sub>子能级向<sup>4</sup>I<sub>9/2</sub>的Z<sub>5</sub>子能级跃迁的结果。激光的下能级Z<sub>5</sub>按照玻耳兹曼分布占<sup>4</sup>I<sub>9/2</sub>能级粒子总数的5%(f<sub>1</sub>=5%)，同Nd: YAG晶体f<sub>1</sub>=0.74%相比，该能级占<sup>4</sup>I<sub>9/2</sub>能级的粒子总数比例很大，原因是该子能级距离基态更近。激光的下能级存在如此多的粒子数是造成914 nm 激光阈值极高的根本原因，因此同Nd: YAG晶体相比，Nd: YVO<sub>4</sub>晶体的准三能级运转实现起来更加困难<sup>[11]</sup>。

但是，由于Nd: YVO<sub>4</sub>晶体具有自然双折射的特性，使其准三能级运转的基频光呈线偏振状态。和Nd: YAG晶体的各向同性特性相比，Nd: YVO<sub>4</sub>晶体线偏振的914nm基频激光输出，使其在倍频时更容易获得高的倍频转换效率。因此通过适当的腔型设计，选择合适晶体参数（晶体长度与掺杂浓度等等）和倍频晶体参

数（晶体材料，晶体长度），有望获得功率不低于473nm的大功率457nm蓝光激光输出，后面的实验环节充分的证明了这一设想。

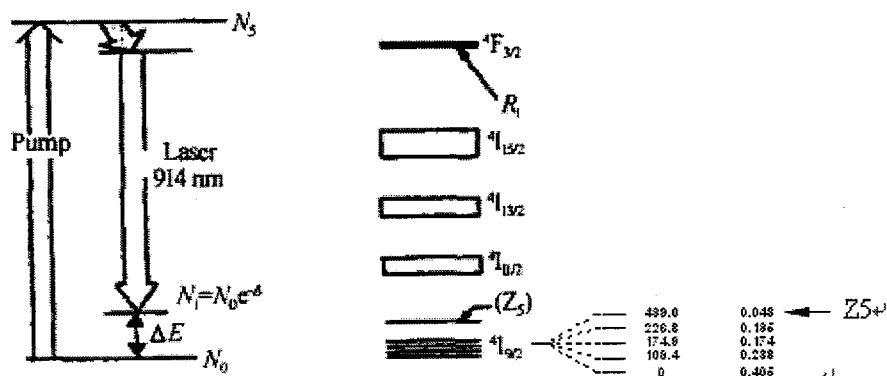


图 5.2 Nd:YVO<sub>4</sub> 晶体的能级结构

## §5.2 准三能级运转的理论模型（Nd:YVO<sub>4</sub> 激光晶体 914nm 谱线）

### 一、晶体的能级模型

针对 Nd: YAG 晶体准三能级运转的模型已经有了很多的讨论<sup>[15-19]</sup>，本文首次详细地分析了 Nd:YVO<sub>4</sub> 激光晶体的 914nm 准三能级谱线，并揭示了它与 Nd:YAG 晶体 946nm 谱线不同的工作特点。

从图5.2 中可以看出，914nm谱线是<sup>4</sup>F<sub>3/2</sub>的R<sub>1</sub>子能级向<sup>4</sup>I<sub>9/2</sub>的Z<sub>5</sub>子能级跃迁的结果。激光的下能级Z<sub>5</sub>（359cm<sup>-1</sup>）按照波耳兹曼分布函数占<sup>4</sup>I<sub>9/2</sub>能级粒子总数的5%，该能级占<sup>4</sup>I<sub>9/2</sub>能级粒子总数比例较小，其原因是同其他子能级相比，该能级距离基态最远。因此，914nm谱线跃迁回避了三能级粒子数反转的困难，同时由于下能级在常温下有一定的粒子数分布，所以它是介于三能级和四能级之间的跃迁，这种类型的激光跃迁系统被称之为准三能级激光系统。

为了建立激光系统的速率方程，做出如下假设：

- (1) 激光的吸收截面和受激发射截面遵从对易关系，即  $\sigma_{ij} = \sigma_{ji}$ 。

- (2) 泵浦光和激光均应被视为理想圆高斯光束。
- (3) 不考虑激光晶体的热效应。

根据统计力学的基本原理, 对于简并系统, 热平衡状态时任意两个能级 $E_1$  和 $E_2$  的相关粒子数符合玻尔兹曼统计规律:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{kT}\right) \quad (5-1)$$

其中,  $N_i (i=1,2)$  是处于第 $i$ 个能级的粒子数,  $g_i (i=1,2)$  是第 $i$ 个能级的简并度,  $k$  是玻尔兹曼常数,  $T$  是介质的温度。若能隙足够大即:  $E_2 - E_1 \gg kT$  时, 该比值接近零, 因而在热平衡时上能级粒子数很少。

Nd: YVO<sub>4</sub> 的基态 $^4I_{9/2}$  是一个多重态, 同一个多重态的Stark 能级间的无辐射跃迁弛豫速率比相邻多重态之间的任何跃迁速率大3~6个数量级, 因此在稳态泵浦情况下, 各多重态stark 能级上的粒子数遵守玻尔兹曼统计分布。914nm 激光的下能级 $Z_5$  是基态能级在基质晶格场下由Stark 分裂形成的一个子能级, 该能级的粒子数满足:

$$N_1 = \frac{g_1 \exp(-E_1 / kT)}{\sum_i g_i \exp(-E_i / kT)} N_i = f_1 N_i \quad (5-2)$$

其中,  $N_1$  为下能级粒子数密度,  $E_1$  为它的能量,  $N_i$  为 $^4I_{9/2}$  能级簇的总粒子数密度,  $f_1$  为下能级粒子数 ( $Z_5$ ) 占基态总粒子数的比例。914nm 的上能级 $^4F_{3/2}$  也是一个多重态, 稳态泵浦时上能级各子能级可以写出激光上下能级粒子数同样遵守玻尔兹曼统计分布规律:

$$N_2 = f_2 N_u \quad (5-3)$$

$N_u$  是上能级 $^4F_{3/2}$  总的粒子数密度,  $f_2$  为上能级粒子数 ( $R_1$ ) 占 $^4F_{3/2}$  能级簇总粒子数比例。

根据 Nd:YVO<sub>4</sub> 的能级结构图, 并按照公式(5-1)和(5-2), 可以分别写出  $f_1$  和  $f_2$  的函数关系:

$$f_2(T) := \frac{e^{\frac{-h \cdot c \cdot 11365 \cdot 100}{K \cdot T}}}{e^{\frac{-h \cdot c \cdot 11365 \cdot 100}{K \cdot T}} + e^{\frac{-h \cdot (c \cdot 11384 \cdot 100)}{K \cdot T}}} \quad (5-4)$$

$$f_1(T) := \frac{e^{\frac{-h \cdot c \cdot 439 \cdot 100}{K \cdot T}}}{e^{\frac{-h \cdot c \cdot 0 \cdot 100}{K \cdot T}} + e^{\frac{-h \cdot c \cdot 109 \cdot 100}{K \cdot T}} + e^{\frac{-h \cdot c \cdot 175 \cdot 100}{K \cdot T}} + e^{\frac{-h \cdot c \cdot 227 \cdot 100}{K \cdot T}} + e^{\frac{-h \cdot c \cdot 439 \cdot 100}{K \cdot T}}} \quad (5-5)$$

可见,  $f_1$  和  $f_2$  完全取决于晶体的温度, 通过公式(5-4)和(5-5)可以计算出晶体在不同温度下的数值。图 5.3 和图 5.4 分别绘出了  $f_2$  和  $f_1$  随晶体温度的变化曲线, 显然常温下即  $T=300\text{K}$  时:  $f_1 = 4.9\%$ ,  $f_2 = 52\%$ 。

由于晶体的温度直接决定了  $f_1$  的大小, 也就决定了 914nm 下能级 ( $Z_5$ ) 的粒子数密度, 下能级的粒子数密度又直接影响着准三能级激光器工作的阈值, 因此在分析准三能级激光器工作特性时, 必须仔细的考虑晶体的工作温度。为了获得高功率高效率的 914nm 激光输出, 应对晶体的工作温度进行优化。

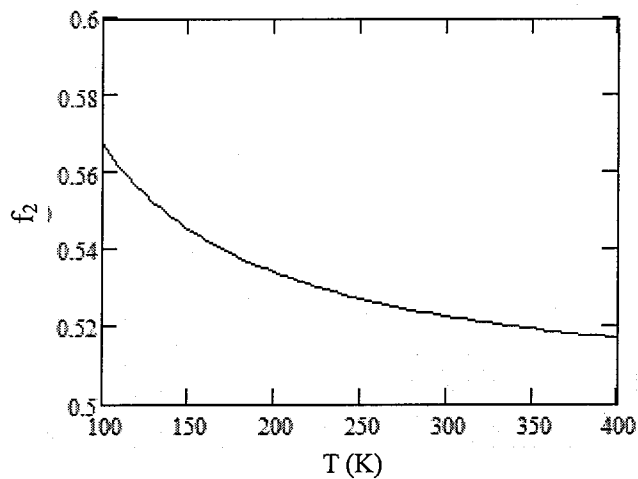
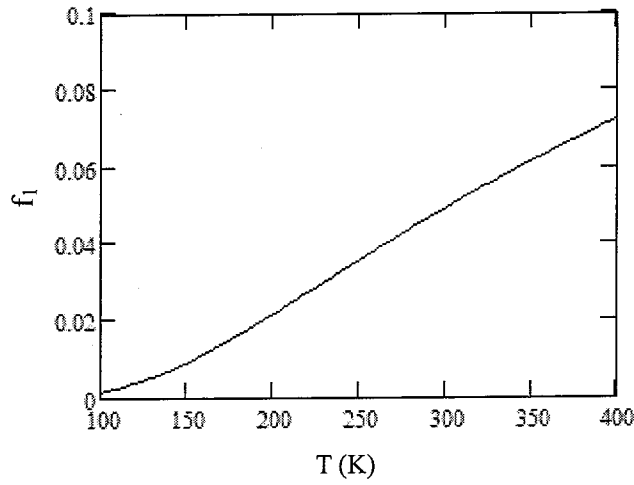


图 5.3  $f_2$  随温度的变化关系

图 5.4  $f_1$  随温度的变化关系

## 二、速率方程模型

对于准三能级系统，速率方程可写为：

$$\frac{d\Delta N(r,z)}{dt} = (f_1 + f_2) R r_p(r,z) - \frac{\Delta N(r,z) - \Delta N^0}{\tau} - \frac{c\sigma(f_1 + f_2)\Delta N(r,z)}{n} S s_0(r,z) \quad (5-6)$$

$$\frac{dS}{dt} = \frac{c\sigma}{n} \iiint \Delta N(r,z) S s_0(r,z) dV - \frac{c\delta}{2nL} S \quad (5-7)$$

式中：

$\Delta N(r, z)$  为反转粒子数密度；

$f_1$  和  $f_2$  分别为低能级和高能级上的粒子数分别占所在的多重态上总粒子数的比例，其值由玻耳兹曼分布决定（见公式 5-4 和 5-5）；

$\Delta N^0$  为泵浦光为零时，高低能级粒子数密度之差， $\Delta N^0 = N_2^0 - N_1^0 \approx -N_1^0 = -f_1 N^0$ ，

$N^0$  为基态总粒子数（由掺杂浓度决定）；

$R$  为总泵浦速率；

$r_p(r, z)$  为归一化的泵浦速率密度函数，

$$\iiint r_p(r,z) dV = 1 \quad (5-8)$$

$$r_p(r,z) = \frac{2\alpha_p}{\pi w_p^2(z) [1 - \exp(-\alpha_p l)]} \exp\left(\frac{-2r^2}{w_p^2(z)} - \alpha_p z\right) \quad (5-9)$$

$s_0(r, z)$ 为归一化的腔内光子数密度:

$$\iiint s_0(r, z) dV = 1 \quad (5-10)$$

$$s_0(r, z) = \frac{2}{\pi w_s^2(z) L} \exp\left(\frac{-2r^2}{w_s^2(z)}\right) \quad (5-11)$$

$\tau$  为 Nd:YVO<sub>4</sub> 的荧光寿命;

$c$  为真空中的光速;

$S$  为腔内光子总数;

$\sigma$  为上能级受激发射截面;

$\delta$  为腔内的往返损耗, 包括输出、散射及吸收等损耗;

$L$  为谐振腔长度;

$n$  为增益介质的折射率;

当激光谐振腔处于稳态时, 速率方程变为

$$\frac{d\Delta N(r, z)}{dt} = (f_1 + f_2) R_p(r, z) - \frac{\Delta N(r, z) - \Delta N^0}{\tau} - \frac{c\sigma(f_1 + f_2)}{n} \Delta N(r, z) S s_0(r, z) = 0 \quad (5-12)$$

$$\frac{dS}{dt} = \frac{c\sigma}{n} \iiint \Delta N(r, z) S s_0(r, z) dV - \frac{c\delta}{2nL} S = 0 \quad (5-13)$$

其中泵浦速率  $R$  可表示为:

$$R = \frac{\eta_p P_{in} (1 - \exp(-\alpha_p l))}{h\nu_p} \quad (5-14)$$

式中:

$\eta_p$  为量子效率, 表示吸收一个泵浦光子平均激发的受激粒子数 (通常取  $\eta_p = 1$ );

$P_{in}$  为入射到增益介质表面的泵浦功率;

$\alpha_p$  为增益介质对泵浦光的吸收系数;

$l$  为增益介质的长度;

$h\nu_p$  为泵浦光的光子能量。

由 (5-12) 式可得:

$$\Delta N(r, z) = \frac{\tau_f(f_1 + f_2)Rr_p(r, z) + \Delta N^0}{1 + \frac{c}{n}\sigma\tau_f(f_1 + f_2) \cdot Ss_0(r, z)} \quad (5-15)$$

代入 (5-14) 式, 有:

$$R\tau(f_1 + f_2) \iiint \frac{r_p(r, z)s_0(r, z)}{1 + \frac{c}{n}\sigma\tau(f_1 + f_2)Ss_0(r, z)} dV + \Delta N^0 \iiint \frac{s_0(r, z)}{1 + \frac{c}{n}\sigma\tau(f_1 + f_2)Ss_0(r, z)} dV = \frac{\delta}{2L\sigma} \quad (5-16)$$

即为腔内基模振荡所满足的稳态方程。

### 三、准三能级模型阈值求解

#### 3.1 方法一

在阈值附近  $S \sim 0$ , (5-16) 式化简为:

$$R_{th} \iiint r_p(r, z)s_0(r, z) dV = \frac{1}{(f_1 + f_2)\tau} \left( \frac{\delta}{2L\sigma} + f_1 N^0 \right) \quad (5-17)$$

由 (5-17) 式解出  $R_{th}$ , 代入 (5-14) 式中, 即可解出相应的  $P_{in}$ , 此时的  $P_{in}$  即为阈值功率  $P_{th}$ :

$$P_{th} = \frac{\pi h\nu_p(\omega_p^2 + \omega_l^2)(\delta + 2f_1 N^0 \sigma l)}{4\sigma\tau(1 - e^{-\alpha_p l})\eta_p(f_1 + f_2)} \quad (5-18)$$

由公式 (2-21), 理想的四能级系统的阈值公式为:

$$P_{th} = \frac{h\nu_p}{\eta_a} \cdot \frac{1}{\sigma\tau_f} \cdot \frac{n\delta}{2} \cdot \frac{\pi(\omega_0^2 + \bar{\omega}_p^2)}{2}$$

可见, 在准三能级里, 低能级上的粒子数即便是在常温下也总有一定分布, 它的出现相当于增加了谐振腔的一个损耗项, 使准三能级运转的激光器的阈值要显著高于四能级激光系统。

## 3.2 方法二

由方程 (5-15) 可以得到激光的增益系数:

$$G(r, z) = \sigma \Delta N(r, z) = \frac{\tau f R r_p(r, z) - N_1^0 \sigma}{1 + \frac{c}{n} \sigma \tau f \cdot S_{S_0}(r, z)} \quad (5-19)$$

在阈值之上时, 激光的增益系数包括两项, 第一项为饱和增益项; 第二项为由于低能级粒子数的再吸收引起的饱和损耗项。在第一项里可以看出, 饱和增益的空间分布取决于泵浦速率的空间分布和激光场的空间分布; 在第二项中, 饱和损耗项的空间分布仅取决于激光场的空间分布。因此, 从上面这个关系式可以看出存在再吸收引起的激光场的空间分布行为与忽略掉再吸收的情况是大不相同的。

如果腔内损耗较小, 激光光强  $P_l$  沿  $Z$  轴可近似认为是常量  $P_L$ , 则往返增益和往返损耗相等, 表示为:

$$\int_{\text{round trip}} dP_l(z) = 2 \int_0^L \frac{dP_l(z)}{dz} dz = P_L \delta \quad (5-20)$$

式中  $P_l(z)$  为  $z$  处的单向激光功率, 可表示为:

$$P_l(z) = 2\pi \int_0^\infty I(r, z) r dr \quad (5-21)$$

又  $G(r, z) = \frac{dI(r, z)}{dz}$ , 结合式 (5-21), 上式可改写为如下形式:

$$4\pi \int_0^L \int_0^\infty \frac{dI(r, z)}{dz} r dr dz = 4\pi \int_0^L \int_0^\infty G(r, z) I(r, z) r dr dz = P_L \delta \quad (5-22)$$

在泵浦光和激光都被视为理想高斯光束的情况下, 将公式 (5-19) 代入上式得:

$$4\pi \int_0^L \int_0^\infty \frac{\left[ \frac{2\alpha\sigma\tau f P_p}{\pi h\nu_p \omega_p^2} \exp\left(\frac{-2r^2}{\omega_p^2}\right) \exp(-\alpha z) - \sigma N_1^0 \right] \left[ \frac{2}{\pi \omega_l^2 L} \exp\left(\frac{-2r^2}{\omega_l^2}\right) \right]}{1 + \frac{2c\sigma\tau f S}{n\pi \omega_l^2 L} \exp\left(\frac{-2r^2}{\omega_l^2}\right)} \cdot \left( \frac{ch\nu_l}{2n} \right) r dr dz = P_L \delta \quad (5-23)$$

定义如下参数，更有助于分析上式的物理含义：

$$a = \omega_p / \omega_l \quad \text{--- 泵浦光与激光束腰半径之比，即模式交叠率；} \quad (5-24)$$

$$x = \frac{2r^2}{\omega_p^2} \quad \text{--- 径向半径平方与泵浦光半径平方的相对比值；} \quad (5-25)$$

$$B = \frac{2\sigma L N_1^0}{\delta} \quad \text{--- 再吸收与谐振腔固有损耗比值；} \quad (5-26)$$

$$F = \frac{4\eta_a P_p \sigma \tau}{\pi h\nu_p \omega_l^2 \delta} \quad \text{--- 归一化泵浦功率} \quad (5-27)$$

$$S = \frac{2c\sigma\tau\phi}{n\pi\omega_l^2 l} \quad \text{--- 归一化腔内激光光子数（注：}\phi\text{为腔内光子数）} \quad (5-28)$$

将上述参数代入式（5-23），并且对  $z$  求积分可得：

$$fF \int_0^\infty \frac{\left[ \exp(-x) - \frac{Ba^2}{fF} \right] \exp(-a^2 x)}{1 + fS \exp(-a^2 x)} dx = 1 \quad (5-29)$$

解方程（5-29）可得：

$$F = \frac{1 + \frac{B}{fS} \ln(1 + fS)}{f \int_0^\infty \frac{\exp[-(a^2 + 1)x]}{1 + fS \exp(-a^2 x)} dx} \quad (5-30)$$

由公式（5-30）可以求得激光的阈值为：

$$F_{th} = \lim_{s \rightarrow 0} \frac{1 + \frac{B}{fS} \ln(1 + fS)}{f \int_0^\infty \frac{\exp[-(\alpha^2 + 1)x]}{1 + fS \exp(-\alpha^2 x)} dx} = \frac{(1 + \alpha^2)(1 + B)}{f} \quad (5-31)$$

