

分类号 理学
UDC

密级 秘密
编号 M9006-251

学 位 论 文

半导体泵浦的绿光激光器及

Nd: BGO自调Q激光器

薛 强

指导教师姓名 范滇元 研究员

申请学位级别 硕士 专业名称 光 学

论文提交日期 1993.6.14 论文答辩日期 1993.6.21

学位授予单位和日期 中国科学院上海光学精密机械研究所 1993.6.21

答辩委员会主席 黄肇明 教 授

评阅人 黄肇明 教 授

汤星里 研究员

1993 年 5 月 30 日

中国科学院上海光学精密机械研究所

研究生毕业论文

论文题目 半导体泵浦的绿光激光器及

Nd: BGO 自调 Q 激光器

专 业 理 学 光 学

研究生姓名 薛 强

导师姓名 范 滇 元 研 究 员

研究生入学时间 1990 年 9 月

一九九三年五月三十日

鸣 谢

本论文的理论 and 实验工作在范滇元研究员和周复正研究员的悉心指导下完成，两位老师的严谨治学态度和渊博扎实的业务知识，使本人终生受益。在此，谨对两位老师表示由衷的感谢。

在本实验的过程中，沈小华博士，马建伟硕士，给予了极大帮助，在此深表感谢。

在实验过程中，沈丽青老师在各方面给予了很大帮助，谨深表感谢。还要感谢李植森老师提供的强电流源，以及镀膜组的范瑞英老师，光谱测量组的陈莉娜老师，半导体器件组的方祖捷、金志良和六室杨香春老师给予的大力合作。

感谢浙江大学的范琦康教授，李振华博士的全力合作和大力帮助。

感谢我的一些同学对我的帮助。

最后，感谢研究生部的老师三年来为我们作了大量工作。

摘 要

本论文首先对半导体泵浦的固体激光器的发展进行了详细的考察，得出了一系列的分析、比较结论用以指导我们的工作。主要着重于以下两方面的工作：

一、半导体泵浦的绿光激光器

二、半导体泵浦的 Nd: BGO 晶体自调 Q 激光器

对于半导体泵浦的绿光激光器，我们着重于不同的重点，实现了两种绿光激光器，从器件的小型化考虑，实现了 LD 泵浦的 NYAB 自倍频激光器，从提高输出功率，压缩激光脉冲，实现了 Nd: YAG 调 Q 腔内倍频激光器。论文首先从理论上讨论了倍频现象中的相位匹配问题，对各类匹配的相位匹配条件作了较为详细的讨论，得出了它们的相位匹配条件，同时对影响相位匹配的因素作了详细的讨论。NYAB 自倍频晶体，减少了由于倍频晶体和其它插入元件所带来的损耗，使腔长缩短，利于光路调节，一般 Nd: YAG 系统的倍频 KTP 晶体(Ⅱ型)，要用 $1/4$ 波片来控制合适的偏振，NYAB 自倍频晶体则不必用 $1/4$ 波片，它是 I 型倍频方式工作的，我们成功地用国产 DH-LDA 泵浦 NYAB 自倍频晶体，产生了 $0.53\mu\text{m}$ 的线偏振绿光，阈值泵浦功率为 35mw ，最大输出峰值功率为 4mw ，并进行了分析计算，理论值与实验结果基本附合。为提高输出绿光激光的质量，我们进行了 Nd: YAG 调 Q 腔内倍频的研究，实验用国产 200mw MQW-LDA 泵浦 Nd: YAG 激光器，声光调 Q，KTP 倍频，输出 $0.4\mu\text{J}$ 的倍频光，脉宽 70ns ，峰值功率 6mw ，并研究了这种激光器的动态特性，提出了存在使转换效率最高的最佳非线性耦合系数，它是调 Q 时反转粒子超阈值倍数的函数。