联立方程 (5-31) 和方程 (5-27), 并将  $\eta_\alpha = 1 - e^{-\alpha l}$  代入计算结果, 可得阈值泵浦功率为:

$$P_p = P_{th} = \frac{\pi h \omega_p (\omega_l^2 + \omega_p^2) (\delta + 2\sigma N_1^0 l)}{4\sigma \tau f (1 - e^{-\alpha_p l})} \quad (5-32)$$

与方法一计算出来的结果式 (5-18) 完全相同, 验证了计算过程的正确性。

从公式 (5-32) 我们可以得到如下结论:

(1) 再吸收对激光阈值泵浦功率的影响如同是全部损耗的一个附加项, 再吸收损耗系数  $\alpha_l = \sigma N_1^0 = \sigma f_1 N_0$ , 则  $2\sigma N_1^0 l$  为往返的再吸收损耗;

(2) 激光的阈值功率正比例于  $\omega_l^2 + \omega_p^2$ , 因此为了降低阈值应尽可能的缩小泵浦光和振荡激光的光斑半径;

(3) 激光的阈值功率与内部损耗以及输出镜的透过率有关;

(4) 阈值公式的分子和分母中都有晶体的长度  $l$  项。当晶体长度增加时, 吸收效率  $\eta_\alpha$  变大, 但同时再吸收项  $2\sigma N_1^0 l$  也随之增加。因此当晶体过长时再吸收损耗严重, 导致阈值变大; 晶体过短时又导致泵浦吸收效率不够, 阈值同样也会升高。显然对应于每个透过率, 存在一个最佳的晶体长度使准三能级系统谐振腔的阈值最低。

#### 四、准三能级系统的最佳晶体长度及影响准三能级工作特性的几个因素

##### 4.1 最佳长度的数学求解

$$\text{最佳晶体长度的数学条件: } \frac{\partial P_{th}}{\partial l} = 0 \quad (5-33)$$

将公式 (5-32) 代入式 (5-33) 化简后可得:

$$\alpha \exp(-\alpha l_0) \left( \frac{2\sigma N_1^0}{\alpha} + \delta + 2\sigma N_1^0 l_0 \right) - 2\sigma N_1^0 = 0 \quad (5-34)$$

通过求解方程 (5-34) 即可解出最佳晶体长度  $l_0$ 。

$$\text{定义函数: } F_1(l_0) = \alpha \exp(-\alpha l_0) \left( \frac{2\sigma N_1^0}{\alpha} + \delta + 2\sigma N_1^0 l_0 \right) \quad (5.35)$$

$$F_2(l_0) = 2\sigma N_1^0 \quad (5.36)$$

在工程上可以利用做图法, 分别作出  $F_1(l_0)$ ,  $F_2(l_0)$  两个函数的曲线, 利用找两条曲线交点的办法, 可以很容易的确定晶体的最佳长度。

#### 4.2 对影响准三能级工作特性的几个因素的具体分析

为了更清楚的了解准三能级激光系统工作的特点, 以及影响准三能级系统运转效率的一些因素, 我们对 LD 泵浦的 914nm Nd: YVO<sub>4</sub> 激光器做了详细的计算机模拟分析。计算中采用的晶体参数如下:

$\rho$ —晶体的掺杂浓度 (0.1%, 0.2%~1.0%)

$N_0(\rho\%) = 1.5 \times 10^{26} \rho(m^3)$ , 公式中  $\rho$  只取其百分号之前的数值。例如<sup>[11]</sup>:

$$N_0(1\%) = 1.5 \times 10^{26} \times 1 = 1.5 \times 10^{26}(m^3)$$

$$N_0(0.5\%) = 1.5 \times 10^{26} \times 0.5 = 0.75 \times 10^{26}(m^3)$$

$\alpha(\rho\%) = 20\rho \times 100(m^{-1})$ , 公式中  $\rho$  只取其百分号之前的数值。例如: <sup>[公式(3-1)]</sup>

$$\alpha(1\%) = 20 \times 1 \times 100 = 2000(m^{-1}),$$

$$\alpha(0.1\%) = 20 \times 0.1 \times 100 = 200(m^{-1})$$

$\tau$ —914nm 上能级寿命, 取决于掺杂浓度 (见图 4.4); 实验中都是采用低掺

杂的 Nd:YVO<sub>4</sub> 晶体, 近似的取  $\tau = 115\mu s$ ;

$\sigma$ —914nm 发射截面, 取  $\sigma = 4.8 \times 10^{-24} m^2$ ; <sup>[12]</sup>

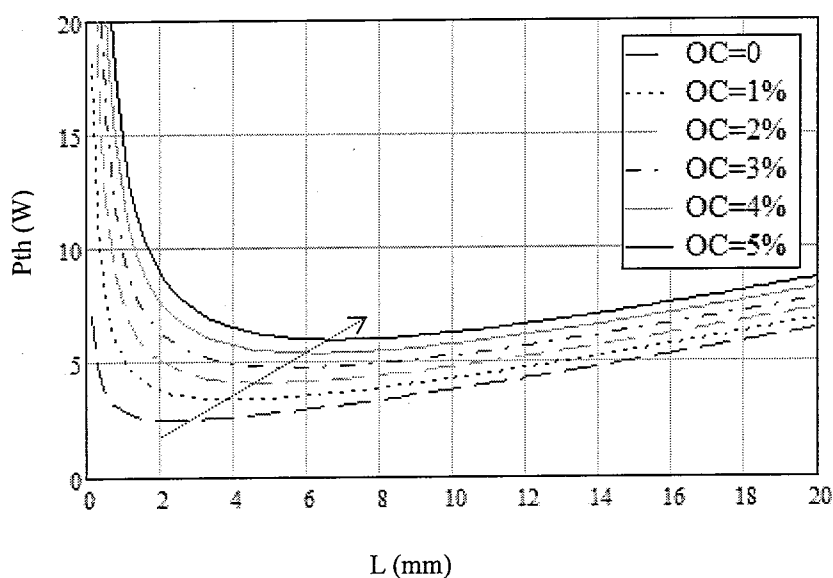
$\delta = 0.005 + OC$ —腔内总损耗;

$\omega_p = 200\mu m$ —泵浦激光半径;

$\omega_l = 200\mu m$ —腔模半径;

$f_1, f_2$ —由公式(5-4)和公式(5-5)决定;

### 1- 激光阈值随输出镜耦合透过率的变化关系 (300K 下)



由图中可以看出：随着谐振腔透过率的增加，谐振腔的阈值随之变大，相应的晶体的最佳长度变长。另外，对于固定的透过率，当晶体长度在 4mm~15mm 范围内变化时，激光的阈值变化不是很明显；但是当晶体长度在 4mm 以内时，晶体长度的微小变化会给谐振腔的阈值带来巨大影响。

### 2- 阈值和最佳晶体长度随晶体工作温度的变化关系

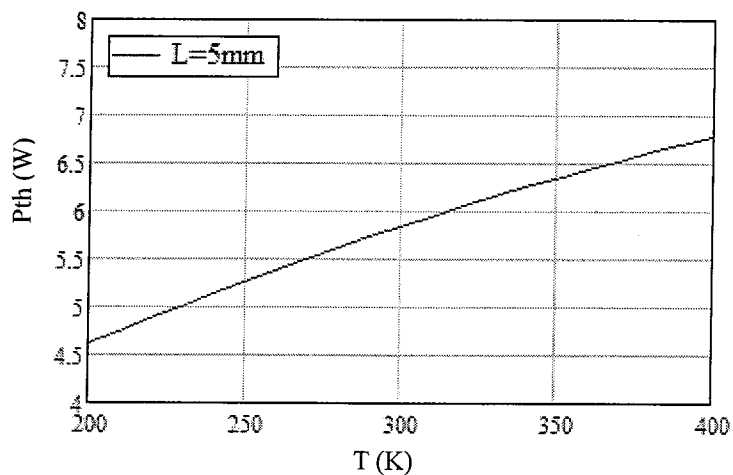


图 5.5 阈值随晶体温度的变化关系  
( $L=5\text{mm}$ ;  $OC=4.5\%$ ).

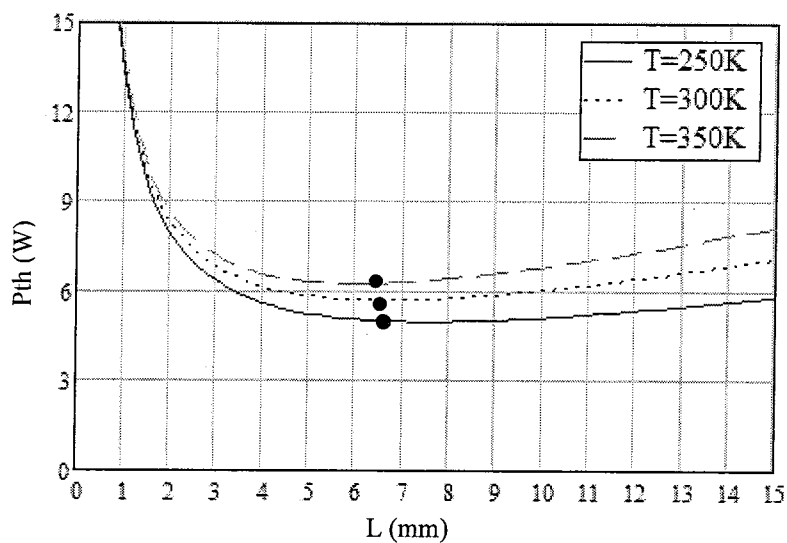


图 5.6 阈值和最佳晶体长度随晶体温度的变化关系  
 $OC=4.5\%$ ;  $T=250\text{K}, T=300\text{K}, T=350\text{K}$

由图 5.5 和图 5.6 可以看出：随着晶体工作温度的升高，准三能级系统的阈值明显提高，这就解释了为什么多数准三能级系统在常温下很难实现高功率输出。另一方面，在一个固定的透过率下晶体工作温度升高会使最佳长度变短，但是，温度对晶体最佳长度的影响远不如谐振腔透过率的影响明显。

### 3-阈值和最佳晶体长度随晶体掺杂浓度的变化关系

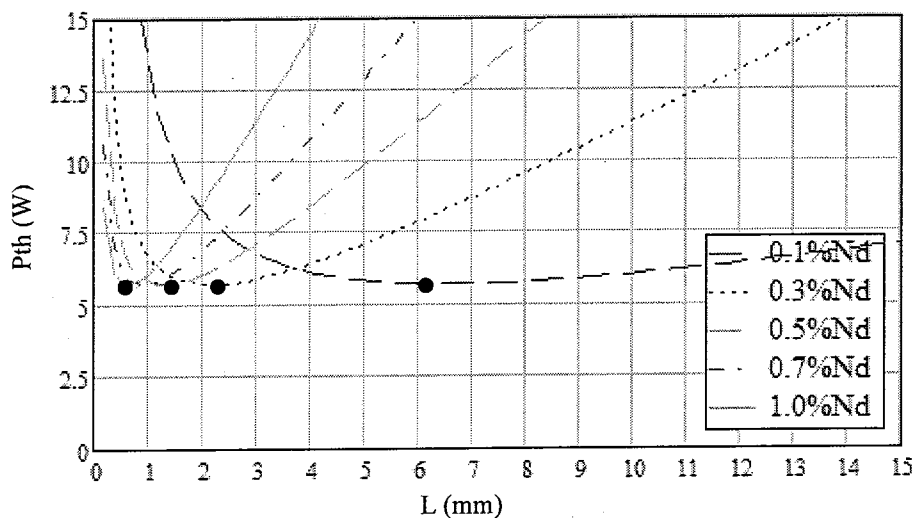


图 5.7 阈值和最佳晶体长度随掺杂浓度的变化关系  
OC=4.5%; T=300K

由图 5.7 可以看出，随着掺杂浓度的提高，最佳晶体长度随之变短，但只要准三能级激光系统工作在最佳晶体长度状态，其阈值基本相等。所以在后面的高功率蓝光激光器设计当中，为了尽量降低热效应的影响，我们采用了极低掺杂的 Nd:YVO<sub>4</sub> 晶体。

### 4-最佳晶体长度的数值确定

根据公式 (5-35) 和 (5-36)，可以精确的求解最佳晶体长度。

图 5.8 计算了在 300K 下，不同透过率时的最佳晶体长度：

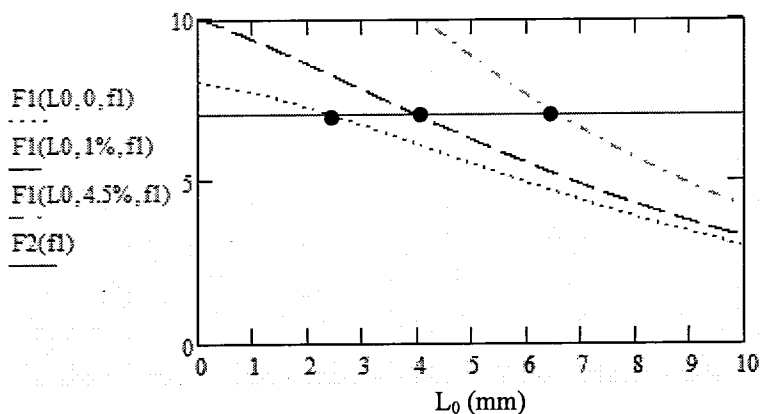


图 5.8 不同透过率下的最佳晶体长度求解 (Nd=0.1%, T=300K)

由图可见:

$T = 300K$ :  $OC = 0$ 时,  $l_0 = 2.6mm$ ;

$T = 300K$ :  $OC = 1\%$ 时,  $l_0 = 4mm$ ;

$T = 300K$ :  $OC = 4.5\%$ 时,  $l_0 = 6.5mm$ ;

显然, 300K 下透过率由 0 增加到 4.5%的过程中, 最佳晶体长度由 2.6mm 增加到了 6.5mm, 这与前面分析得出的结论是完全符合的: 即在相同的温度下, 谐振腔透过率增加会导致最佳晶体长度变长, 而且透过率的变化会对晶体长度产生非常明显的影响。

## 五、准三能级系统斜效率和输出功率的计算

### 1-归一化内部斜效率

由公式 (5-30) 可以求出归一化的内部斜效率公式:

$$\frac{dS}{dF} = \frac{1 + \frac{B}{fS} \ln(1 + fS)}{f^2 F^2 \int_0^\infty \frac{\left[ \exp(-x) - \frac{Ba^2}{fF} \right] \exp(-2a^2 x)}{[1 + fS \exp(-a^2 x)]} dx} \quad (5-37)$$

$\frac{dS}{dF}$  表示吸收的泵浦光子被转化为激光光子的效率:

$\frac{dS}{dF} = 1$ , 表示每吸收一个泵浦光子就会激发一个激光光子;

$\frac{dS}{dF} < 1$ , 则表示一些激发态的光子自发跃迁到了基态或者是泵浦光和激光的模式交叠的不好, 泵浦光光子没有被充分利用上。

由公式 (5-37) 可知, 内部斜效率是  $F, B, a, S$  的函数, 只能数值求解。当  $a$  取不同的数值, 其他参数与以上计算相同时, 可以绘出激光的内部斜效率如图 5.9:

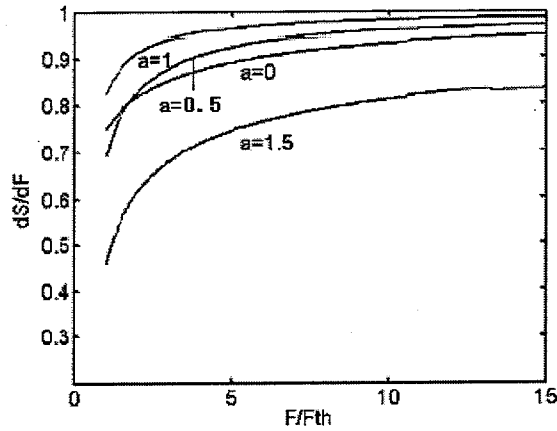


图 5.9 不同  $a$  值时的激光内部斜效率随归一化泵浦功率的变化曲线

从上图可以看出：随着泵浦功率  $F$  的增加，激光的斜效率增大，并且趋近于 1；此外，随着  $F$  的增加，不同  $a$  值的激光的内部斜效率会出现叠加现象。在一定的泵浦功率的条件下，存在一个最佳的  $a$  值使激光的内部斜效率最高，这种现象可以归结于两者趋势之间的竞争：

(1) 当  $a$  值趋近于零时，即泵浦光半径远远小于激光光束半径的情况下，在晶体中心处的反转粒子数最大，同时在这里产生很强的激光，受激辐射很强，相应的转换效率很高。

(2) 当  $a$  值趋于无穷大时，即泵浦光半径远远大于激光光束半径的情况下，激光光场与造成损耗的未泵浦区重合的程度很小，下能级粒子数由于再吸收而引起的损耗相对减小，内部斜效率也会提高。

这两种相互矛盾的因素，使  $a$  值存在一个最佳的条件。由图中可以看出， $a$  的最佳值还取决于泵浦光的强度。图中显示， $a=1$  时的激光器有最高的内部斜效率。实际上，如果考虑到晶体的热效应带来的衍射损耗的话，最佳  $a$  值的确定是一个非常复杂的过程。在准三能级的激光器中，一般在晶体破坏极限内选择尽量小的泵浦光半径和激光腔模半径，并使泵浦光半径略大于激光腔模光斑半径。

## 2-外部斜效率和输出功率

根据定义，外部斜效率可以表示为：

$$\eta = \frac{dP_{out}}{dP_m} = \frac{T}{\delta} \frac{v_l}{v_p} \eta_a \frac{dS}{dF} \quad (5-38)$$

斜效率可以表示为：

$$\eta = \frac{P_{out}}{P_p - P_{th}}$$

联立以上两式，可以解出激光输出功率的表达式：

$$P_{out} = \frac{T}{\delta_0 + T} \frac{\lambda_l}{\lambda_p} (1 - e^{-\alpha_r l}) \frac{dS}{dF} (P_m - P_{th}) \quad (5-39)$$

式中， $\delta_0$  为除透过率损耗以外所有其他损耗。 $P_{th}$  则由 (5-32) 式决定。

由于  $\frac{dS}{dF}$  求解比较麻烦，通常用近阈值条件写的斜效率来估算激光的输出功率。

由公式 (5-37) 可得：

$$\left. \frac{dS}{dF} \right|_{S \rightarrow 0} = \frac{1 + 2a^2}{(1 + a^2)^2} \frac{1}{\frac{1 + B/2}{1 + a^2}} \quad (5-40)$$

通过公式 (5-39) 和 (5-40) 可以求解出近阈值条件下的激光输出功率。

- (1) 以 0.5% 掺杂的 Nd:YVO<sub>4</sub> 晶体为例，计算了 6mm 长的晶体的输出功率情况，分别计算了晶体三条谱线 1064nm、1342nm 和 914nm 的激光输出功率，图 5.10 为输出功率与泵浦功率之间的关系曲线。由于晶体的参数是针对四能级系统做的优化，准三能级运转的 914nm 激光输出并没有工作在最佳状态下。
- (2) 根据前边的理论知识，对准三能级运转的 914nm 激光专门进行了优化，选取的最佳晶体参数为：掺杂浓度 0.1%，晶体长度为 6mm。优化后的激光输出功率图 5.11。可以看到，优化后激光阈值明显的下降：由优化前

的 12W 下降到优化后的 6W 左右,同时激光的最大输出功率提高了近 3W。

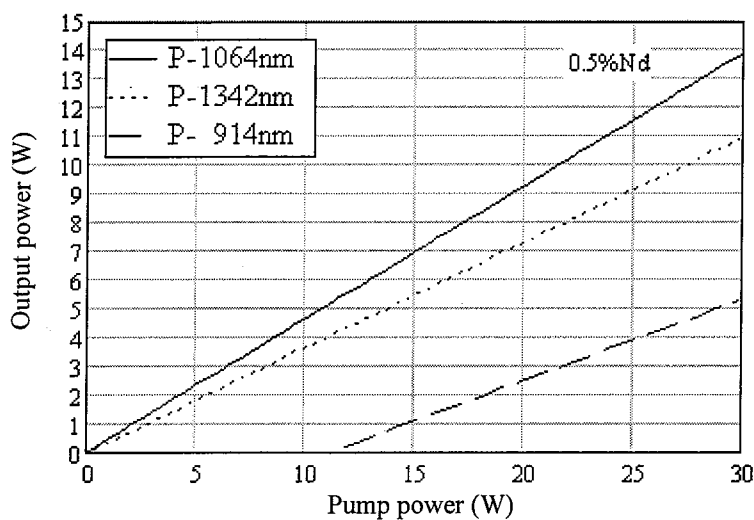


图 5.10 激光输出功率 (0.5%Nd:YVO<sub>4</sub>, 长度为 6mm)

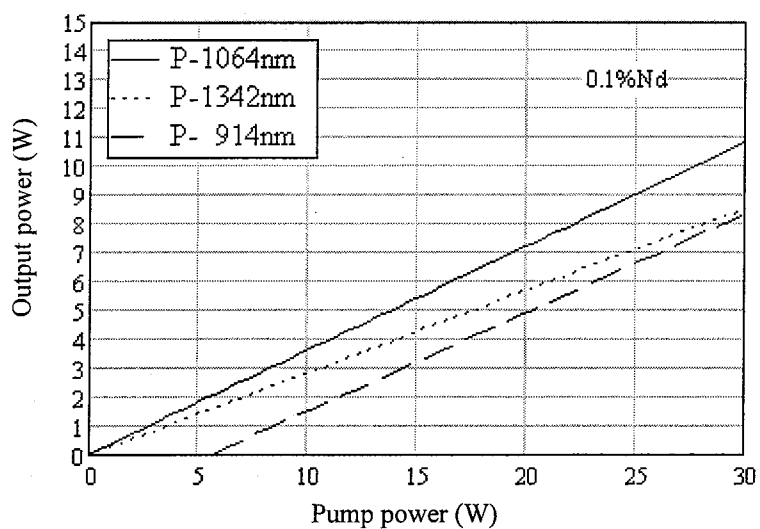


图 5.11 激光输出功率 (0.1%Nd:YVO<sub>4</sub>, 长度为 6mm)

### §5.3 蓝光激光器中倍频晶体的选择

选择非线性光学晶体时, 主要应考虑以下参数:

- (1) 有效非线性系数大。由倍频理论可知, 二次谐波功率的输出与有效非线性系数的平方成正比, 因此应尽量选择有效非线性系数大的非线性光学

晶体;

(2) 抗损伤阈值高。损伤阈值不仅限制了注入基频光的功率密度, 同时, 它还是影响倍频晶体寿命的一个重要因素, 优良的倍频晶体应具有较高的损伤阈值;

(3) 宽接收角和接收带宽;

(4) 光学均匀性好;

(5) 自吸收小;

(6) 尺寸大;

(7) 透光波段宽;

(8) 温度灵敏度低;

(9) 物理、化学稳定性;

全固态蓝光激光器里常用的非线性光学晶体有 LBO(三硼酸锂)、KNbO<sub>3</sub>(铌酸钾)、BBO(偏硼酸钡)、BiBO(三硼酸铋)等, 表 5.1 给出了这些晶体在对 914nm 基频激光倍频输出蓝光(300K)时的主要特性:

表 5.1 常用蓝光倍频晶体参数对比

|                | LBO          | BBO        | BiBO          | KNbO <sub>3</sub> |
|----------------|--------------|------------|---------------|-------------------|
| 匹配方式           | I 类 ooe      | I 类 ooe    | I 类 eeo       | I 类 ooe           |
| 匹配角            | (90°, 21.7°) | (25.8°, ~) | (159.7°, 90°) | (90°, 65.7°)      |
| deff (pm/V)    | 0.803        | 2.01       | 3.43          | 12.4              |
| 走离角 (mrad)     | 12.48        | 61.76      | 44.73         | 40.82             |
| 角度容差 (mrad·cm) | 2.28         | 0.45       | 0.57          | 0.49              |
| 温度带宽 (k·cm)    | 7.57         | 28.03      | -----         | 0.44              |
| 接收角 (mrad·cm)  | 4.56, 4.56   | 0.89, 0.89 | 1.13, 1.13    | 0.99, 0.99        |
| 潮解特性           | 不潮解          | 易潮解        | 不潮解           | 不潮解               |

### 一、KNbO<sub>3</sub>（铌酸钾）晶体

KNbO<sub>3</sub> 是 mm2 点群，属负双轴晶体，它的透光波段范围为 400~4000nm；它在常温（T=20℃）下的色散方程为<sup>[20]</sup>（波长单位为μm）：

$$n_x^2 = 1 + \frac{1.44121 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - 0.07439} + \frac{2.54337 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - 0.01877} - 0.02845 \cdot \lambda^2$$

$$n_y^2 = 1 + \frac{1.3366 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - 0.06665} + \frac{2.4971 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - 0.01667} - 0.025174 \cdot \lambda^2$$

$$n_z^2 = 1 + \frac{1.04825 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - 0.06514} + \frac{2.3710 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - 0.01433} - 0.01943 \cdot \lambda^2$$

KNbO<sub>3</sub> 晶体的在对基频光倍频输出蓝光时，有效非线性系数很大，约是 LBO 的 10 倍，但是它的温度带宽和角度容差都比较很小。致命的是该晶体容易发生畴反转，使晶体的光学性质发生变化<sup>[21]</sup>；另外 KNbO<sub>3</sub> 晶体的加工存在一些困难，使其价格相当昂贵；这些缺点导致了该晶体很有限的应用空间。

### 二、BBO（偏硼酸钡）晶体

BBO 是空间 R3 群，属负单轴晶体；透光波段范围为 189~3500nm，密度为 3.85g/cm<sup>3</sup>，莫氏硬度为 4；它在常温（T=20℃）下的色散方程<sup>[22]</sup>为（波长单位为μm）：

$$n_o^2 = 2.7359 + \frac{0.01878}{\lambda^2 - 0.01822} - 0.01354 \cdot \lambda^2$$

$$n_e^2 = 2.7353 + \frac{0.01224}{\lambda^2 - 0.01667} - 0.01516 \cdot \lambda^2$$

BBO 的有效非线性系数较大，因而被大量用于倍频、和频、OPO、OPA 等。但 BBO 易潮解，在很大程度上限制了其应用。

### 三、LBO（三硼酸锂）晶体

LBO 晶体是中科院福建物构所发明用于可见及紫外波段的优良的非线性光学晶体。目前它已广泛应用于二倍频、三倍频、OPO 及 OPA 等各类频率变换方式中。LBO 是正交 mm2 点群，属负双轴晶体，它的透光波段范围为 160~

2600nm, 密度为  $2.47\text{g/cm}^3$ , 莫氏硬度为 6, 微潮解; 其色散方程为<sup>[23]</sup> (波长单位为 $\mu\text{m}$ ):

$$n_x(T) = n_x(T_0) + (-3.76 \cdot \lambda + 2.30) \times 10^{-6} \times [\Delta T + 29.13 \times 10^{-3} \cdot (\Delta T)^2]$$

$$n_y(T) = n_y(T_0) + (6.01 \cdot \lambda - 19.40) \times 10^{-6} \times [\Delta T - 32.89 \times 10^{-4} \cdot (\Delta T)^2]$$

$$n_z(T) = n_z(T_0) + (1.50 \cdot \lambda - 9.70) \times 10^{-6} \times [\Delta T - 74.49 \times 10^{-4} \cdot (\Delta T)^2]$$

其中:

$$n_x^2(T_0) = 2.4542 + \frac{0.01125}{\lambda^2 - 0.01135} - 0.01388 \cdot \lambda^2$$

$$n_y^2(T_0) = 2.5390 + \frac{0.01277}{\lambda^2 - 0.01189} - 0.01849 \cdot \lambda^2 + 4.3025 \cdot 10^{-5} \cdot \lambda^4 - 2.9131 \cdot 10^{-5} \cdot \lambda^6$$

$$n_z^2(T_0) = 2.5865 + \frac{0.01310}{\lambda^2 - 0.01223} - 0.01862 \cdot \lambda^2 + 4.5778 \cdot 10^{-5} \cdot \lambda^4 - 3.2526 \cdot 10^{-5} \cdot \lambda^6$$

$$\Delta T = T - T_0 \quad (T_0 = 20^\circ\text{C} \text{ 为室温})$$

LBO 晶体几乎是目前全固态大功率激光器件中使用最为广泛的非线性光学晶体。其突出的优点就是损伤阈值高, 高达  $26\text{GW/cm}^2$ 。在作为 Nd:YVO<sub>4</sub>/LBO 蓝光激光器的倍频晶体中, 它的有效非线性系数为  $0.803\text{pm/V}$ , 接收角为  $4.56\text{mrad} \cdot \text{cm}$ , 接收带宽为  $40.68\text{cm}^{-1} \cdot \text{cm}$ , 它的走离角很小仅为  $12.48\text{mrad}$ 。尽管 LBO 晶体的有效非线性系数比较小, 但是由于它具有大的接收角和角度带宽、大的角度容差、不小的温度带宽、最重要的是走离角小, 因此通过采用适当的加长倍频晶体的长度的办法, 也可以获得高功率、高光束质量的倍频蓝光激光输出。

#### 四、BiBO (三硼酸铋) 晶体

BiBO 是点群 2, 它的透光波段范围为  $300 \sim 2500\text{nm}$ ; 它在常温下的色散方程<sup>[24]</sup>为 (波长单位为 $\mu\text{m}$ ):

$$n_x^2 = 3.6545 + \frac{0.0511}{\lambda^2 - 0.0371} - 0.0226 \cdot \lambda^2$$

$$n_y^2 = 3.0740 + \frac{0.0323}{\lambda^2 - 0.0316} - 0.01337 \cdot \lambda^2$$

$$n_z^2 = 3.1685 + \frac{0.0373}{\lambda^2 - 0.0346} - 0.01750 \cdot \lambda^2$$

BiBO 晶体在倍频输出蓝光 (457nm) 时的有效非线性系数较大 (3.43pm/V), 约是 LBO 的 4 倍, 且 BiBO 晶体的物理、化学性能稳定, 损伤阈值也较高, 因此成为目前蓝光激光器里最有前途的非线性光学晶体之一。[5,7]

除了上述晶体外, 还有周期性极化的铁电晶体如 PPLN (周期性极化铌酸锂)、PPKTP (周期性极化钛氧磷酸钾)、PPLT (周期性极化钽酸锂) 等输出蓝光的报道, 这些晶体的倍频方式都属于准相位匹配。这类晶体突出的优点就是有效非线性系数大, 可采用无走离匹配等。但由于目前的极化技术的限制, 极化出的短周期 (用于倍频输出蓝光) 还不够均匀、极化厚度也远达不到实用化要求; 而且这些晶体的损伤阈值较低, 因此在一定程度上影响了其应用。

综合比较上述晶体, LBO 和 BiBO 因其物理、化学性能稳定而且损伤阈值较高, 因而成为目前大功率蓝光激光器上应用较广的非线性光学晶体。

#### §5.4 全固态 4.2W 连续波 457nm 蓝光激光器

准三能级运转的蓝光激光器的设计, 和上一章倍频绿光激光器的设计原则基本上是一致的, 即谐振腔腔型的设计、激光晶体参数的选择和倍频晶体参数的选择。通过前面的理论分析, 我们仔细优化了谐振腔和各光学元件的参数, 最终在注入泵浦功率 31W 时, 获得了高达 4.2W 的连续波蓝光激光输出。

##### 一、激光晶体的选择和谐振腔设计

为了获得大功率的蓝光激光输出, 首先应该仔细地优化基频腔型和激光晶体以获得大功率的基频激光输出, 这是下一步获得高效率蓝光输出的关键。

由于 Nd:YVO<sub>4</sub> 晶体的三条激光谱线中 914nm 的增益是最低的, 为了获得 914nm 基频激光输出, 必须通过镀膜抑制 1064nm 和 1342nm 激光的增益, 使这两条谱线没有足够的增益形成激光振荡。

##### 1-实验装置

图5.12为914nm基频激光器的实验装置图。泵浦源为德国LIMO公司生产大功率半导体激光器光纤耦合模块 (型号HLU32F400-808), 该模块的最大输出功率为

32W, 出口光纤束直径为  $400\mu\text{m}$ , 数值孔径  $NA = 0.22$ 。输出激光中心波长为  $807\text{nm} \sim 810\text{nm}$  ( $25^\circ\text{C}$ ), 通过调节TEC制冷系统的工作温度使其工作波长接近  $808.7\text{nm}$ , 与Nd:YVO<sub>4</sub>晶体的吸收峰相匹配。通过采用由四片平凸透镜组成的光学成像系统将泵浦光整形形成直径为  $333\mu\text{m}$  左右的圆形光斑 (即成像比例为1.2:1), 系统的传输透过率为95%。

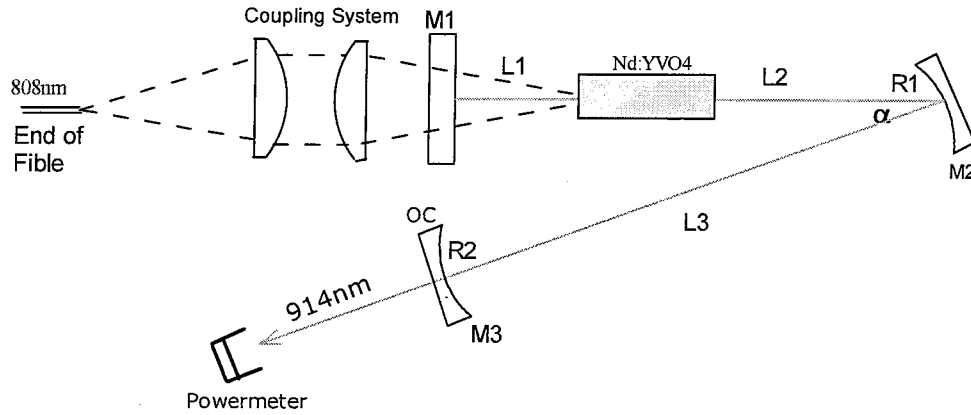


图 5.12 基频 914nm 激光器的实验装置

为了减小晶体热透镜效应及降低热致衍射损耗, 并且在保证晶体有足够吸收系数的前提下, 我们选择了掺杂浓度仅为 0.1 % 的 Nd:YVO<sub>4</sub> 激光晶体, 并且利用本章上一节介绍的理论模型对晶体的最佳长度进行了计算, 最终选用的晶体长度为 6mm, 横截面尺寸为  $3\text{mm} \times 3\text{mm}$ 。晶体的两个通光面分别镀 808nm、914nm、1064nm 和 1342nm 的多波长增透膜, 晶体的侧面用铝箔包住, 装在用循环水冷却的紫铜块内, 温度设定在  $15^\circ\text{C}$ 。

$M_1$  是平面镜, 一面镀 808nm 增透膜, 另一面镀 914nm 高反膜和 808nm、1064nm 和 1342nm 增透膜;  $M_2$  是曲率半径为 50mm 的平-凹镜, 凹面镀有 914nm 高反和 457nm 增透膜 (同时要对 1064nm 和 1342nm 镀高透膜), 平面镀只镀 457nm 增透膜;  $M_4$  是对 914nm 基频激光耦合透过率为 4.5% 的输出镜, 凹面的曲率半径为 75mm。值得一提的是  $M_1$  镜片中 914nm 高反面的镀膜, 由于高反波长和增透波长离的最近, 这一面的镀膜是一个技术难点。图 5.13 为我们实验中使用的镜片的镀膜测试曲线图, 可见:  $R_{914} = 99.9\%$ ,  $T_{808} = 98\%$ ,  $T_{1064,1342} > 80\%$ , 完全满足

了设计要求。

准三能级腔内倍频蓝光激光器镜片镀膜设计的一个基的原则, 就是尽量提高膜系对基频光的反射率(要求:  $R_{914} > 99.9\%$ ), 在满足基频光反射率的前提下再努力提高 457nm、1064nm 和 1342nm 的透过率, 这么做的目的是为了提高 914nm 基频激光的增益, 有效地抑制 1064nm 和 1342nm 的增益, 使 914nm 激光可以高效地起振。

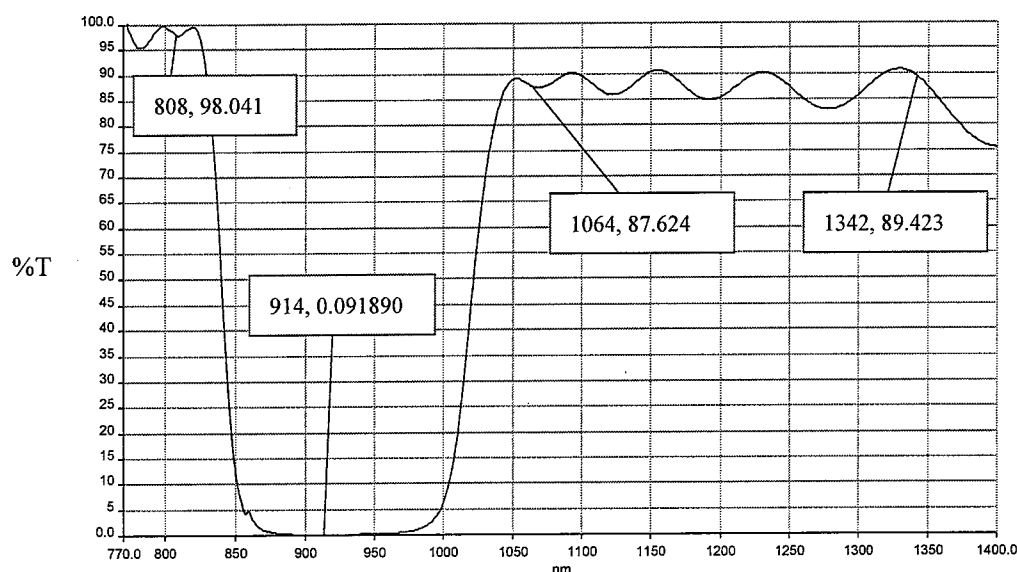


图 5.13  $M_1$  镜片镀膜曲线

## 2- 腔型设计和腔长选择

首先计算出激光晶体在泵浦光作用下的热焦距, 图 5.14 为激光晶体的热焦距随泵浦光功率的变化曲线。可见, 尽管我们选用的是 0.1% 极低掺杂的 Nd:YVO<sub>4</sub> 晶体, 其吸收系数也只有  $2\text{cm}^{-1}$  左右, 但由于泵浦光半径只有 160μm 左右, 晶体同样有着非常严重的热效应现象, 在 30W 最大泵浦功率的条件下热焦距只有 50mm 左右, 这给我们的谐振腔设计提出了极大的挑战。

由 ABCD 矩阵和稳定腔条件, 我们选取  $M_1$  和  $M_2$  之间的距离为 55mm,  $M_2$  到  $M_3$  之间的距离为 32mm, 则可以计算出 Nd:YVO<sub>4</sub> 晶体上的束腰半径随晶体热焦距之间的变化关系。为了在倍频环节中可以获得高的倍频效率, 谐振腔设计除了保证激光晶体处的束腰半径可以满足模式匹配条件以外, 还应该在腔内形成一个比

较小的束腰。显然由  $M_1, M_2$  和  $M_3$  组成的三镜折叠腔中, 激光的束腰位置在输出镜  $M_3$  处。图 5.15 分别模拟了 Nd:YVO<sub>4</sub> 激光晶体上的腔模半径和  $M_3$  镜上的束腰半径随激光晶体热焦距的变化关系曲线。可以看出, 晶体热焦距在 500mm~50mm 范围内变化时, 谐振腔都工作在稳定条件, 激光晶体上的束腰半径基本维持在 130μm 左右, 满足与泵浦光的模式匹配条件。而且在热焦距变化的过程中, 输出镜  $M_3$  处有一个比较小的束腰半径, 且基本保持在 60μm 左右, 这么小的束腰半径完全可以满足倍频环节的要求。