锆酸铋(简称 BGO)晶体是一种新兴的激光基质，同时它还是一种优良的

电光晶体和磁光晶体，尤其磁光费尔德常数几乎是熔融石英的七倍。因此，可以利用 BGO具有多种功能的特点设计出激光 /Q开关，它的特点是激光介质与磁调制器为一体，实现自调 Q，减少了由于增加调制器在光路调节中的困难和光腔内的插入损耗，使器件构造大大减化。我们在国际上首次实现半导体激光泵浦的固体激光器的磁光调 Q，得到 100ns，2 μ J 的调 Q 脉冲输出，脉冲起伏小于 0.5%，光-光转换效率 4%，并从理论上分析了实现磁光调 Q 的条件，对磁光 Q 开关的开关时间作了理论上的计算。

目 录

第一章、文献综述.....	5
(一) 引言.....	5
(二) LD 泵浦的固体激光器的发展.....	7
1. 早期的工作.....	7
2. 最新的发展.....	8
3. 最新的方向和进展.....	13
(三) LD 泵浦的固体激光器二次谐波产生的进展.....	16
(四) 本课题的引入.....	18
第二章、倍频现象中的相位匹配问题的理论研究.....	20
(一) 相位匹配的条件.....	20
(二) 影响相位匹配的几个因素.....	23
第三章、半导体激光泵浦的绿光激光器.....	25
一、半导体激光泵浦的 NYAB 自倍频激光器.....	25
(一) 引言.....	25
(二) 实验与结果.....	26
(三) 理论分析.....	28
(四) 讨论.....	29
二、半导体激光泵浦的 Nd:YAG 调 Q 激光器腔内倍频的研究.....	30
(一) 引言.....	30
(二) 调 Q 腔内倍频的理论分析.....	30
(三) 实验和结果.....	32
(四) 结果和讨论.....	35
第四章、半导体激光泵浦的 Nd: BGO 晶体的自调 Q 激光器.....	36
(一) 引言.....	36
(二) 实现 Nd: BGO 磁光调的条件.....	38
(三) 实验结果.....	41
(四) 讨论.....	44

第一章、文献综述

(一) 引言

自从第一台红宝石激光器问世以来，激光器不断取得日新月异的发展。尽管人们对增益介质从固态、液态到气态都做了广泛研究，激光波长从紫外延伸到红外，以及近年来超短脉冲产生，高峰值功率，高相干输出，谐波的产生都取得了重大进展。但是，由于激光器本身的体积庞大，效率不高，电源及制冷的要求苛刻，耗资巨大等特点，限制了激光器在许多领域的广泛应用。

激光二极管（Laser Diode 简称LD）列阵泵浦的固体激光器（Diode Laser Pumped Solid State Laser 简称 DPL 器件）近年来取得了突飞猛进的发展^{[1] [2] [3] [4]}，标志着固体激光器的革命性进步，给激光器的高效、低价、可靠、紧凑带来了生机。尤其，近年来 LD 制造技术迅速发展^[5, 6]，使其价格大大降低，发射波长范围变宽，谱线变窄，使以 LD 为泵浦源的全固态激光器越来越多地受到人们的青睐。

LD泵浦的固体激光器兼并了半导体激光器和固体激光器的双重优点，而与固体激光器及半导体激光器本身相比，都有极大的优点。

与传统的闪光灯泵浦的固体激光器相比，其优点主要表现在以下几个方面：

1. 具有高的效率

LD本身电光转换效率高，而且半导体激光较之氙灯光谱特性和方向性方面都有大的改善。LD 的发射谱很窄，一般只有几个 nm，可以与固体增益

介质的吸收谱良好匹配，因而泵浦效率高。半导体激光又有较好的方向性，保证了较高的耦合效率。因而 DPL 具有较高效率的优点。

2. 工作稳定性好

氙灯光能量和频率的涨落较大，必然带来固体激光器的输出涨落；另外，氙灯泵浦固体激光器热效应引起的工作物质的热畸变，也降低了固体激光的光学质量。而半导体激光功率频率都很稳定，且光谱与某些工作物质良好匹配，因而 LD 激励的固体激光器输出质量良好。