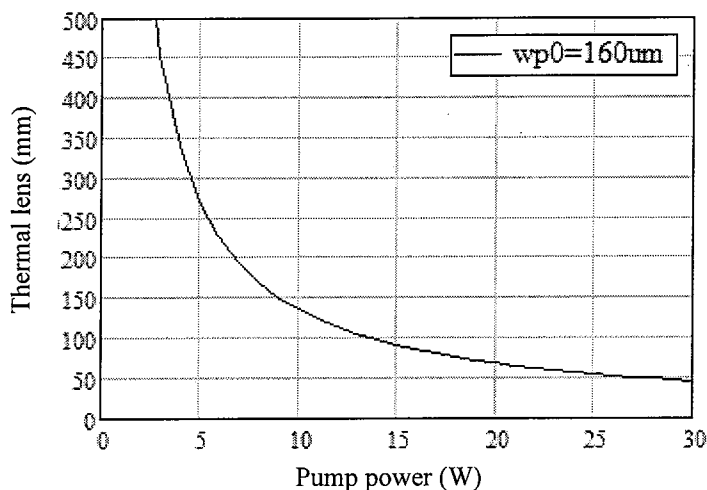


图 5.14 Nd:YVO<sub>4</sub> 激光晶体热焦距随注入泵浦功率的变化曲线

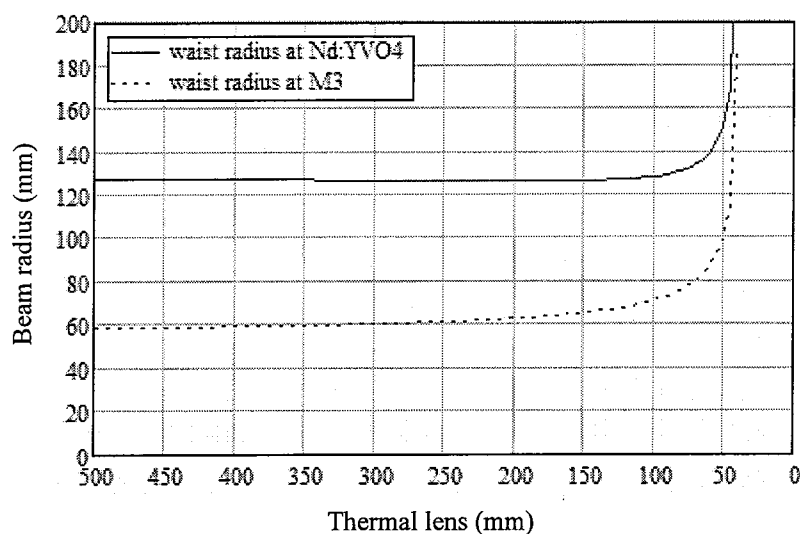


图 5.15 Nd:YVO<sub>4</sub> 和  $M_3$  上的束腰半径随热焦距的变化曲线

## 二、实验结果

### 1- 914nm 基频激光输出情况

按照以上参数，仔细调节谐振腔及泵浦光焦点在晶体中的位置，我们得到了如图 5.16 所示的 914nm 激光输出功率随注入泵浦光功率的变化关系：

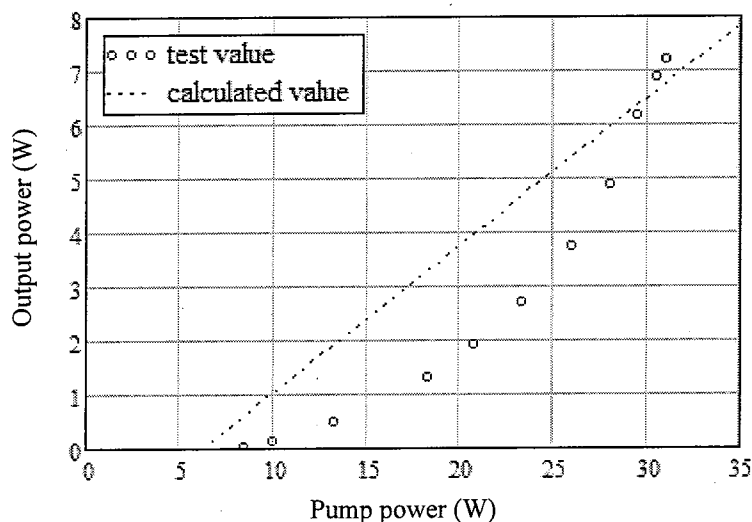


图 5.16 914nm 基频激光的输入输出关系

在最大 31W 注入功率的情况下，我们得到了 7.2W 的 914nm 基频激光功率，光光转换效率高达 23%，这几乎是目前 914nm 准三能级激光输出的最高效率，准三能级系统能有如此高的光光转换效率，与我们仔细优化选择的晶体参数、腔型参数及镀膜参数是密不可分的。作为对比，我们在图 5.16 中同时模拟了激光器的理论输出功率，可以看到在功率趋势上理论值和实验值基本上还是符合的比较好的。

### 2- 倍频蓝光输出情况

倍频晶体采用 I 类位相匹配的 LBO 晶体，其参数为： $3 \times 3 \times 18 \text{mm}^3$ ,  $\theta = 90^\circ / \varphi = 21.7^\circ$ ，工作温度为  $25^\circ \text{C}$ 。

把前面的实验装置中的耦合输出镜  $M_3$  更换为同曲率半径的腔镜  $M_4$ ， $M_4$  镜片凹面镀有 914nm 和 457nm 的双波长反射膜层，其他谐振腔参数都保持不变，蓝光激光器的实验装置见图 5.17。 $M_5$  平面镜是  $45^\circ$  的 457nm 蓝光反射镜，它的目的是折转激光光路； $M_6$  平面镜是  $45^\circ$  的二向色片，对 914nm 基频激光高反而

对 457nm 蓝光高透，它的作用是过滤掉蓝光中的基频激光；M<sub>7</sub> 是一个焦距为 75mm 的平凸薄透镜，镀有 457nm 双面增透膜，它的作用是对蓝光进行准直，压缩激光的发散角。

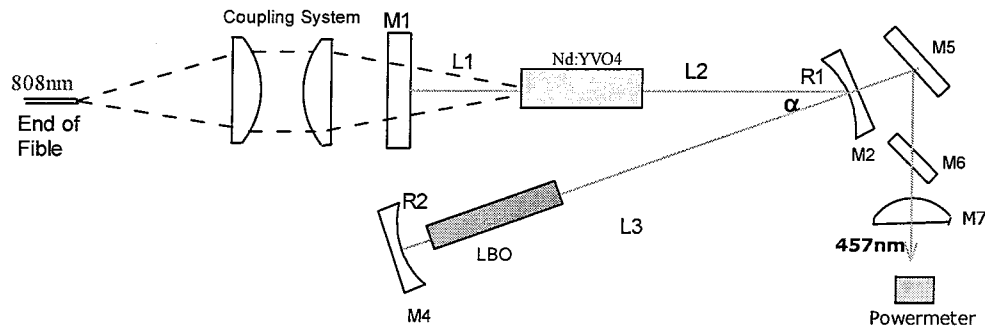


图 5.17 高功率 457nm 蓝光激光器实验装置

实验过程中先不放入 LBO 晶体，按照前面计算出来的腔长的值将谐振腔用准直光源调好后，然后再注入一定功率的泵光，由于折叠镜 M3 存在一定的剩余反射，精细调节谐振腔的三个腔镜就可以沿着输出激光的方向观察到微弱的基频激光输出。仔细优化谐振腔调节，直到输出的 914nm 激光模式最好且功率最高。这时放入 LBO 晶体，并调节其位置和角度，使输出蓝光模式最好。值得注意的是，前面在对谐振腔进行理论计算时没有考虑到 LBO 晶体的折射率，因此在将 LBO 晶体放入谐振腔之后，谐振腔的长度做相应的调整，应在前面理论值加上一个偏移量： $\Delta = L_{LBO} [1 - (1/n_{LBO})]$ ，代入 LBO 晶体的折射率 1.6 和晶体的长度 18mm，求得  $\Delta = 6.75\text{mm}$ 。

仔细的调节倍频臂的长度，同时不断的优化 LBO 晶体的方位角和俯仰角。最终，当泵浦功率为 31W 时，获得了 4.2W 的 457nm 连续波深蓝色光输出，光-光转换效率达到了 13.5%。图 5.18 表示了蓝光输出功率和泵浦激光功率之间的关系曲线，以及相应的泵浦光到蓝光相应的光光转换效率曲线。由蓝光的功率曲线可以看出 20W 泵浦注入功率处存在一个斜效率的临界点，从 5.5W 阈值泵浦功率到 20W 泵浦功率这段，蓝光的斜效率较低；但是在当泵浦功率超过 20W 以后，蓝光功率突然急剧增加，并且从这一位置直到最大注入功率蓝光输出保持了较高的斜效率。文献[15]对这一现象做了理论分析，认为是其产生原因是准三能级系统

的再吸收损耗。在 20W 泵浦功率之前, 由于泵浦功率较低, 相应的粒子数反转也比较少, 激光的增益比较小, 由于存在再吸收损耗致使激光效率很低; 随着注入功率的不断增加, 粒子数反转比较多, 激光的增益变大, 高的激光增益逐渐平衡了再吸收造成的损耗, 因此激光器的斜效率变大, 激光输出功率增加很多。在功率反转点之后 (即增益平衡了再吸收损耗之后), 准三能级激光系统的运转接近于普通的四能级激光系统, 此时由再吸收造成的损耗基本上可以忽略掉。

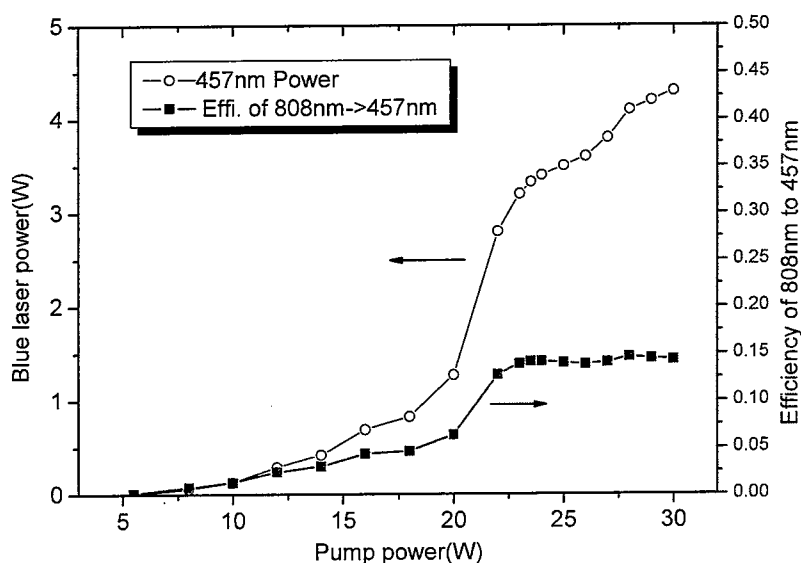


图 5.18 蓝光输出功率及相应的光光转换效率曲线

图 5.19 为此时激光的远场光斑。可以发现近场光斑是椭圆形的, 垂直方向是椭圆的长轴方向, 水平方向是椭圆的短轴方向。分析其原因是因为我们采用了 I 类临界相位匹配的倍频方式, 倍频作用发生时 LBO 晶体在  $e$  光方向 (垂直方向) 有  $12.48\text{mrad}$  的走离角, 加之 LBO 晶体的长度较长 ( $18\text{mm}$ ), 所以远场光斑就会变成椭圆形。

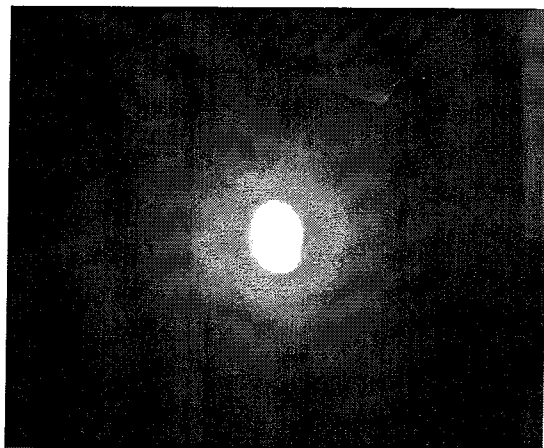


图 5.19 蓝光远场光斑

为了更准确的评估激光器光束质量,在激光器最大输出功率 4.2W 处做了光束质量测试,测试仪器为美国 Spiricon 公司型号为  $M^2$ -200 的光束质量分析仪。图 5.20 是光束质量测试数据,测试结果为  $M_x^2 = 8.21, M_y^2 = 4.81$ 。尽管谐振腔设计时已经保证了泵浦光与腔模可以很好的匹配,但是输出激光的模式却不是很好,我们认为其原因主要在于理论计算时选用的泵浦光半径是泵浦光在晶体中的聚焦光斑半径,但是由于光斑的发散角相对比较大,随着其在晶体内的传播,实际上的平均光斑半径要比泵浦激光的腰斑半径大,进而破坏了模式匹配条件,导致输出激光的光束质量变差。

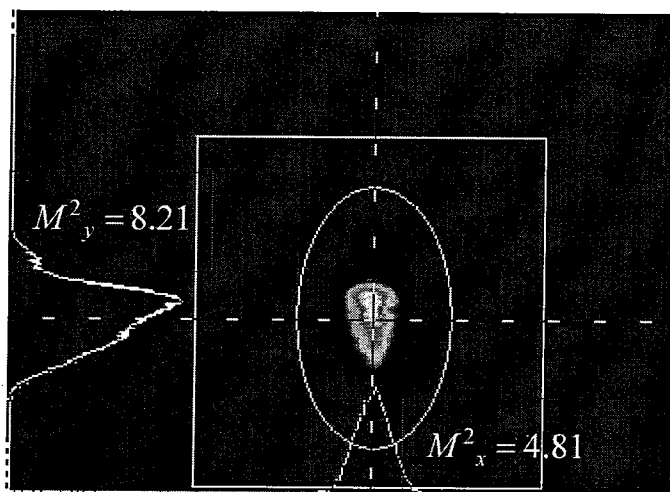


图 5.20 蓝光激光器光束质量测试结果

在 4.2W 输出功率下, 我们测试了激光器八小时连续工作时的稳定性, 利用公式 (4-13) 计算出稳定性的均方根值为  $1.2\% @ RMS$ , 表明此高功率蓝光激光器有着比较好的功率稳定性。该激光器严格按照标准的工业条件进行各项光学及机械结构设计, 和上一章的 9W 连续绿光激光器一样该激光器也通过了严格的各项型式检验, 达到了工业级标准, 图 5.21 为我们研制的工业级 4.2W 全固态连续波蓝光激光器的样机图片。



图 5.21 4.2W 全固态连续波蓝光激光器的样机图片

#### 参考文献

- [1].T.Kellner,et al.,Appl. Phys. B,1997,65: 789-792
- [2].C.Q.Wang, et al., Optics Communications,1999(167):155-158
- [3].刘伟仁等, 光学精密工程, 2000,8(2):133-135
- [4].李德华等, Chin.Phys.Lett., 2002, 19(11):1632-1634
- [5].C.Czranowsky,et al.,Optics Letters,2003,28(6):432-434
- [6].高兰兰等,中国激光, 2004, 31(9): 1033-1035

- [7].郑权等, 中国激光, 2004, 31(9): 1030-1032
- [8].Rui Zhou,et al., Optics Communications,2005(255):304-308
- [9].Rui Zhou,et al.,Optics Letters,2006,31(12):1869-1871
- [10].Y.Chen,et al.,Appl. Phys. B,2006(65): 241-243
- [11].刘伟仁等, 光学学报, 2002,22(8):980-982
- [12].C.Czranowsky,et al., Optics Communications,2002(205):361-365
- [13].卜轶坤等, 光子学报, 2005, 34(3):336-339
- [14].Qinghua Xue, et al., Optics Communications,2006(258):67-71
- [15]. Zeller P, et al., Opt. Lett. , 2000, 25 (1): 34-36
- [16].TSO Y. F., et al. , IEEE J. Quantum Electron. , 1987, 23(5): 605-612
- [17].W.P.Risk, et al., J. Opt. Soc. , 1988, 5(7): 1412-1423
- [18].刘伟仁等, 光学技术, 2002, 28(4): 319-321
- [19].禹国俊等, 量子电子学报, 2003, 20(6): 675-679
- [20]. K. Kato, IEEE J. QE. ,1994(30): 2950
- [21].周城等, 光学精密工程, 2002, 10(6):295-298
- [22]. K. Kato, IEEE J.QE 1986 (22) 1013
- [23]. H. Hellwig, et al., J. Appl. Phys., 2000 (88): 240
- [24]. B. Zysset, et al., J. Opt. Soc. Am. B, 1992 (9): 380

## 第六章 全固态紫外激光器研究

与传统的红外和可见波段的激光器相比, 紫外激光器具有更短的波长, 不仅可以获得更小的聚焦光斑, 而且一些特殊材料对此波长具有更高的吸收系数, 因此紫外激光可应用于硅和陶瓷材料的加工、蓝宝石晶体划线、多层 PCB 电路板铜层的打孔等等; 除此之外紫外激光器还可广泛应用于医疗、光化学、光生物学等科研领域。与传统的准分子紫外激光器相比, 全固态紫外激光器具有光束质量好、功率稳定度高、可靠性高、使用方便、体积小等诸多优点。正是由于全固态紫外激光器的这些优点, 近年来利用非线性频率技术获得高功率紫外激光输出的研究已成为激光技术领域一个重要的研究热点。本章首先介绍紫外激光器产生的原理, 然后对比了目前常见的产生全固态紫外激光器的技术路线, 最后介绍了瓦级端面泵浦和侧面泵浦全固态紫外激光器的研制情况。

### §6.1 引言

自从 20 世纪 80 年代以来, 半导体泵浦的全固态红外及可见光波段的  $TEM_{00}$  模激光器已经成功的运用于商业用途, 并且大量的应用于一些工业级的应用: 激光调阻、存储器芯片修理、太阳能电池划线、激光标刻等等。大多数此类的应用需要激光器处于调 Q 的运转状态, 单脉冲能量在 0.1mJ 到 1mJ 之间, 并且重复频率要在 10 到 200KHz 之间。经过二十多年的发展与不断的优化, 这类激光系统现在已经可以达到 1064nm-50W 的  $TEM_{00}$  模激光输出, 以及 532nm-20W 的  $TEM_{00}$  模激光输出。相比而言, 半导体泵浦的全固态紫外激光器在最近七、八年左右才开始应用于工业用途, 并且它的功率水平仅仅是在最近这几年才发展到能够大量的应用于激光微加工行业。早期的紫外激光器的工业应用, 仅限于那些对功率和脉冲能量要求都不高的一些行业 (平均功率<500mW, 单脉冲能量<50uJ), 例如立体印刷和在电介质材料上打孔等等。随着大功率半导体激光器阵列技术以及新型非线性晶体材料技术的发展, 是以前平均功率二十倍并且单脉冲能量高达 1mJ 的半导体泵浦全固态 355nm 紫外激光器已经面世了, 它的平均输

出功率已经超过了 20W。图 6.1 显示了近年来紫外激光器发展的状况。紫外激光性能上的提高,已经使高功率的紫外激光器大量应用于微电子和半导体行业,包括打孔、晶片划线与切割、喷嘴打孔等等。

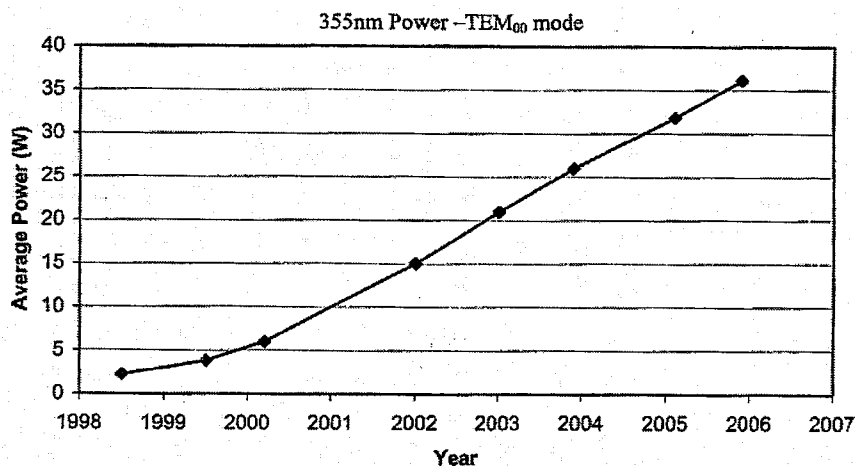


图 6.1 TEM<sub>00</sub> 模调 Q 紫外激光的输出功率的发展

市场上之所以对紫外激光器有这么大的需求,主要是因为它可以聚焦到更小的尺寸,而且一些材料在这一波段可以有大的吸收率(传统的红外激光器吸收率则很低)。有一个例子可以说明为什么需要更小的聚焦光斑,现在的移动电话、打印机及其他小电子设备需要很高密度的印刷电路板,利用传统的机械手段或是现在可用的波长更长些的激光器很难达到  $50\mu\text{m}$  以下的小孔尺寸,然而采用 355nm 紫外激光器就可以做到  $20\mu\text{m}$  以内的孔径。另外一个例子则解释了增加对激光的吸收是一个非常重要的优点,紫外激光可以用于硅和陶瓷材料的加工、蓝宝石晶体划线、多层 PCB 电路板铜层的打孔等等<sup>[1]</sup>,传统的红外激光器做这些应用就很困难。

泵浦半导体激光器功率水平的不断提高是这些年 355nm 紫外激光输出功率持续提高的主要推动力。1997 年 808nm 半导体激光器的功率只有 10W,1999 年达到 15W,2000 年的时候达到了 25W,到现在 40W 输出功率的半导体激光器阵列已经很成功的应用于端面泵浦和侧面泵浦的 Nd 掺杂激光晶体的紫外激光器当中。

## §6.2 紫外激光产生原理

产生 355nm 紫外激光最有效的办法是利用 Nd 掺杂的 1064nm 谱线, 先将其二倍频产生 532nm 激光, 之后再使未完全倍频的 1064nm 基频光和倍频后产生的 532nm 激光进行和频, 就可以得到 355nm 紫外激光输出。图 6.2 就是描述这一过程的原理示意图。

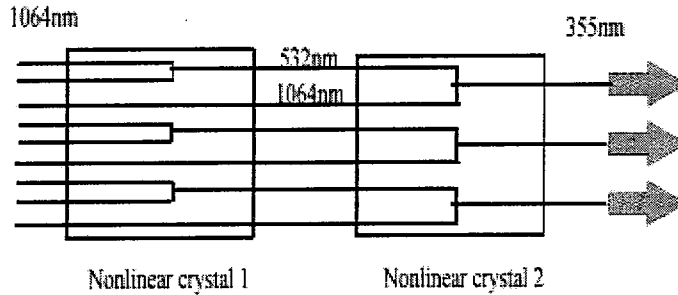


图 6.2 1064nm 激光倍频和频产生 355nm 紫外激光的过程

产生全固态 355nm 紫外激光设计两个主要过程, 概括说就是涉及两个谐波发生过程, 即二次谐波转换过程和三次谐波转换过程(和频)。先通过一块非线性光学晶体, 将一部分基频光转化为二次谐波, 然后在通过另外一块非线性光学晶体将剩余的基频激光与二次谐波进行和频, 共同产生紫外波段的三倍频激光。

非线性光学和频过程遵循非线性过程的三波耦合方程<sup>[2]</sup>:

$$\begin{aligned}\frac{dE_1}{dz} &= -iK_1 E_3 E_2^* \exp(-i\Delta k \cdot z) - \frac{1}{2} \alpha_1 E_1 \\ \frac{dE_2}{dz} &= -iK_2 E_3 E_1^* \exp(-i\Delta k \cdot z) - \frac{1}{2} \alpha_2 E_2 \\ \frac{dE_3}{dz} &= -iK_3 E_1 E_2 \exp(-i\Delta k \cdot z) - \frac{1}{2} \alpha_3 E_3\end{aligned}\quad (6-1)$$

其中,  $E_i$  为频率为  $\omega_i$  在  $z$  方向传播的电磁波振幅,  $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ ,  $\Delta k = k_3 - k_2 - k_1$

为相位失配量,  $\alpha_i$  为频率为  $\omega_i$  的电磁波的吸收系数。对三倍频过程来说,

$$\omega_2 = 2\omega_1, \quad \omega_3 = 3\omega_1。$$

理论上, 在忽略走离效应的情况下, 三倍频过程可以看成是一个动态的可逆过程, 即一个  $\omega$  光子与另外一个  $2\omega$  光子进行和频产生一个  $3\omega$  光子, 当和频过程进

行到某一个程度时,三个频率的光子浓度达到平衡;如果非线性过程继续进行,将产生逆过程,即一个 $3\omega$ 光子将转化为一个 $2\omega$ 光子合一个 $\omega$ 光子。因此三倍频过程的非线性晶体存在最佳长度,即刚好使三个光子浓度达到平衡的长度。在最佳长度范围内, $\omega$ 与 $2\omega$ 波输入光子数为1:1时,将使和频效率达到最大值。

### 一、腔内和频与腔外和频

实现 355nm 紫外激光可以采用 1064nm 基频激光器腔内和频的方案,也可以采用腔外和频的方案,腔内和频的优点是可以获得高的谐波转换效率、获取高功率输出的同时可以有很高的脉冲重复频率以及低的 RMS 噪声指标。

腔外谐波过程实现起来相对来说比较容易,可以采用比内腔谐波过程更简单的方案路线达到较高的功率水平。

#### 1- 腔内倍频和频技术路线

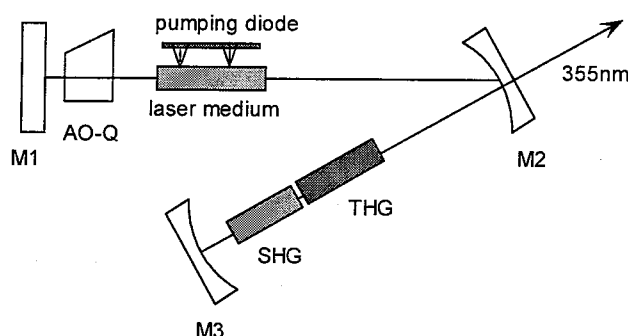


图 6.2 典型的腔内三倍频紫外激光器方案

图 6.2 为典型的腔内三倍频产生紫外激光的原理图<sup>[3]</sup>,谐振腔内振荡的 1064nm 基频激光通过倍频晶体 (SHG) 产生 532nm 倍频光, 532nm 倍频激光和 1064nm 基频激光在和频晶体 (THG) 处发生和频效应,产生 355nm 紫外激光输出。腔内倍频的优点就是充分利用谐振腔内的激光功率密度远远高于腔外的特点,进而实现远高于腔外的谐波转换效率,获得高功率的紫外激光输出。但是谐振腔腔镜的镀膜是这一方案的重点也是难点,各镜片镀膜要求如下:

M<sub>1</sub> 镜片: HR@1064nm&532nm;

M<sub>2</sub> 镜片凹面: HR@1064nm&532nm,AR@355nm;

M<sub>2</sub> 镜片平面: AR@355nm;

M<sub>3</sub> 镜片凹面: HR@1064nm&532nm&355nm;

可以看到,  $M_2$  镜片和  $M_3$  镜片上的镀膜要同时三个波长点满足高反或高透的要求。目前的镀膜技术同时满足这些要求还是比较困难的, 所以镀膜技术是困扰腔内倍频发展的一个主要因素。

为了降低对镀膜技术的要求, 出现了一些新的腔内倍频的技术方案, 例如采用色散棱镜作为腔内的分光元件, 利用棱镜的自然色散而不是腔镜的镀膜来实现腔内倍频的紫外激光输出。本文后面的 2.5W 腔内倍频紫外激光器就是采用这种方案来实现的。

## 2- 腔外倍频和频技术路线<sup>[4,5]</sup>

理论上要获得 100% 的紫外激光转换效率, 应该有 67% 的 1064nm 基频光倍频为 532nm 激光, 这样在和频晶体中才可以达到 1:1 的光子数密度。这一结论仅仅在平面波近似, 而且两个波长的激光在时间和空间上都有同样交叠条件下才是成立的; 对高斯光束而言, 红外光到紫外激光的最大转换效率只能达到 40% 左右。这是因为: 尽管在光束的中心位置红外光和绿光的光子数达到了平衡, 但是高斯光束的两翼功率密度很低, 这就使整个谐波转换效率变低; 进一步增加注入功率密度, 并没有使紫外光的转换效率提高, 这是因为提高的二次谐波转换效率破坏了基频光和倍频光的最佳光子数配比关系。图 6.3 的理论模拟结果说明了这个过程, 基频激光器的条件: 脉冲宽度为 50ns, 二倍频晶体中的基频红外光直径为 140 $\mu$ m, 和频晶体中的基频红外光斑直径为 70 $\mu$ m, 这个系统的二倍频与和频的晶体均采用 LBO 晶体。从图中可以看出当二倍频的转换效率为 67% 的时候, 平面波近似的条件下理论上能够获得最高 100% 的紫外光转换效率; 而对高斯光束注入来说, 紫外光的最高转换效率只有 40% 左右。

图 6.4 则是理论计算的红外基频光到紫外的转换效率与和频晶体中的基频光斑直径之间的曲线关系, 红外光单脉冲能量 1mJ, 脉冲宽度为 50ns, 曲线的参数是二倍频晶体(I 类临界相位匹配 LBO)中的红外基频光的光斑直径。对于  $Nd^{3+}$  掺杂的主动调 Q 全固态激光器, 典型的单脉冲能量在 1mJ 到 5mJ 之间, 要达到最高的红外基频光到紫外光的转换效率 (大约 43%), 要求倍频晶体和和频晶体中的光斑直径都要在 100  $\mu$ m 到 200  $\mu$ m 之间。然而由于目前的和频晶体寿命的限制, 有必要适当的增大和频晶体中的光斑直径, 以降低紫外转换效率的代价来获取整

套紫外激光系统的长期可靠性及寿命保障。

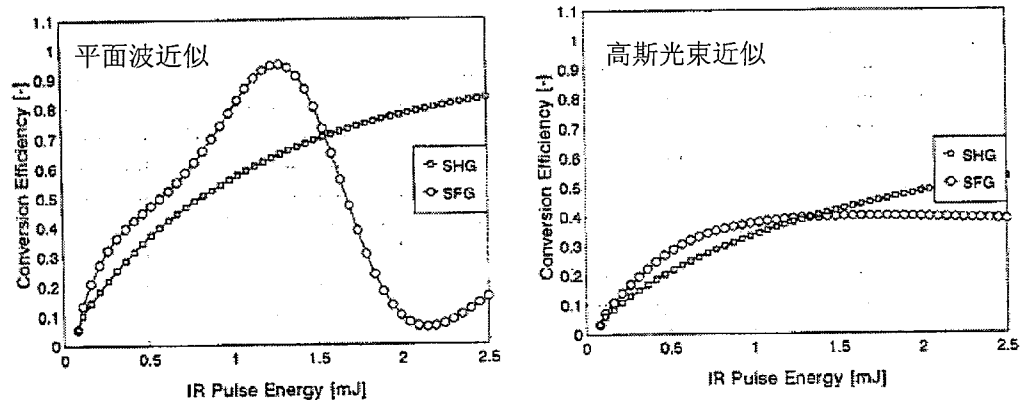


图 6.3 两种近似条件下的理论二倍频效率 ( $d_{eff}=0.83\text{pm/V}$ ) 和和频效率 ( $d_{eff}=0.66\text{pm/V}$ ) 与注入能量之间的关系曲线 (忽略走离效应影响)

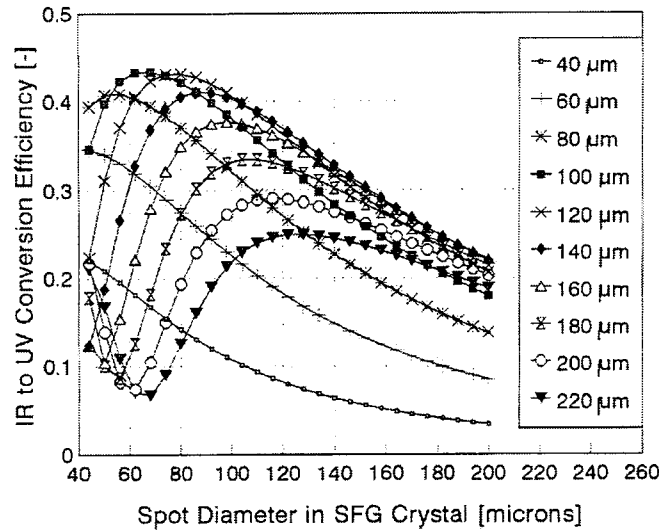


图 6.4 理论计算的在不同的二倍频晶体中的光斑直径时, 红外基频光到紫外的转换效率与和频晶体中的基频光斑直径之间的曲线

三、激光介质的选择

目前, 钕离子以其优良的激光特性以及可以掺入很多不同的基质当中, 一直都是最好的激光离子, 通常用的有三种基质材料有 YLF、YAG、和  $\text{YVO}_4$ , 这三种基质材料当掺入  $\text{Nd}^{3+}$  之后, 表现出了不同的物理和激光特性。从应用角度考虑, 最大的不同在于上能级寿命和受激发射界面, 这两个指标决定了单脉冲能量以及在调 Q 过程当中的重复频率。Nd: YLF 具有最长的上能级寿命 (480us), 因此具有最好的储能能力, 但是通常只能在较低的重复频率下工作 (一般在 5kHz

以内); 由于许多的工业应用要求具有较高的加工速度, 即需要较高的脉冲重复频率(即一旦最佳脉冲能量确定下来, 重复频率越高的话, 加工的工作效率当然也就越高), 因此对于紫外激光器 Nd: YLF 并不是很好的选择。Nd: YAG 一直以来都是一个很流行的激光晶体, 以其高的热导率、极好的机械性能和光学性能、以及中等的荧光寿命(230us)而出名; 然而 Nd:YVO<sub>4</sub> 晶体越来越受到重视, 因为其高的增益系数和短的荧光寿命(90~100us), 很短的上能及寿命使得这种晶体可以很高的重复频率下稳定工作等这是其他晶体所不具有的特点。

#### 四、泵浦方式的选择

##### 1- 端面泵浦

端面泵浦技术采用泵浦光和振荡光共线的纵向泵浦方式, 这种泵浦方式的最大的优点是泵浦光在激光晶体中形成的增益区可以很好的和基模匹配, 这样由于可以尽量避免不需要的泵浦光在晶体中的浪费, 因此可以获得很高的基模转换效率, 这种模式匹配的技术同时也可以尽量避免多模运转的可能性。通过增加注入到晶体一个端面或是两个端面的泵浦光的功率, 可以提高端面泵浦激光器的输出功率。然而随着注入到激光晶体端面很小范围内泵浦光功率的增加, 激光晶体的热效应变得非常的严重, 这些热效应包括热透镜效应、热致应力效应(严重时可导致晶体破裂)、及热致退偏效应(对于各向同性的激光介质例如 Nd: YAG)和热致非球面光学畸变效应等等。如果没有适当的技术解决或是补偿这些热效应的话, 激光器将会变得不稳定, 甚至导致多模输出或激光输出功率下降。

通过端面泵浦方案和优化谐振腔设计, 1064nmTEM<sub>00</sub> 模输出效率可以达到50%以上的。图 6.5 就是一个典型的端面泵浦腔外和频的全固态紫外激光器的光路示意图。二倍频通常采用 I 类临界相位匹配 LBO (SHG), 三倍频(或称为和频)通常采用 II 类临界相位匹配 LBO (SFG or THG)。为了获得理论上最高的40%的红外到紫外的转换效率, 应该补偿和频晶体中的走离效应以获得基频光和倍频光最大程度上的交叠范围, 一般情况下可以通过改变光束的分配和两束光的入射角来达到上述目的<sup>[6]</sup>。由于在和频晶体中相对很小的光斑尺寸, 最终出射的紫外激光束通常是带着像散的。因此, 有必要在外部加上紫外激光整形光学系统, 以补偿像散、准直、及调节出射激光腰斑尺寸。

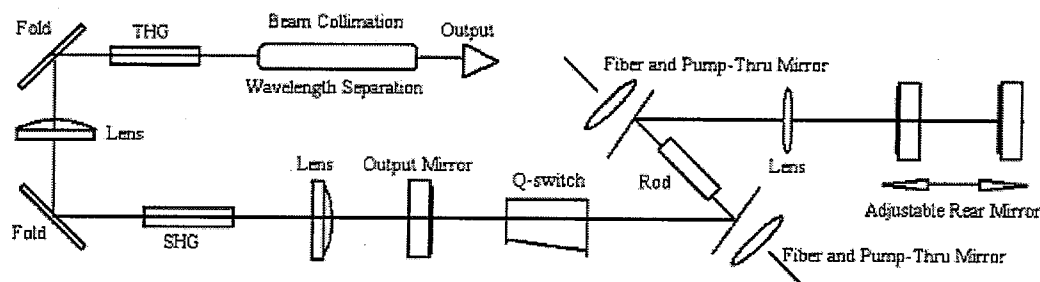


图 6.5 端面泵浦全固态紫外激光器光路示意图

## 2-侧面泵浦 Nd: YAG 激光器

多年以来, 高功率的激光器一般都是由闪光灯侧面泵浦的 Nd: YAG 激光器, 半导体泵浦技术的出现不仅极大地提高了这类激光器的效率, 而且明显地缩小了激光器的体积。随着半导体激光器阵列输出功率的不断提高, 半导体泵浦的高功率激光器变的越来越实际可行, 而且已经在很多场合逐渐代替了高功率灯泵激光器。然而, 大多数用于激光加工和泵浦用的商用半导体泵浦的全固态激光器, 一般都是多横模输出。2000 年的时候才出现高达 200W 的 1064nm TEM<sub>0</sub> 半导体侧面泵浦 Nd: YAG 激光器的相关报道<sup>[7,8]</sup>。通常的做法是在稳腔内有两个完全一致的侧面泵浦模块, 90° 石英旋光晶体放置在两个侧泵模块之间用于补偿热致双折射<sup>[9]</sup>, 通过合适的腔型设计使激光棒工作时同时起到孔径选模的作用, 用于抑制高阶模的振荡。为了获得高功率输出, 要求在泵浦光在激光棒内的增益区分布尽量均匀, 以产生理想的热透镜分布来抑制其他高阶的非球面成份。为了避免硬边衍射的发生, 要求晶体棒中的基模光斑的直径满足关系式:  $d \leq (2/\pi)D$ , 这里的  $d$  和  $D$  分别代表晶体棒中基模光斑直径和晶体棒的直径。由于基模仅仅在晶体棒中心的一部分振荡, 因此基模输出的光光转换效率通常只有 10%到 15%左右。

图 6.6 是这种结构的典型示意图, 之所以采用这种方案是因其比较简单, 而且输出光斑没有像散的圆光斑。采用稳腔结构可以更好的控制输出激光的光束参数, 并且在工业生产中可以保证激光器之间有更好的一致性。两个泵浦模块 (Pumping Module) 采用完全相同的结构, 半导体激光器阵列均匀分布于激光棒的周围 (五面泵浦结构), 泵浦光直接由 bar 条照射到镀减反膜的石英玻璃管上, 而没有任何其他的耦合光学系统。在石英玻璃管的另一侧则镀了 808nm 的高反