3. 体积小，且为全固态，利于器件实现小型化。

4. 寿命长

与闪光灯泵浦的固体激光器相比，LD 寿命较长，连续 (CW) 的 LD 寿命一般可超过 10000 小时，对连续 500mw 的 LD 器件测试，发现其在工作 4000 小时后，对特定功率所需电流仅增加 5%^[7]。

5. 具有好的时、空相干性

DPL 输出的线宽可以比 LD 低几个数量级，远远超过了 LD 的输出模式

(LD 平行和垂直于 PN 结的发散角较大，远场分布一般为双瓣或椭圆)，而 DPL 可以 TEM₀₀ 模输出，使其有良好的时间和空间相干性。

6. DPL 腔结构的多样化

DPL 器件既可以采用横向泵浦，也可采用纵向泵浦。增益介质既可以采用棒状，也可以采用光纤或波导。

7. DPL 器件可以用来调 Q 和锁模

LD 本身不适宜调 Q 或锁模，而 DPL 由于工作物质上能级寿命较长，可视为能量存储元件，在利用调 Q 或锁模技术时，可以获得高峰值功率和窄脉宽的激光输出。

二极管激光器和二极管泵浦的固体激光器的独特性质有希望在各种应用

中获得突破。这些应用包括适合空间要求的（紧凑，寿命长）通讯，用于微加工，显微外科，探测器和光纤通讯特征的相干光源；大气研究；光盘计录和图像处理；打印；条码扫描；指纹探测；微量气体测量；化学动力学研究和其它光谱学；光学破坏研究；测距；目标跟踪和勘测；高功率激光器的籽种注入。还可以获得所有利用谐波产生和参量振荡放大技术的固体可调谐激光器。

（二） LD 泵浦的固体激光器的发展

1. 早期的工作

在最初提出采用半导体激光器做为固体激光器泵浦源的几年里，由于半导体发光器件本身发展缓慢而阻滞了该领域的发展。1963年，Roger Newman^[8]用 GaAs 非相干自发辐射作为泵浦源，在 $\text{Nd}^{3+}:\text{CaWO}_4$ 中实现了 $1.06\mu\text{m}$ 的荧光输出；这是见于文献的最早报导，它第一次指出实现高效率运转，高平均功率输出的小型固体器件的可能性。

1964年，K. J. Keyes 等人^[9]利用 GaAs 的 $0.84\mu\text{m}$ 的相干辐射去泵浦 $\text{CaF}_2:\text{U}^{3+}$ ，在液氮温度下实现了 $2.613\mu\text{m}$ 的激光振荡输出。1965年，R. H. Harada 等人^[10]，证明了 GaAs 输出发射可以与掺 Nd^{3+} 的激光工作物质的吸收谱（8700）相吻合。后来，L. C. Conant 等人^[11]利用激光器阵列侧向泵浦，实现了多模功率为 120mw 的 $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ 激光输出，这种采用 GaAs 输出的相干光作为泵浦源的方式虽然有它自己的优点，但也有许多不尽人意之处。首先 GaAs 本身必须在低温下才能工作，使器件的结构复杂化。另外，GaAs 激光二极管的输出波长为 8700埃，但这并不在 Nd:YAG 的最高吸收峰 8086 埃处，为了改变这两点，在室温运转的双异质结器件出现以前，人们的

注意力便集中到了非相干光束泵浦上。

1969年, R. B. Aller 等人^[12]采用 $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ 的非相干荧光泵浦 Nd^{3+} : YAG 实现了 40mw 的 $1.064\mu\text{m}$ 的激光输出, 其总效率达 0.5%, 虽然它们仍在液氮温度下工作, 但是实现了与 Nd^{3+} : YAG 吸收峰的良好匹配。F. W. Ostermayer 等人^[13]在室温下实现了 $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ LD 泵浦的 Nd:YAG 激光器的连续运转, 当输入电功率为 30mw 时, 激光输出为 1.4mw, 效率仅有 0.0046%。后来, K. Washino 等人^[14]用室温连续运转 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 输出的超辐射去泵浦 Nd^{3+} : YAG, 由于超辐射有更小的发散角和窄的光谱宽度, 因而能提供更高的泵浦密度, 并使光浦匹配效率提高, 它们的光泵效率为 32%。总效率为 0.16%。输出 1.5mw 的连续激光。