膜,这样可以不仅保证泵浦光可以重复的被激光晶体吸收,提高泵浦效率。而且泵浦光多次经过激光晶体,可以在激光晶体内部形成了一个柱面均匀平顶状的增益分布,有利于产生理想的近乎抛物线分布的热透镜。另外使用 P 偏振的半导体激光器阵列泵浦的话,可以减少石英玻璃管的菲涅尔反射损耗,提高泵浦效率。激光棒直接和冷却水接触,以提高冷却的效率。为了提高晶体棒上的  $TEM_{00}$  模体积,腔内插入了一套望远系统。两个泵浦模块之间放置了  $90^\circ$  石英旋光晶体,形成成像结构,以补偿激光晶体的热致双折射。

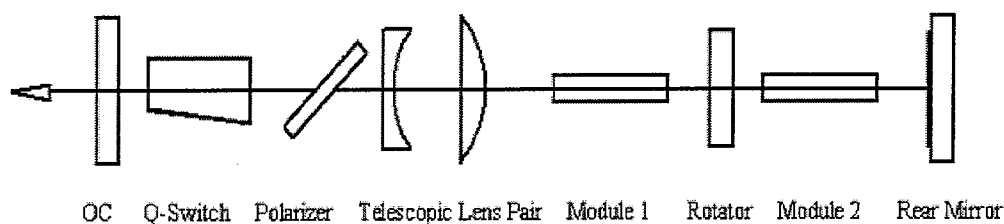


图 6.6 侧泵 Nd:YAG 激光器腔型示意图

对工业应用来说,当泵浦光功率变化或是激光重复频率改变的时候,保持激光输出特性(光斑尺寸、光斑的圆度、发散角等)不变是非常有实际意义的:长期工作以后,激光二极管的功率会有一定的衰减,会直接导致泵浦效率的降低。环境的因素例如环境温度和湿度的变化,冷却水温度的上下波动都可能导致激光器输出参数的变化,因此激光器就需要一个比较大的动态工作范围。然而大功率的侧面泵浦全固态激光器一般都采用较大的晶体棒直径,因此仅仅依靠优化谐振腔参数的办法来获取很大的动态稳定工作范围几乎是不可能的。相干公司通过引入了一个可移动后腔镜的办法,成功的解决了这个问题。通过适当的选取后腔镜和输出镜的距离,使后腔镜沿着谐振腔的光轴来回移动,在热透镜变化的过程中晶体棒和输出耦合镜上的光斑半径基本上是稳定不变的。这样稳定不变的光斑尺寸和发散角非常有利于后续的二倍频、三倍频和四倍频工作,使得激光器可以有非常好的长期稳定性<sup>[10,11]</sup>。

另外,在每个热透镜值的初始位置上,激光器都工作于稳区的中间位置,这时激光棒上的基模半径是最小的,适当的使其匹配于晶体棒的尺寸可以产生大的高阶模损耗;当后腔镜离开初始设置位置的时候,通常基模光斑尺寸会变大,就会造成激光器输出功率下降。通过简单的沿着光轴方向移动后腔镜,可以找到合适的位置,获得高功率输出的同时也可以得到很好的光束质量。为了尽量的缩短

腔长,两个泵浦模块放置的尽可能的近,实际发现这种设计方案的结果还是比较令人满意的。图 6.7 是一个通过对侧面泵浦的 MOPA 结构的 Nd:YAG 激光器进行三倍频实现 355nm 紫外激光输出的方案示意图,该方案的 355nm 功率输出超过了 60W,是目前紫外激光器的最高记录<sup>[12]</sup>。

现在还出现了各种各样新的激光技术,例如光纤激光器<sup>[13]</sup>、板条激光器、波导激光器<sup>[14]</sup>、薄片激光器<sup>[15]</sup>等等,扩展了激光器的功率水平。然而这些新的技术要么是自身不够成熟,要么就是还有某些限制:例如不能产生极好的  $TEM_{00}$  模和有效的调 Q 操作。因此,继续优化提高目前的端泵或侧泵 Nd:YAG 和 Nd:YVO<sub>4</sub> 激光器功率水平,是提高紫外激光器输出功率的最实际可行的办法。需要注意的是,端面泵浦激光技术仍然是最高效的技术路线,已经出现了光光转换效率高达 50%以上、斜效率接近量子极限的基横模输出的报道<sup>[16]</sup>。

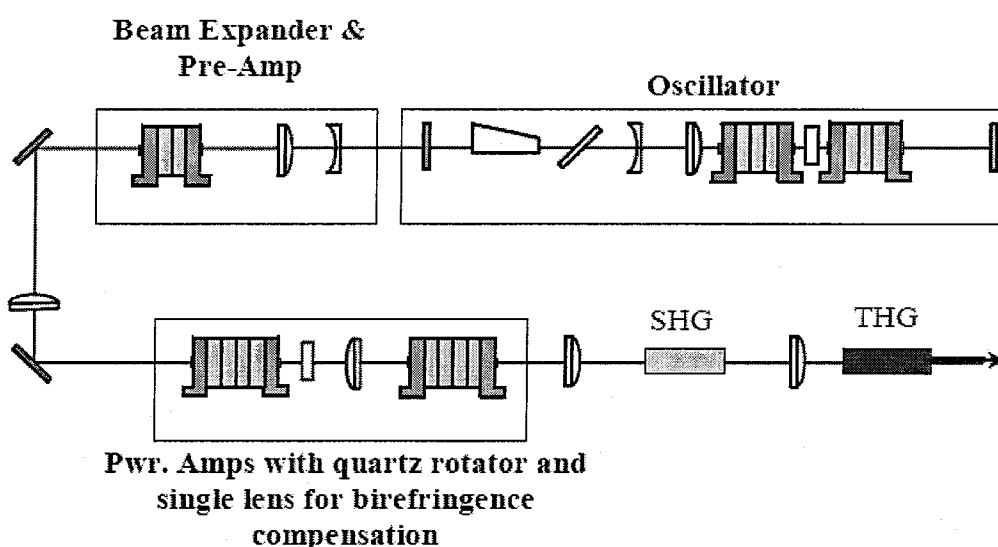


图 6.7 大功率侧泵 MOPA 结构 Nd:YAG 激光器及其三倍频 355nm 紫外激光器

## 五、紫外激光器中非线性晶体的选择

国际上大功率 355nm 紫外激光器目前主要是采用 I 类相位匹配二倍频+II 类相位匹配和频的技术路线,由于可以充分利用到泵浦光,这种搭配方式通常可以获得比较理想的转换效率。图 6.8 为这种和频的光束偏振匹配情况示意图:

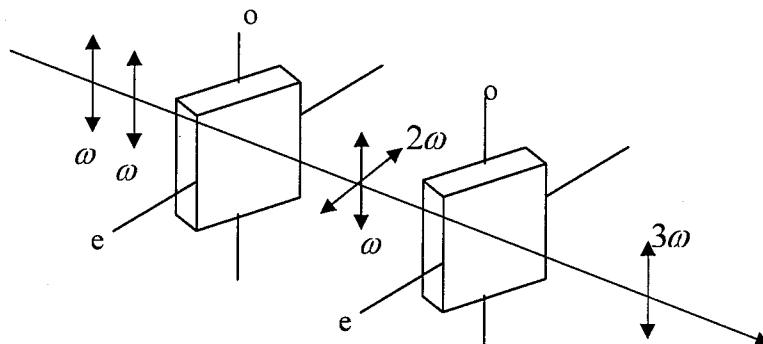


图 6.8 LBO 晶体中倍频 (I 类) 和三倍频 (II 类) 的光束偏振匹配情况

对于和频用的非线性晶体的选择, 应该在高的非线性系数、大的接受角、及小的走离效应之间找一个平衡, 表 6.1 所示的为目前常用的和频用非线性晶体。从表中可以看出, BBO 晶体的有效非线性系数最大, 但是它的接受角非常小、走离角却又非常大, 导致该晶体很难获得很高的转换效率。CLBO 晶体是日本大阪大学 Yusuke Mori 等人在 1995 年发明的一种性能优良的非线性晶体<sup>[17]</sup>, 尽管它的非线性系数比 BBO 晶体稍小一些, 但是它的接受角比 BBO 大, 走离角也比 BBO 晶体小不少, 可惜由于该晶体具有强烈的潮解特性, 使得使用起来相当的困难, CLBO 晶体的主要优势体现在倍频 532nm 激光产生深紫外的 266nm 上。目前比较成熟且大量采用的和频晶体是 II 类位相匹配的 LBO 晶体, 尽管它的非线性系数在四种晶体中最小, 但是因为它有相对大的接受角, 就可以允许将红外基频光聚焦到 100μm 甚至更小的直径; 另外相对小的走离角度, 这就可以采用走离补偿方案, 以获得最大程度的红外基频光和倍频光的光束交叠。在四种晶体当中 CBO 晶体的综合参数最好, 最适合做高功率的 355nm 紫外激光器, 它是由中国科技大学的吴义成在 1993 年发明的一种性能优良的紫外非线性晶体<sup>[18]</sup>, 可惜由于该晶体的生长存在困难, 导致该晶体一直以来都没有获得大量的应用。但是随着该晶体生长技术的不断改进, 相信它是 LBO 晶体的在 355nm 紫外激光领域最佳的替代品<sup>[19,20,21]</sup>。

表 6.1 用于和频产生 355nm 激光采用的晶体的非线性特性表 (II 类相位匹配)

$$1064(o) + 532(e) \rightarrow 355(o)$$

| Crystal | nonlinear coefficient $d_{eff}$<br>[pm/V] | acceptance angle $\times$ length<br>[mrad cm] | walk-off angle<br>[mrad] |
|---------|-------------------------------------------|-----------------------------------------------|--------------------------|
| LBO     | 0.66                                      | 5.0                                           | 9.3                      |
| BBO     | 1.21                                      | 0.6                                           | 76.4                     |
| CLBO    | 0.93                                      | 1.2                                           | 37.3                     |
| CBO     | 1.15                                      | 2.7                                           | 16.2                     |

实际应用要求的紫外激光器的单脉冲能量 (mJ) 和重复频率 (kHz), 再考虑到紫外激光器的各个非线性过程的转换效率, 综合决定了所要求的调 Q 基频振荡激光器的输出功率。为了获得 20W 以上的 355nm 激光输出, 那么基横模运转的调 Q 1064nm 基频激光器的输出平均功率应该在 50W 以上。为了提高紫外激光器的输出功率水平, 就要提高基频激光器的输出功率水平, 这可以采用不同的谐振腔设计方法、不同的增益介质以及不同的泵浦方式来获得。

国外研制的半导体泵浦的全固态 355nm 紫外激光器已经相对成熟, 不仅光光转换效率突破了 40% (1064nm $\rightarrow$ 355nm), 而且通过工艺上的改进使整机可靠性已经能够适用于工业用途, 其在激光微加工行业已经有许多成功的应用案例 (Coherent 公司是该领域的领头羊); 而国内在这方面尽管也有一些少量的研究工作, 但是其基频到紫外激光的光光转换效率通常都在 10% 以下, 而且国内的紫外激光技术仅仅是停留在出光学现象的层面上, 距离真正的应用水平还有相当的距离<sup>[22-27]</sup>。

### §6.3 瓦级全固态 355nm 紫外激光器的实验研究

#### 一、端面泵浦腔外三倍频瓦级紫外激光器

我们采用大功率国产光纤束模块端面泵浦 Nd: YVO<sub>4</sub> 激光晶体, 声光调 Q 技术实现高功率高光束质量基频光输出, 在腔外分别采用 LBO I 类相位匹配的二倍频和 LBO II 类相位匹配的和频技术路线获得了大功率的紫外激光输出。在对 1064nm 基频激光和 532nm 倍频激光聚焦到三倍频晶体中时, 采用凹面反射镜聚焦, 避免了普通单透镜对双波长激光聚焦时产生的色差, 有效地提高了基频光

和二倍频激光的空间交叠率,从而提高了三倍频的效率。最终在注入泵浦光功率 23.3W,在 20kHz 的重复频率下,基频光输出功率为 7.28W,紫外激光输出功率达到了 1.86W,1064nm 基频光到 355nm 紫外激光的光光效率达到了 25.5%,此效率接近了国外先进水平。

### 1- 实验装置

实验装置如图6.9所示,泵浦源和准直聚焦光学系统和第四章中的完全一致。Nd: YVO<sub>4</sub>激光晶体采用的0.3at.% Nd<sup>3+</sup>掺杂浓度, a轴切割,晶体尺寸为 3mm×3mm×10mm,通光方向长度为10mm,晶体的两个通光面分别镀1064nm和 808nm增透膜( $R_{1064nm} < 0.5\%$ ,  $R_{808nm} < 5\%$ ),晶体的侧面用铝箔包住装在用循环水冷却的紫铜块内,制冷系统温度设定在18°C。

为获取大的基模体积,谐振腔采用腔长为200mm左右的平行平面腔结构。平面镜M<sub>1</sub>一面对808nm增透( $R < 0.5\%$ ),另一面对808nm增透( $R < 5\%$ )和1064nm全反( $R > 99.5\%$ )。平面镜M<sub>2</sub>为输出耦合镜,输出透过率为 $T = 20\%$ @1064nm。声光Q开关为Neos公司生产的熔石英Q开关,通光方向长度为10mm,由中心频率为27MHz,射频功率为50W的声光驱动电源驱动,调制重复频率在1~100kHz的范围内连续可调。平面镜M<sub>3</sub>和M<sub>4</sub>是入射角为45°的1064nm的单点全反镜( $R > 99.8\%$ )。f<sub>1</sub>为焦距为50mm的平凸薄透镜,两个端面分别镀1064nm和532nm增透膜( $R_{1064nm} < 0.2\%$ ,  $R_{532nm} < 0.2\%$ )。f<sub>1</sub>透镜的焦平面处放置I类临界位相匹配LBO二倍频晶体,晶体尺寸为3mm×3mm×10mm,晶体的两个端面镀1064nm和532nm的双增透膜( $R_{1064nm} < 0.2\%$ ,  $R_{532nm} < 0.2\%$ )。M<sub>5</sub>为平凹反射镜,凹面曲率半径为100mm,凹面镀1064nm和532nm高反膜( $T_{1064nm} < 0.2\%$ ,  $T_{532nm} < 0.2\%$ )。在凹面反射镜的焦平面处放置II类临界位相匹配LBO三倍频晶体,晶体尺寸为3mm×3mm×10mm,晶体的两个端面镀1064nm、532nm和355nm的三色增透膜。f<sub>2</sub>为焦距50mm的平凸薄透镜,镀膜与三倍频激光晶体一致,其作用是对输出的紫外激光进行准直,压缩紫外光的发散角。图中M<sub>6</sub>为布氏角棱镜,其作用是将355nm紫外激光与1064nm和532nm分开。

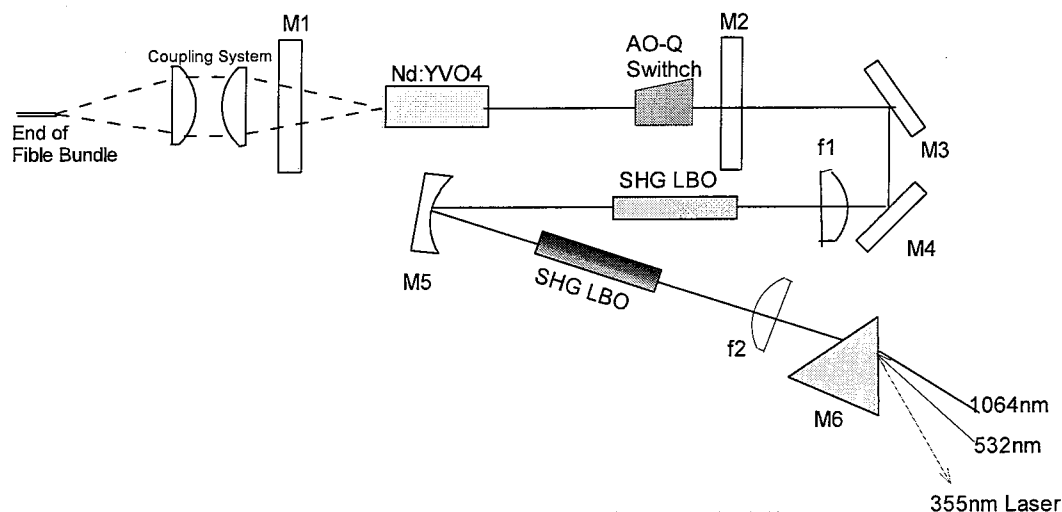


图 6.9 端面泵浦腔外三倍频瓦级紫外激光实验装置

## 2- 试验结果和讨论

由于 Nd:YVO<sub>4</sub> 激光晶体的上能级寿命为 96us 左右, 20kHz 左右为其最佳工作频率。将声光调 Q 激光器的调制频率设置为 20kHz, 在不同的工作电流下分别测试了 1064nm、532nm 和 355nm 激光的平均输出功率, 测试的数据结果见图 6.10。可以看到随着泵浦光功率的不断增大, 输出激光功率也在不断增大, 在注入的泵浦光功率在 23.3W 时, 355nm 紫外激光输出功率达到最大 1.86W。注入泵浦光功率继续增加, 基频光和二倍频光功率也随之增大, 但是紫外激光输出功率反而减小, 其可能原因是该谐振腔在高功率泵浦下基频激光光束质量变差, 致使紫外光输出功率降低。

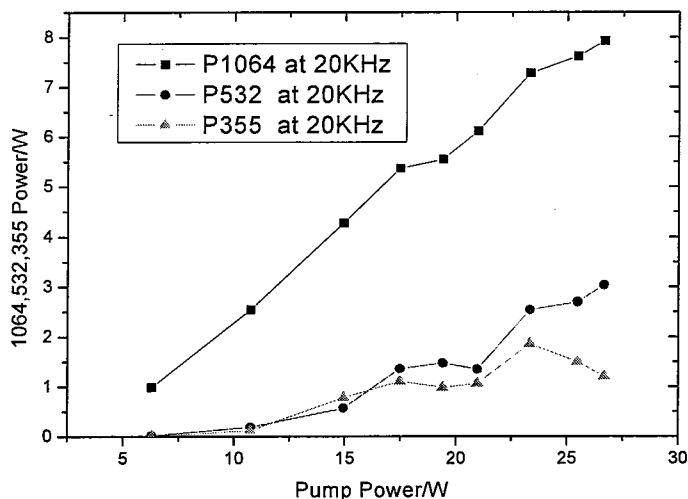


图 6.10 1064nm、532nm 和 355nm 的平均输出功率随泵浦光功率的变化曲线

为了评价系统的光-光转换效率,分别测试了不同基频光输出功率下的三倍频激光输出功率,见图 6.11。可以看出在基频光输出功率为 7.28W 时,紫外激光输出功率达到了最大值 1.86W,相应的红外基频光到紫外激光的光-光转换效率也达到了 25.5 % 的最大值。

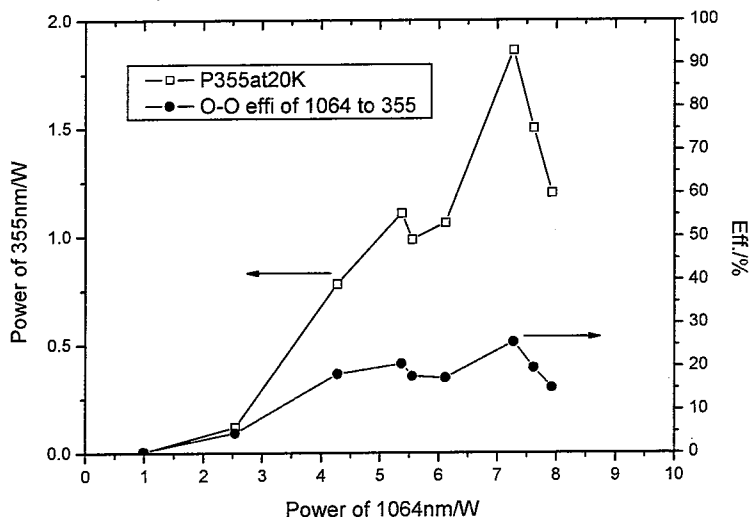


图 6.11 355nm 激光平均输出功率和光-光转换效率随基频光功率的变化曲线

为了更好的衡量调 Q 工作下的紫外激光输出特性,采用 DET-210 型快速光电二极管和 Tektronix 300MHz 示波器对紫外激光的脉冲宽度进行了测量,测试结果如图 6.12。在 20kHz 重复频率最大输出功率为 1.86W 的情况下,355nm 紫外激光的脉冲宽度为 12.1ns,相应的激光单脉冲能量为  $93\mu J$ ,激光峰值功率为 7.7kW。