尽管早期工作, 总效率很低, 但这主要由于半导体发光器件本身效率是极低的, 由其在低温下只有百分之几, 室温下也只有 10% 左右。但是, 早期工作使人们在提高光效率方面积累了丰富经验。

2. 近期的发展

六十年代末, 七十年代初, 由 Hayashi 和 Panish 等人研制的双异质结器件 (DH)^[15] 和双异质结器件 (DH)^[16] 才驱散了萦绕在人们头上的乌云。从此, 实现具有实用价值的高效固体激光器才真正成为可能。

日本公用电报电话公司的 Kenju 等人, 选用 LNP 作为工作物质进行了大量研究^{[17][18]}, LNP ($\text{LiNdP}_4\text{O}_{12}$) 具有比 Nd:YAG 高得多的吸收系数 ($\alpha_p = 40\text{cm}^{-1}$), 该物质做成薄片便能满足足够的吸收长度, 而在薄片光束的发散是极小, 因此, 可以实现均匀的高功率密度泵浦。1976年, Masatoshi 等人^[19]利用双异质器件 $\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ 去泵浦 LNP 实现了室温下高效率运转。LD 的中心波长为 $0.87\mu\text{m}$, 正好与 LNP 的吸收峰重叠, 当 LD 的输出为 25mw 时, 有 3.8mw 的激光输出, 光转换的效率为 15%, 后来, 他们利用中

心波长在 $0.80\mu\text{m}$ 的光泵浦，这时泵浦光的吸收效率可达 100%，而泵浦光的转换效率也提高到了 18.2%。

在室温连续运转的双异质结器件出现的初期，由于生长工艺不够成熟，器件的寿命只有几分钟至几十个小时，1976年实现了室温可连续运转 14000 小时的器件。后来又研制出了可达 10^5 小时的器件，寿命得到了保证。

功率的改善是在采用了 MOCVD 生长工艺后才比较明显的，1983 年美国塞克罗斯公司帕洛阿尔托研究中心制造了连续输出为 3W 的 GaAlAs 列阵器件。他们生产的脉冲器件也达到了百瓦量级，这种器件为实现固体器件的高效率泵浦提供了足够的条件。

1984年 B.K. Zhou 等研制成功线宽低于 10KHz 的单管 LD 泵浦的小型 Nd:YAG 激光器⁽²⁰⁾，其装置图如图1所示。此装置采用内腔式结构振荡器由介质棒自身形成，无需加腔镜，克服了声学噪声。内腔结构内损耗较小，因而阈值较低。采用纵向泵浦，耦合效率高。图2 是其实验结果，阈值泵浦功率只有 2.3mW，斜率效率高达 25%。图3 是频率稳定性测量结果。