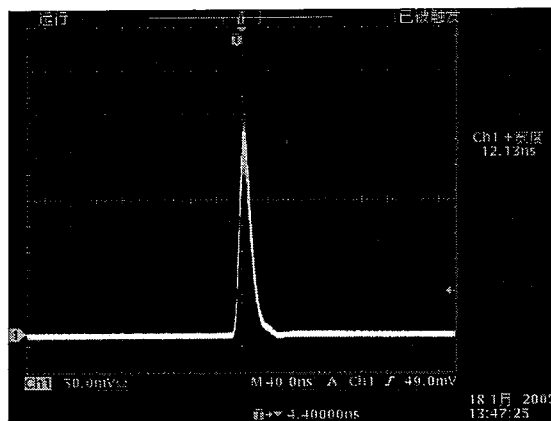


图 6.12 紫外激光的单脉冲波形

同时,用 Spiricon 公司  $M^2-200$  光束质量分析仪对紫外激光的输出光束质量做了测试,在 355nm 紫外激光 1.86W 输出条件下,测得光束质量因子分别为  $M^2_x \sim 1.50$ ,  $M^2_y \sim 1.39$ ,可见此时输出激光的光束质量为  $TEM_{00}$  模。图 6.13 为激光的远场光斑分布情况。

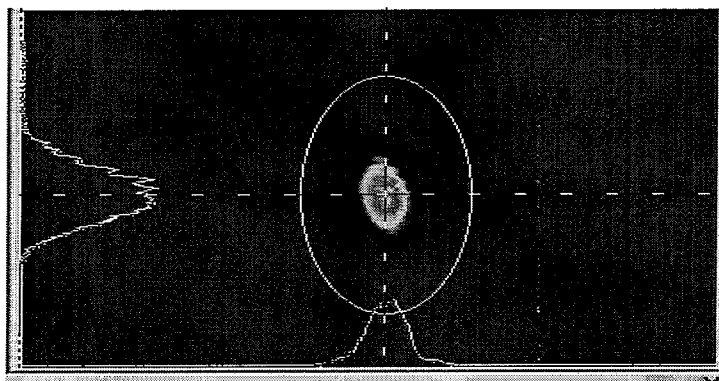


图 6.13 激光光斑的远场分布

我们在 900mW 的输出功率处测试了紫外激光器连续八小时的工作稳定性,测试时每隔一个小时作一次数据记录,八个测试数据如下: 880mW, 892mW, 907mW, 872mW, 890mW, 987mW, 917mW, 911mW, 稳定性为  $\pm 2.3\%$ 。

图 6.14 为我们研制的 1.8W 端泵 355nm 紫外激光器样机图片。



图 6.14 1.8W 端泵紫外激光器样机图片

## 二、2.5W 侧面泵浦 Nd:YAG 腔内三倍频紫外激光器

为了进一步提高紫外激光的输出功率,我们又尝试了侧泵+腔内倍频的技术路线。通过在腔内采用色散棱镜将紫外激光输出,最终在泵浦光功率约为 120W 时,得到了 2.5W 的 355nm 紫外激光,同时 3 小时的功率稳定性为小于 0.8%(RMS)。

### 1- 实验装置

大功率腔内色散准连续紫外光的实验装置如图 6.13 所示,抽运源包括一个激光头 (Laser Head),由三列互呈  $120^\circ$  放置的连续激光二极管线阵侧面抽运掺钕钇铝石榴石 (Nd:YAG) 晶体棒组成,晶体棒尺寸为  $\phi 3\text{mm} \times 63\text{mm}$ ,  $\text{Nd}^{3+}$  离子质量分数为 0.6%,振荡腔内使用声光调制器产生调 Q 输出。谐振腔镜  $M_1$  选用平镜镀 1064nm 高反膜,谐振腔镜  $M_2$  选用平凹镜镀 1064nm、532nm 高反膜;非线性光学晶体 1 选用  $4 \times 4 \times 15$  切割角为  $\theta = 46.9^\circ$ ,  $\varphi = 90^\circ$  的 LBO 晶体;非线性光学晶体 2 选用  $5 \times 5 \times 25$  切割角为  $\theta = 90^\circ$ ,  $\varphi = 0^\circ$  的 LBO 晶体;色散棱镜选用顶角为  $69^\circ$  的棱镜按 1064nm 光的布氏角放置在激光晶体非线性光学晶体 1 之间,声光 Q 开关放在谐振腔镜  $M_1$  和激光晶体之间。调节谐振腔镜  $M_1$  和  $M_2$  使 Nd:YAG 1064nm 激光起振,调节非线性光学晶体 2 使 1064nm 激光产生 532nm 倍频光,之后调节非线性光学晶体 1 使 1064nm 和 532nm 激光产生和频输出,则在布氏角色散耦合棱镜处可测得输出 355nm 的准连续紫外激光输出。

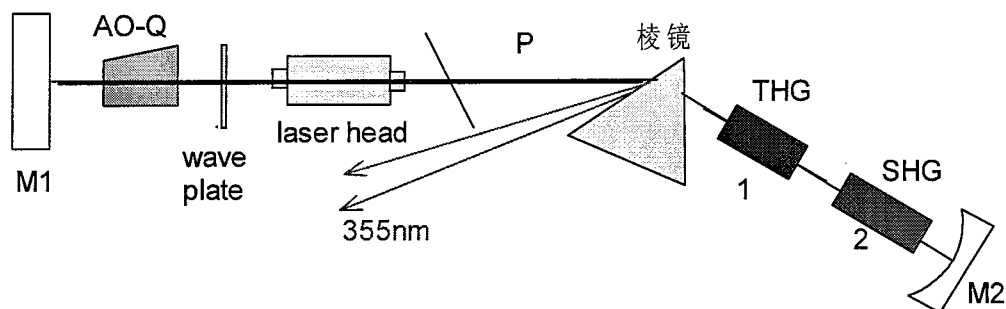
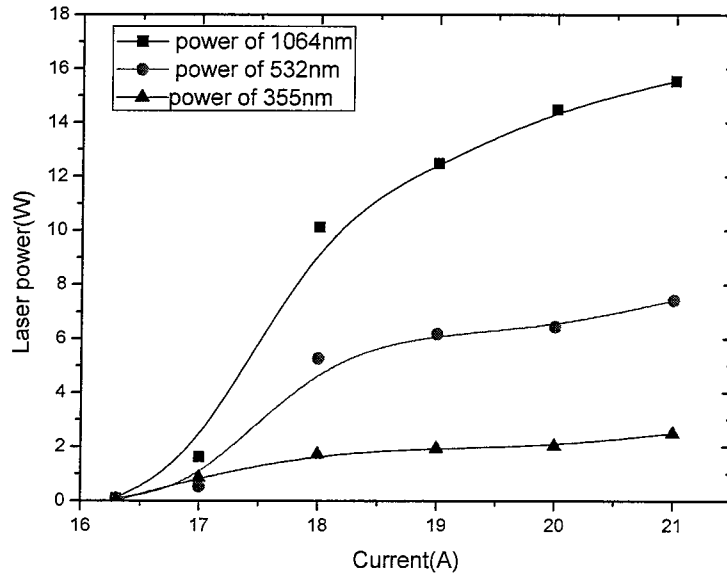


图 6.13 腔内色散调 Q Nd:YAG 三倍频紫外激光器实验装置

### 2- 实验结果与分析

为了更清楚的了解系统的运行效率,实验中首先分别用  $T=20\%$  的 1064nm 输出镜和  $0^\circ\text{HR}@1064\&\text{HT}@532\text{nm}$  的绿光输出镜替代谐振腔镜  $M_1$ , 分别测量该谐振腔设计的 1064nm 和 532nm 激光输出功率。之后再将  $M_1$  腔镜放回,仔细调节各个环节,在抽运光的功率增加到 120W 时,获得了最大 2.5W 的 355nm 紫外

激光输出。图 6.14 表示了基频光(1064nm)、倍频光(532nm)和紫外激光(355nm)的输出功率随泵浦功率的变化曲线,可见紫外激光的最大输出功率为 2.5W,相应的光光转换效率约为 17%。



#### 参考文献

- [1]. N. Hodgson, et al., Proc. of SPIE, vol. 4977, Photon Processing in Microelectronics and Photonics II, 281-294, 2003.
- [2]. W. 克西耐尔.固体激光工程[M]. 北京: 科学出版社, 1999, 521-540
- [3]. Chenlin Du, et al., Optics and Laser Technology, 2002(34): 695-698
- [4]. R. S. Craxton, et al., Opt. Commun. , 1980, **34**,:474
- [5]. N. Hodgson, et al., Conference on Lasers and Electro-Optics 2001, Technical Digest, 389-390, OSA 2001
- [6]. J. W. Pieterse, et al., U. S. Patent No. 5835513, 1998
- [7]. Y. Hirano, et al., Opt., Lett., 1999(24): 669-671
- [8]. M. Ostermeyer, et al., Appl. Opt., 2002(41): 7573-7582
- [9]. S. Konno, et al., Appl. Phys. Lett., 1997(70): 2650-2651
- [10]. Vittorio Magni, et al., J. Opt. Soc. Am., 1997(A4): 1962-1969

- [11]. A. Caprara, et, al., U. S. Patent No. 6115402, 2002
- [12]. Charles X. Wang, et, al., Proc. of SPIE Vol. 6100: 610019, 2006
- [13]. J. A. Alvarez-Chavez, et, al., Opt., Lett., 2000(25): 37-39
- [14]. C. L. Bonner, et, al., IEEE J. Quantum Electron., 2000(36): 234-242
- [15]. F. Brunner, et, al., Opt. Lett., 2002(27): 1162-1164
- [16]. W. L. Nighan, et, al., Conference on Lasers and Electro-Optics 1999, Technical Digest, p.1, OSA
- [17]. Yusuke, et, al., Appl. Phys. Lett., 1995, 67(13): 1818
- [18]. Yicheng Wu, et, al., Appl. Phys. Lett., vol., 1993(62) : 2614-2615
- [19]. Yi cheng Wu, et, al., Opt. Lett., 1997, 22(24): 1840-1842
- [20]. H. Kitano, et, al., Opt. Lett., 2003, 28(4): 263-265
- [21]. Yi cheng Wu, et, al., Chin. Phy. Lett., 2005, 22(6): 1426-1428
- [22]. 高兰兰等, 光电子技术. 2003,23(2): 109~112
- [23]. 范秀伟等, 激光与红外. 2005,35(5): 331~334
- [24]. 王云等, 光电子. 激光. 2005, 16(5): 551~553
- [25]. 谭成桥等, 激光与红外, 2005, 35(7): 490~492
- [26]. 谭成桥等, 光子学报, 2005, 34(9): 1289~1292
- [27]. 张少军等, 中国激光, 2003,30(12): 1087-1089



## 第七章 全固态可调谐激光技术研究

可调谐激光技术的出现是激光领域的一次重大革命,对可调谐激光器输出激光进行非线性频率变换,是获得紫外、深紫外激光的一条重要的技术路线。全固态可调谐激光器不仅继承了全固态激光器的各项优点,而且具有波长宽范围可调谐输出的独特优点,使得它在光化学、光生物学、激光光谱学、激光医疗、环境探测、光纤光学、光通信和军事国防领域获得了大量的应用,成为了全固态激光技术领域又一个研究的热点。本文首先介绍了目前常用的几种全固态可调谐激光技术方案,然后介绍了纳秒准连续运转的掺钛蓝宝石可调谐激光器的实验情况。

### §7.1 全固态可调谐激光技术介绍

全固态可调谐激光技术主要有以下技术路线:

#### 一、由可调谐固体激光材料调谐输出

普通的固体激光材料其光谱线宽通常都很窄,例如最常用的Nd:YAG和Nd:YVO<sub>4</sub>,其发射线宽都不足1nm,通常情况下都是单一波长工作。可调谐激光晶体是近年来探索激光晶体的一个热点,70年代可调谐染料激光器曾被广泛应用,但由于其使用技术苛刻,为运转和维持高性能系统需要具有较高水平的专门技能,加上可调谐激光晶体的飞速发展,现在已逐渐被固体激光器所取代。可调谐激光晶体种类繁多,图7.1为一些可调谐晶体及其调谐波段<sup>[1]</sup>,这些晶体几乎覆盖了从可见光到远红外的整个波段。其中的采用 $Ti^{3+}:Al_2O_3$  (掺钛蓝宝石)的可调谐激光器是当前发展最迅速、最成熟、最实用、应用最为广泛的固体可调谐激光器,其调谐范围为600nm-1200nm,通过频率变换可将调谐范围扩展到蓝光、紫外和深紫外波段,并可以脉冲、准连续和连续等多种方式运转。

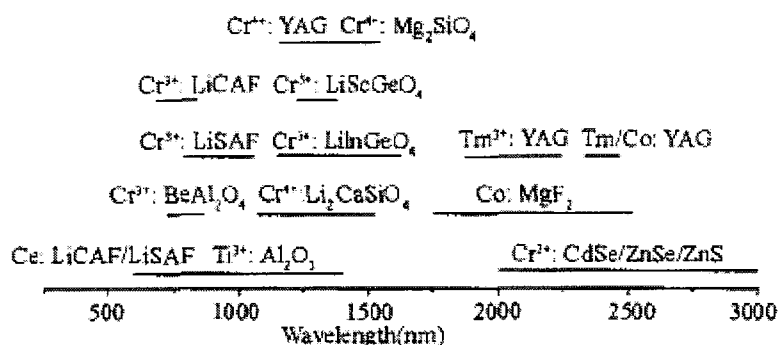


图 7.1 常见可调谐晶体及其调谐波段

## 二、通过光参量振荡 (OPO) 技术实现调谐输出

光学参量振荡器是利用非线性晶体的混频特性实现频率变换的器件,它既是非线性光学频率变换的器件,又是波长可调谐的光源,具有调谐范围宽、结构简单及工作可靠等特点,随着近年来一些新型而高效的非线性晶体的出现及发展,OPO以其宽调谐范围、高效率、高重复频率、高分辨率及小型固体化等特点日益引起国际光学界的重视,已被广泛应用于各科研领域(如新材料、生物、化学及共振光谱等)。

八十年代以后,非线性晶体研究的重大突破使OPO进入了实用阶段。涌现出许多透明范围更宽、匹配波长更长的参量振荡晶体,如KTP、BBO、LBO、KTA、MgO: LiNbO<sub>3</sub>、AgGaSe<sub>2</sub>、AgGaS<sub>2</sub>、CdSe、ZnGeP<sub>2</sub>、Urea、CsTiOAsO<sub>4</sub>等。另外,值得注意的是近几年迅速发展起来的光学超晶格材料技术,为人们呈现了一种全新的准相位匹配(Quasi-Phase Match, QPM)光学参量振荡器<sup>[2]</sup>。到目前为止,人们采用不同的泵浦波长、不同的非线性晶体及调谐方式,已实现0.4-18μm的宽调谐输出,谱线宽度一般达几个波数,激光脉宽由连续到纳秒、皮秒、甚至于飞秒量级<sup>[2-8]</sup>。一般来说,单模、窄线宽、窄脉宽、高峰值脉冲泵浦的光学参量振荡器可获得较高的转换效率。OPO已成为可调谐激光的主流,是实现可调谐激光输出的有效技术手段,它的发展趋势主要是:用组合调谐方式进行红外波段的扩展和紫外波段的延伸、PPLN技术、新型参振晶体的开发及全固态OPO。

## 三、其他固态可调谐输出的激光器

可调谐的半导体激光器和可调谐光纤激光器由于受到光纤通信市场的巨大刺激,近年来发展非常迅速,它们主要通过布拉格光栅、微光机电系统、光纤光栅等技术手段实现波长调谐输出<sup>[9]</sup>。

## § 7.2 纳秒掺钛蓝宝石激光器调谐技术实验研究

近年来随着半导体激光(LD)产业的迅猛发展,LD泵浦的全固态激光器(DPL)研究取得了巨大的进展,纳秒全固态可调谐掺钛蓝宝石激光器由于具有高峰值功率、宽调谐范围、效率高、寿命长、工作可靠等优点,在激光光谱学、非线性光学、光刻技术、大气监测、激光医疗和科研等领域有着广泛应用。全固态可调谐掺钛蓝宝石激光通过频率变换可将调谐范围扩展到蓝光、紫外和深紫外波段,是紫外动态光谱学和纳米级微机械加工中的重要调谐光源,其倍频产生 193nm 激光将成为最新一代光刻机使用的对准光源。

自 Maker 首次报道 LD 泵浦的掺钛蓝宝石激光器(Ti: Sapphire)以来<sup>[10]</sup>,以各种方式运转的 Ti: sapphire DPL 一直成为激光领域的研究热点,我国在该方面研究起步较晚,2002 年才首次实现准连续掺钛蓝宝石激光器的全固态运转<sup>[11]</sup>。

在我们的工作中,自行研制了高平均功率、高光束质量全固态绿光激光器,以其作泵源抽运掺钛蓝宝石晶体,实现 6.44W 高平均功率激光输出,光-光转换效率大于 40%,利用石英布氏棱镜对作为腔内色散元件,获得 740nm~880nm、线宽 1nm 的宽调谐激光输出,最大输出功率 2.87W,光-光转换效为 25%。为了获得更窄线宽的调谐激光输出,我们尝试了具有更大色散系数的重火石棱镜对做腔内色散元件,调谐激光的输出激光线宽可压窄至 0.3nm,可惜由于损耗增大导致了输出功率显著下降。

### 一、 掺钛蓝宝石晶体的激光特性

由于掺钛蓝宝石激光晶体具有极其优异的物理和光学特性,使其成为应用最广的一种可调谐激光晶体之一。掺钛蓝宝石激光晶体吸收光谱有较强的偏振特性, $\pi$ 方向(平行与晶体 c 轴的方向)的吸收远大于 $\sigma$ 方向(垂直于晶体 c 轴的方向),因此一般用偏振方向平行于晶体 $\pi$ 方向的激光来进行泵浦来获取高的吸收效率,同时其荧光光谱 also 具有很强的偏振特性。图 7.2 为掺钛蓝宝石激光晶体 $\pi$ 方向的吸收和发射光谱,可见掺钛蓝宝石激光晶体有将近 250nm 的吸收带

宽，吸收峰值在 490nm 和 560nm 处，因此可以用多种泵浦源对其进行泵浦，例如氩离子激光器、铜蒸汽激光器、倍频 Nd:YAG 激光器和倍频 Nd:YLF 激光器。钛宝石激光晶体荧光光谱覆盖了 600nm~1200nm 的整个波长范围，通过谐波变换技术可以将其波长范围扩展到 185nm 的深紫外波段。图 7.3 为一款商业钛宝石激光器及其谐波激光器系统可以覆盖的波长范围。掺钛蓝宝石激光晶体另外一个特点就是其上能级荧光寿命只有 3.2us，因此可以用高能量的短脉冲激光器泵浦获得高能量的激光输出。