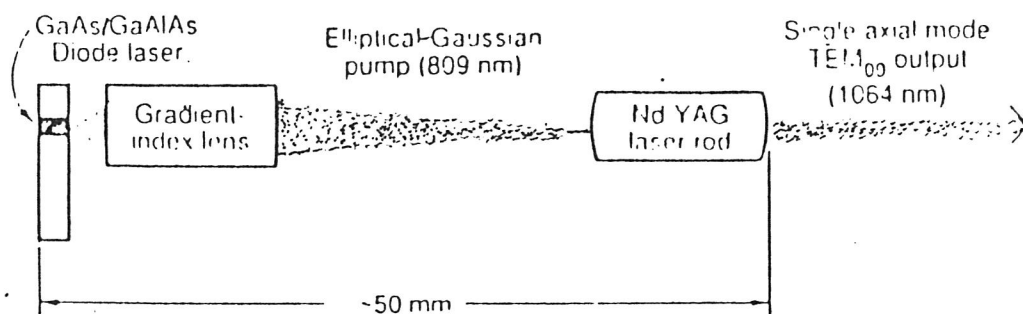


Fig. 1. Schematic of the diode laser-pumped monolithic Nd:YAG-

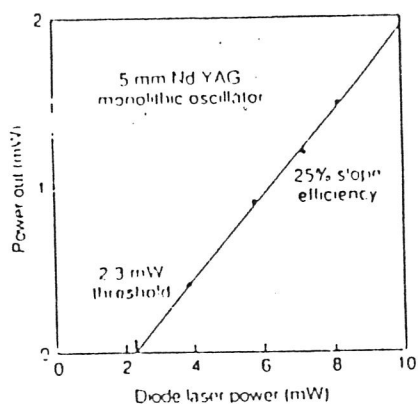


Fig. 2. Output power of the diode laser-pumped Nd:YAG monolithic oscillator versus input diode laser power. The 2.3-mW threshold and 25% slope efficiency are evidence for efficient operation.

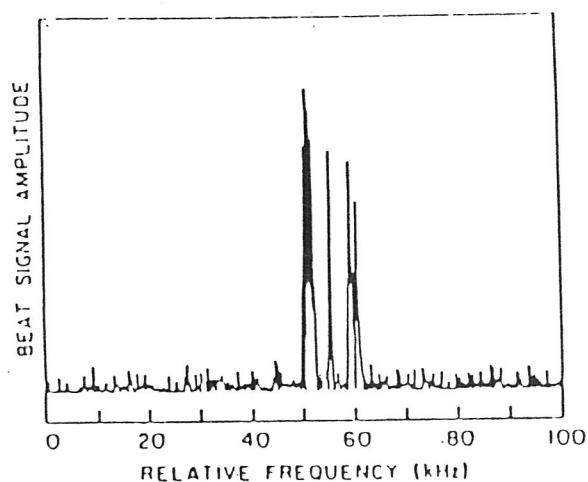


Fig. 3. Spectrum-analyzer trace of beating between independent lasers, recorded over 0.3 sec, shows a frequency of 10 kHz.

1985年, D. L. Sipes^[21]利用 220mW (cw) $0.8\mu\text{m}$ 的输出光去泵浦 Nd:YAG, 在室温下得到了 80mW 的 $1.06\mu\text{m}$ 单模激光输出, 总效率达 80%, 而光转换效率为 37%。他在该文中指出了效率随聚焦温度的关系, 当聚焦光斑变小时, 其光密度增大, 阈值变低, 而效率有明显提高。同时他还指出了提高效率的几种方法, 利用双端泵浦, 光转换效率估计可达 11%。实验装置见图4, 实验结果见图5, 阈值功率 9mW, 结果令人振奋。

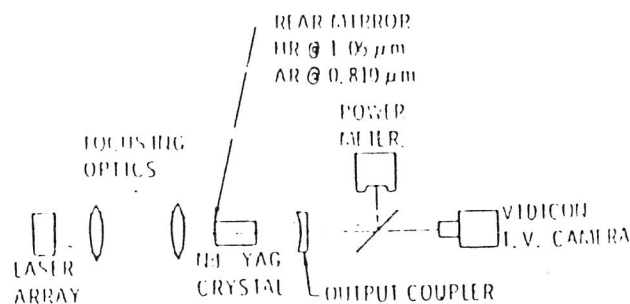


FIG. 4. Schematic diagram of semiconductor laser pumped Nd:YAG with tightly focused end-pump geometry

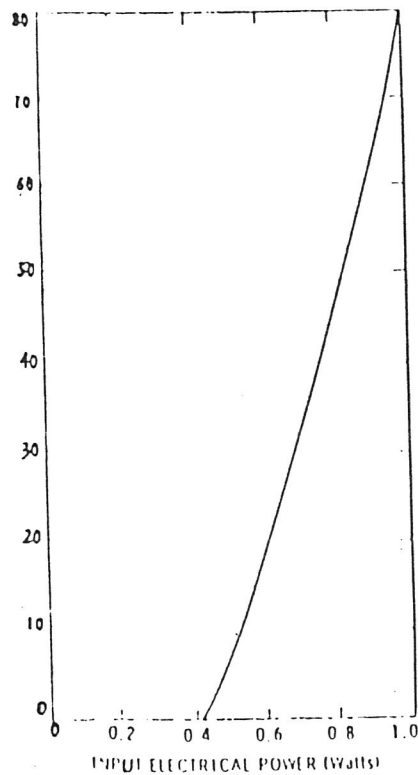


FIG. 5. Nd:YAG laser output power vs semiconductor laser input power.

以后人们又利用 LD 列阵泵浦来提高输出功率, 但因为泵浦光束尺寸较大, 泵浦区域较大, 模式匹配不佳, 这影响了系统的效率, 还易激发多模振荡, 降低输出激光的质量, 因而有待进一步采取措施使泵浦光变圆, 焦斑变大。1987年 M. K. Reed 等成功研制出一台二维列阵 LD 横向泵浦钕板激光器^[21], 装置如图6, 图7为实验结果。当列阵 LD 200 μ s 脉冲输出功率为300mW 时, 得到13mJ的单脉冲固体激光, 光-光转换效率为19%。

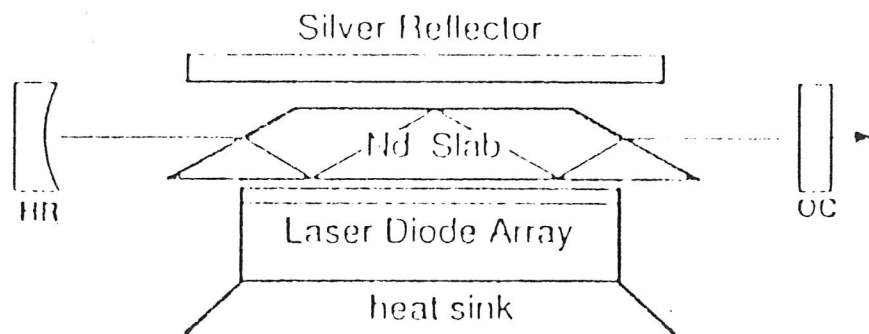


Fig. 6. Schematic of the diode-array-pumped zigzag slab laser. The resonator consisted of a 3-m concave high reflector (HR) and a flat outcoupler (OC) spaced by 12 cm. The diode array has an emitting area of 4 mm $\times$ 10 mm.

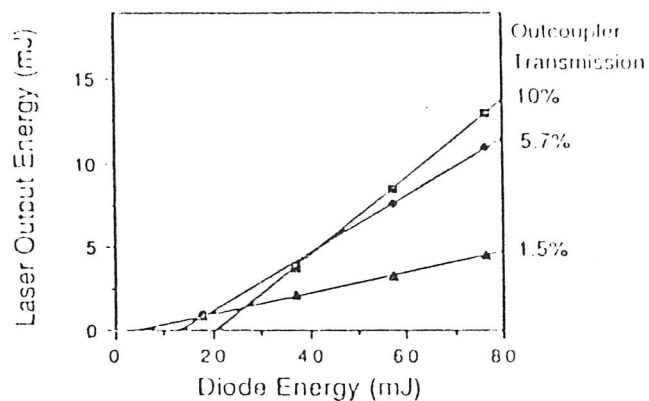


Fig. 13. Nd:YAG slab oscillator output energy versus laser diode optical input energy for three output couplings. The peak output of 13 mJ represents an efficiency of 17% for conversion of diode optical energy to 1.06 μm laser energy. Loss and storage efficiency estimates are derived from data by comparing the slope efficiency and outcoupler transmission as described in Eq. (2).