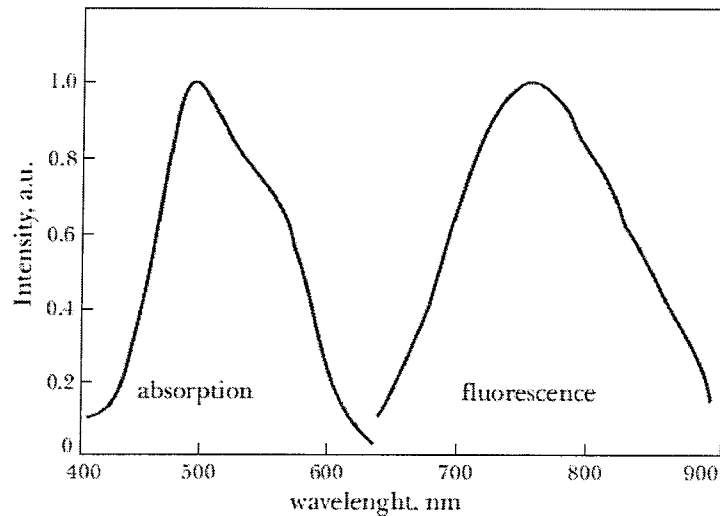
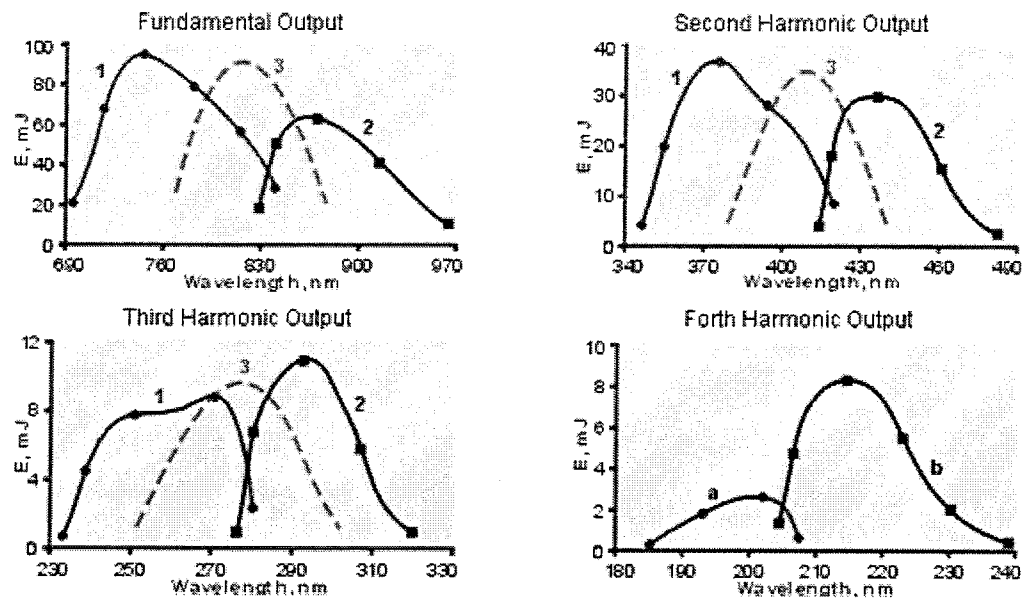


图 7.2 掺钛蓝宝石晶体的吸收和发射光谱 ( $\pi$  偏振)



(1 - short-wave selector, 2 - long-wave selector, 3 - medium-wave selector upon request)

图 7.3 掺钛蓝宝石激光器及其谐波的波长覆盖范围 (189nm~1000nm)

## 二、利用色散元件压窄调谐激光线宽的原理

谐振腔内使用石英布氏棱镜对作为色散元件, 当光线以布氏角入射并往返通过等腰布氏棱镜对时, 激光单程线宽  $\Delta\lambda$  可估算如下<sup>[12, 13, 14]</sup>:

$$\Delta\lambda = \frac{\Delta\theta}{\frac{d\theta}{d\lambda}} \quad (7-1)$$

其中:  $\Delta\theta$  为腔内振荡激光发散角,  $\frac{d\theta}{d\lambda}$  为棱镜对的单程角色散<sup>[12, 13, 14]</sup>,

$$\Delta\theta = \frac{\lambda}{\pi \cdot \omega_o} \cdot \left[ 1 + \left( \frac{Lr}{L} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (7-2)$$

L: 棱镜距束腰的距离, Lr: 振荡激光瑞利长度,

$$\frac{d\theta}{d\lambda} = 2 \cdot \sum_{i=1}^2 \left[ \left( \frac{\sin A}{\cos(\alpha 2) \cdot \cos(\alpha 4)} \right) \cdot \left( \frac{d}{d\lambda} n(\lambda) \right) \cdot \prod_{j=1}^i M^j \right] \quad (7-3)$$

A 为等腰布氏棱镜顶角 (此处  $A=69^\circ$ ),  $\alpha 2$  为光线在棱镜入射面的折射角,  $\alpha 4$  为光线出射棱镜的折射角,  $n(\lambda)$  为棱镜材料折射率, M 为第 j 棱镜放大倍数 (此处  $M=1$ )。

石英棱镜折射率方程如下:

$$n(\lambda) = \sqrt{1 + \frac{0.6961661 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - 0.0684043^2} + \frac{0.4079426 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - 0.11624143^2} + \frac{0.8974794 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - 9.896161^2}} \quad (7-4)$$

由谐振腔 ABCD 矩阵, 可计算出掺钛蓝宝石振荡激光的束腰半径约为  $200\mu m$ 。

当激光波长  $\lambda=800nm$  时, 由上式计算得, 腔内激光束发散角  $\Delta\theta \approx 4mrad$ , 棱镜对单程角色散  $\frac{d\theta}{d\lambda} = -0.138$ , 激光往返振荡一次的单程理论线宽约为  $28nm$ 。

在激光产生过程中, 激光脉冲在谐振腔内需经多次往返振荡, 由于棱镜对的色散作用, 除中心振荡波长附近的轴向模, 其他模式的光经过数次振荡后将移出增益区, 该增益竞争效应会使得输出激光的线宽比理论单程线宽窄得多。

## 三、实验装置

1-掺钛蓝宝石激光器的泵浦源: 高平均功率高光束质量全固态绿光激光器

图 7.4 是高平均功率高光束质量全固态绿光激光器抽运的可调谐掺钛蓝宝石

激光器示意图, 基频 1064nm 泵源包括两个激光头 (Laser Head), 每个激光头由三列互呈  $120^\circ$  放置的连续 LD 线阵侧面抽运 Nd:YAG 晶体棒组成, 晶体棒尺寸  $\phi 3\text{mm} \times 63\text{mm}$ ,  $\text{Nd}^{3+}$  离子掺杂浓度为 0.6%, 在两个激光头中间放置一片  $90^\circ$  石英旋光晶体以对高功率 LD 泵浦下晶体棒产生的热致应力双折射进行补偿, 基频振荡谐振腔内使用声光调制器产生调 Q 输出, 腔内插入起偏器以使基频输出为水平线偏振光, 后腔镜 M2 是 1064nm 全反的平面镜, 输出镜 M1 是 1064nm 透过率为 30% 的平面镜, 腔外倍频晶体采用 I 类非临界相位匹配 LBO 晶体。使用热近非稳腔的谐振腔优化设计方法研制成功了高平均功率基频和倍频 532nm 绿光激光器, 当重复频率为 10KHz 时, 532nm 绿光的最大输出平均功率高于 20W, 使用 Spiricon 公司型号为  $M^2$ -200 的光束质量分析仪和 DET-210 型快速光电二极管, 测得绿光光束质量因子  $M^2$  小于 6, 脉宽约 60ns, 为下一步高效率抽运掺钛蓝宝石晶体提供了条件。

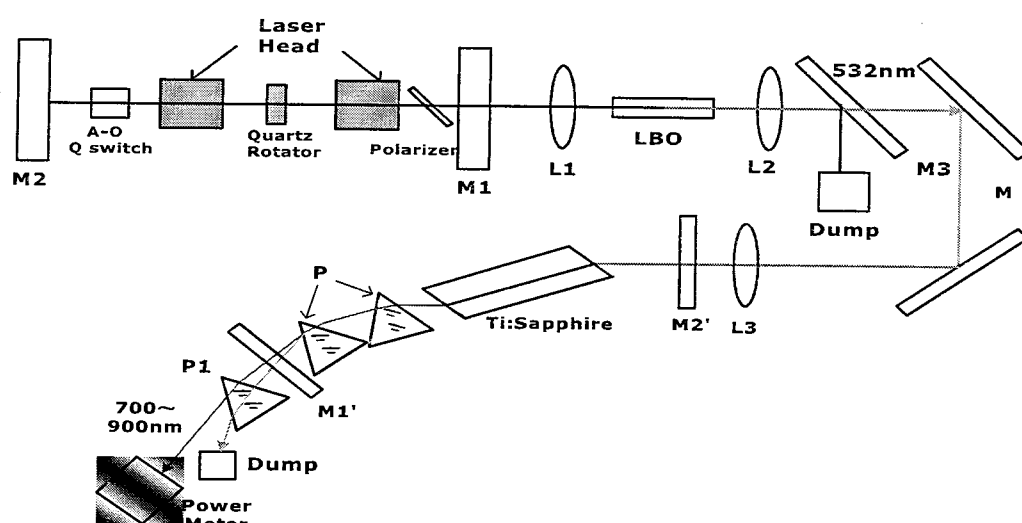


图 7.4 全固态倍频 Nd:YAG 绿光激光器抽运的可调谐掺钛蓝宝石激光器示意图

L1、L3: 聚焦透镜; L2: 准直透镜;  
M3: 分光平镜; M: 532nm 全反镜;

## 2- 掺钛蓝宝石激光器系统

我们使用上海大恒激光公司生产的掺钛蓝宝石激光晶体, 尺寸:  $3\text{mm} \times 3\text{mm} \times 25\text{mm}$ ,  $FOM > 250$ , 吸收系数  $\alpha = 0.9\text{cm}^{-1}$ , 晶体的两个通光面切成布儒斯特角, 532nm 激光以布儒斯特角入射并以  $\pi$  偏振方式抽运掺蓝宝石晶体。为减少热效应影响, 使用循环水对晶体进行冷却。

掺钛蓝宝石激光器采用腔长为 160mm 的平平腔结构, 掺钛宝石晶体放置腔中间 (见图 7.4), 焦距为 200mm 的平凸透镜 L3 将抽运光耦合入谐振腔内, 为避免高功率密度抽运光损伤掺钛蓝宝石晶体, 抽运光焦点置于晶体后约 15mm 处, 晶体内抽运光光斑半径约 130 $\mu$ m。输入镜  $M2'$  镀 532nm 透过率为 90% 和 740nm~880nm 宽带高反膜, 输出镜  $M1'$  在 740nm~880nm 波段的透过率为 20%。石英布氏棱镜对 P 作为色散元件压窄激光线宽, 调节输出镜  $M1'$  进行波长调谐。输出激光经布氏棱镜 P1 分光后, 使用中国计量科学院生产的 LM-20A 型功率计和 Anritsu Corporation MS9710B 型光谱仪分别测量了掺钛蓝宝石激光功率、波长和线宽。

#### 四 实验结果与分析

##### 1- 无色散元件时掺钛蓝宝石激光器输出特性

自由运转情况下, 采用 800nm 波长透过率为 30% 的输出镜, 测得掺钛蓝宝石激光器输出功率曲线 (图 7.5)。此掺钛蓝宝石激光器的阈值在 4W 左右, 随着抽运光功率加大, 掺钛蓝宝石激光输出功率逐渐变大, 光-光转换效率提高。当抽运光的功率增加到 16W 时, 获得了最大 6.44W 的输出, 掺钛蓝宝石激光器的最高光-光转换效率大于 40%。

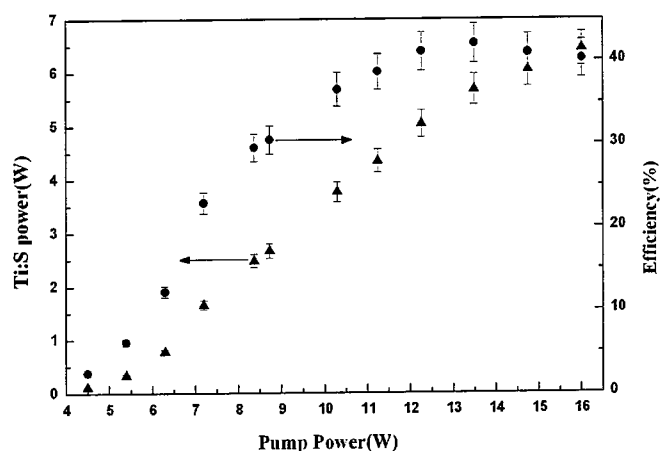


图 7.5 掺钛蓝宝石激光器的输出功率与抽运光功率变化关系及相应的光-光转换效率曲线

当继续提高抽运光功率, 掺钛蓝宝石激光输出功率趋于不稳定并且急剧下降, 主要原因是当抽运光功率比较大时掺钛蓝宝石的热透镜效应非常严重, 热焦距变短, 掺钛蓝宝石激光器的谐振腔进入到了稳区的边缘。

## 2-利用色散元件压窄线宽的调谐掺钛蓝宝石激光器输出特性

在图 7.4 所示实验光路中, 我们首先在腔内插入一块石英布氏棱镜, 当抽运光功率为 11.5W 时, 在输出波长 800nm 处, 测量输出激光线宽约 7nm, 随之在腔内插入相同的第二块棱镜, 测量激光线宽约 1nm, 同时我们测量了掺钛蓝宝石激光的输出功率与 532nm 抽运光功率变化关系及相应的光-光转换效率 (见图 7.6), 由图可知掺钛蓝宝石激光器的阈值在 4.6W 左右, 最大输出功率 2.87W, 相应的光-光转换效率约 25%。

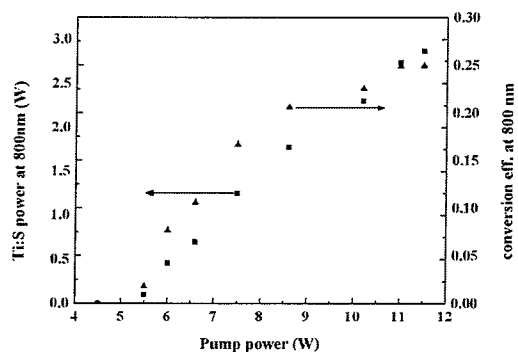


图 7.6 800nm 处, Ti: sapphire 激光器的输出功率及相应的光-光转换效率与抽运光功率关系

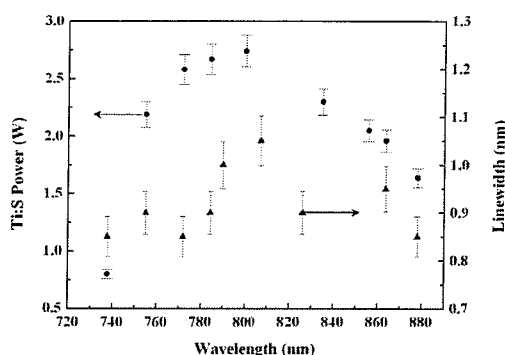


图 7.7 Ti: sapphire 激光器的调谐输出功率和线宽与输出波长的关系

在泵浦光功率为 11W 处, 通过调节输出镜镜  $M1'$  获得了连续宽调谐掺钛蓝宝石激光输出, 测得激光的输出功率、激光线宽与输出波长之间的关系 (见图 7.7), 激光器的调谐范围为 740~880nm, 在大部分调谐波长范围内激光输出功率大于 1.5W; 在中心波长 800nm 附近, 激光输出功率达到最大值 2.7W, 线宽最宽约 1.05nm。

为了获得更窄线宽的调谐激光输出, 我们使用具有更大色散系数的重火石布氏棱镜对作为腔内色散元件, 调谐激光线宽可压窄至 0.3nm, 最大输出功率 1.6W。

## 参考文献

- [1].谢丽艳等, 中国材料科技与设备,2006(5):17-23
- [2]. Lin Xue Chun, et al., Chin. Phys. 2003(12): 514
- [3]. Bi Yong, et al., Chin. Phys. Lett., 2003, 20(11): 1957-1959
- [4]. 李春等, 光子学报, 2002, 31 (8): 937-940
- [5]. 彭玲等, 光子学报, 2001, 31(22): 249-252
- [6]. Xiao Yuan Peng, et. al., IEEE J. Quantum Electron., 2005, 41(1): 53-61
- [7]. Xu Liu, et. al., Chin. Phys. Lett., 2006, 4(11): 664-667
- [8]. A. Zavadilova, et. al., Laser Phys. Lett., 2007, 4(2):103-108
- [9]. 徐庆扬等, 物理, 2004, 33(7):508-513
- [10]. G. T. Maker, Optics Letters, 1990, 15(7):375-377
- [11]. 张鸿博等, 中国激光, 2002, 29(7):666
- [12].许祖彦等, 中国激光, 1984, 11(11): 662-664
- [13]. 张国威, 可调谐激光技术[M]. 北京: 国防工业出版社, 2002: 174
- [14]. Richard Wyatt et. al., Opt. Communi., 1978, 26(1): 9-11
- [15]. Duarte F.J., et. al., Optical And Quant. Electron., 1989(21): 47-54



## 全文总结

本文围绕大功率全固态连续波绿光激光器、大功率全固态连续波蓝光激光器、大功率全固态声光调 Q 准连续波紫外激光器和纳秒掺钛蓝宝石激光器可调谐激光器做了大量的理论和实验研究，主要有以下几部分的研究内容：

- 1、回顾了全固态激光器的历史和发展；介绍了全固态激光器的优势和其主要的泵浦方式；综述了目前国内外在全固态三基色 DPSSL（红、绿、蓝）和全固态紫外激光器领域上的最新进展；同时又展望了在未来几年里 DPSSL 的发展趋势。
- 2、从空间速率方程出发，详细地讨论了不考虑热效应和考虑热效应两种情况下的 LD 端面泵浦固体激光器输入输出特性，重点分析了各空间分布变量对激光输出特性的影响，为设计高效率运转、高光束质量的激光器提供了设计原则。
- 3、对高功率端面泵浦连续波绿光激光器进行了实验研究，采用 LD 端面泵浦 Nd:YVO<sub>4</sub> 和 I 类非临界相位匹配 LBO 腔内倍频的技术路线，通过对晶体参数和腔型结构进行优化，在泵浦功率 30W 处获得了 9.4W 的 532nm 连续波绿光输出，光-光转换效率达到 31.3%，此转换效率处于先进水平。通过工业化的结构设计和工艺设计，样机具有很好的长期稳定性，达到了产业化水平。
- 4、详细地研究了 Nd:YVO<sub>4</sub> 晶体 914nm 准三能级谱线的工作特点，分析了它与四能级激光系统的区别，并重点研究了影响其激光效率的几个因素，如晶体长度、掺杂浓度、晶体温度、输出镜透过率等等。然后，对高功率 457nm 蓝光激光器进行实验研究，采用 LD 端面泵浦超低掺杂的 Nd:YVO<sub>4</sub> 和 I 类临界相位匹配 LBO 腔内倍频的技术路线，获得了 4.2W 的蓝光输出。通过工业化的结构设计和工艺设计，使这一技术达到了产业化水平，样机具有非常优异的可靠性和长期稳定性。
- 5、分别以端泵 Nd:YVO<sub>4</sub> 腔外倍频和侧泵 Nd:YAG 腔内倍频两条技术路线实现了全固态准连续瓦级 355nm 紫外激光输出。端泵结构中，在基频光输出功

率为 7.28W 时紫外激光输出功率达到了 1.86W，红外到紫外的光光效率达到了 25.5%，此效率接近了国际先进水平。侧泵结构中，我们利用布氏棱镜的色散将紫外激光倒出腔外，解决了腔内倍频紫外激光器腔镜镀膜难题，并获得了 2.5W 的准连续 355nm 紫外激光输出。

- 6、自行研制了大功率、高光束质量的侧泵 Nd: YAG 倍频 532nm 激光器，并将其用于泵浦掺钛蓝宝石晶体，在国内首次获得了高平均功率、窄线宽的宽调谐激光输出。腔内无色散元件时获得了最高 6.44W 的平均功率激光输出，光-光转换效率大于 40%；利用石英布氏棱镜对作为腔内色散元件，获得了 740nm~880nm 范围内连续可调谐的激光输出，激光线宽在 1nm 左右，在中心波长 800nm 处最大输出功率达到了 2.87W。