为了增大泵浦光强, 提高泵浦功率, 在横向泵浦时, 可借助光纤束耦合, 而不是如图6的直接照射方式, 图8 即为一例, 可获得较高的电光转换效率。

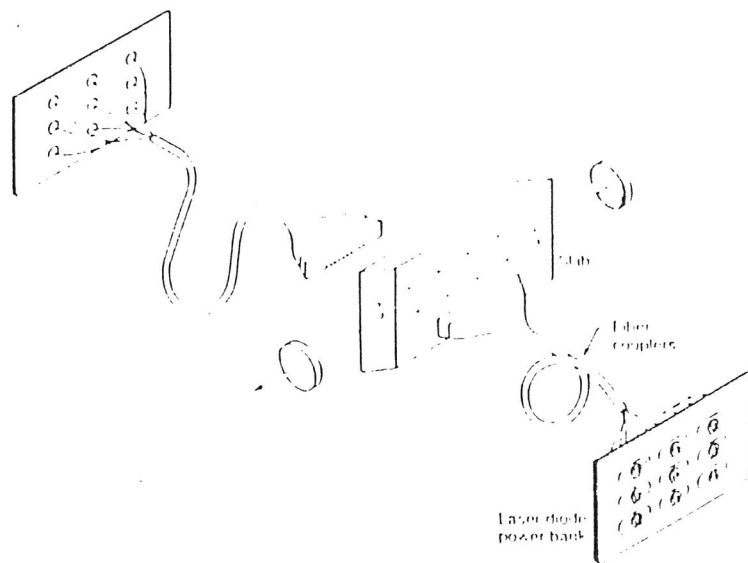


Fig. 8 Schematic of a proposed high average power slab laser oscillator pumped by an array of diode lasers. The use of many individual diode lasers with optical fiber coupling offers the advantages of lower cost, ease of power scaling, and long term reliability.

至此，我们回顾了 LD 泵浦固体激光器由小功率单管 LD 到大功率列阵 LD 泵浦的一般过程，随着这一领域研究的不断深入，人们提出了许多新设计并取得了实验上的成功。

3. 最新方向和进展

近十年来，由于半导体激光器制造工艺的日益成熟，固体激光器已获复苏，科学家预言，二极管泵浦激光器将代替灯泵固体激光器，也将部分取代可调谐染料激光器及一些气体激光器，是一种有很大应用前景的激光器。

半导体激光技术已取得重大进展，90年代仍无减慢迹象。重要进展包括：降低阈值电流，出现可见波长二极管激光器，激光输出功率明显地提高等。

低阈值半导体激光器。

半导体物理80年代出现的最重大概念是“量子阱”。从某种意义上讲，它是激活体积结构缩至越来越小尺寸的必然结果。量子阱是在具有大带间隙两层间的单层半导体，厚度为 5nm左右，为双异质结的 1/20-1/40。量子阱中的电子缺少逃逸能量，因而不能通过周围的厚层。量子阱很薄，其能态量子化，不能再形成半导体块连续能谱。这种量子化高载流子浓度使它的阈值比双异质半导体激光器低了很多，有人估算，对于层厚为 7nm的二维量子阱（又称量子丝）当腔片输出耦合率为20%时，阈值电流为几毫安，而一般双异质半导体激光器阈值电流为几十毫安。

短波长半导体激光器的出现，标志着半导体激光器新纪元的开始，波长越短，阈值电流就愈大，这是限制输出功率的一个重要因素，第一台可见光（红光）半导体激光器的功率仅为 1 mw，现在波长 670 nm 的输出连续波达 475 mw，采用应变层单量子阱梯度折射率分离约束异质结（GRINSCH）技术，在接近 He-Ne激光的 635 nm 波长处，输出已达瓦级，蓝绿波长激光器也在实验中获得成功。

方向性大大改善, 由于半导体激光器腔长短, 光束具有较大的发散角, 但是, 随着锁相列阵输出和注入锁定技术的发展, 光束发散角仅为 1.5 倍的衍射角。使其方向性有很大提高。

激光二极管泵浦 Nd:YAG 激光器最近已有商品出售, 实验室阶段 Z 字形传输板条激光器的平均输出功率已达 275W (重复频率 2.5KHz) [23]。目前, 激光二极管泵浦 Nd:YAG 激光器的连续输出, 据报导已达 1000W [24]。另外, 脉冲工作峰值功率已达 44mW [25] 作为高功率激光器迅速成长。固体激光器的输出, 可在主振功放 (MOPA) 的结构中加进位相共扼镜 (PCM) [26] 进行放大, 在双脉冲固体激光器中采用位相共扼镜, 可较好地补偿热引起的畸变和双折射, 另外, 相位共扼还可以用于使多个并联放大器相干耦合。 [27]

波长可调固体激光器的研究十分活跃, 现主要采用钛宝石 ($\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$, $0.66 \sim 0.18 \mu\text{m}$), 同时, 波长可调固体激光器的锁模也很活跃, 自 1988 年首次 DPL 锁模成功以来 [28], 目前, 文献上看锁模的固体激光器, 用 LD 作为泵浦源主流。已有多种方式实现 DPL 的锁模, 包括振幅调制 (AM), 相位调制 (FM)。附加脉冲锁模和自锁模 [29] [30] [31] [32] [33] [34] [35], 比采用传统的闪光灯泵浦的激光器, 脉宽, 稳定性, 时间抖动都有不同程度的改善。

用非线性晶体对激光二极管和激光二极管泵浦的固体激光器进行波长转换研究 (高次谐波与和频发生), 从而产生短波长相干光, 已经很普遍, 这与 KTP, BBO, LBO 等新型非线性晶体的研制成功息息相关。例如, 激光二极管泵浦的 $1.064 \mu\text{m}$ Nd:YAG 激光器的四次谐波 (266nm), 与 KrF 激光的波长 (248nm) 相当。利用激光二极管泵浦的 Nd:YAG 激光的二次谐波 (532 nm) 或者三次谐波 (355 nm) 等作泵浦光参量振荡的研究也十分活跃。从紫外到近红外全固态连续可调谐相干光的实用化, 也是指日可待。有望取

代波长可调谐染料激光器。

中红外固体激光器主要可用于医疗，由于高功率固体激光器已很普遍，因此工业上也有望作为大型工件的切割和焊接，另外，固体激光器已有助于激光核聚变反应堆驱动器的方案报道^[86]。

表一列出了 3DPL 的最新国际进展

表1 DPL的最新国际进展

名称	性 能	注
单管LD	0.8 μ m, 连续100mW, 单纵横模	商品, SDL
线列阵LD	0.8 μ m, 连续10W	商品, SDL
面列阵LD	0.8 μ m, 峰值功率250W, 50mJ/pulse	商品, SDL
CW DPL	1.06 μ m, 12W, 低横模	实验结果Fibertek Inc 20 $\times$ 5W线列阵泵浦
CW DPL	1.06 μ m, 3W(多模); 2W(TEM00)	商品, SDL
调Q DPL	1.047 μ m, 600 μ J/pulse 峰值功率70KW, 重复1KHz	实 验 结 果 Spectra-Physics Inc.
调Q DPL	1.06 μ m, 10mJ, 10Hz, 单纵模	商品, LDP Inc.
倍频 DPL	0.53 μ m, 1W连续 0.53 μ m, 150mW连续	实验结果, Sony Co. 商品, ADLAS Inc.
锁模 DPL	1.054 μ m, 5ps, 声光锁模 1.047 μ m, 7ps, 重复2GHz 平均功率 135mW	F.Kransg等人实验结果 实 验 结 果 K. J. Weingarten等人

(三)、LD 泵浦固体激光器二次谐波的产生的进展

利用二极管激光器，通过采用掺钛或铒(可获得波长范围 $1 \sim 3 \mu\text{m}$)的激光基质晶体和采用非线性晶体获得可见光，可使激光器在宽波段和众多波长上工作，它具有良好的频率稳定性和光束质量。

二极管激光器泵浦的固体激光器产生倍频可见光可在各种应用中获得突破。这些应用包括适合空间要求的(紧凑、长寿命)通讯；用于微加工、显微外科、探测器和光纤特性表征的相干光源、大气研究、光盘记录和图象处理、打印、条码扫描、指纹探测、微量气体探测、化学动力学研究和其它光谱学、光学破坏检查、测距、目标跟踪和勘测、高功率激光器的种籽注入等等。

在 LD 泵浦固体激光器倍频的各种方案中，使用的非线性晶体包括 KTP, KNbO_3 高效晶体，及适用二极管泵浦固体激光器的 $\text{MnO}:\text{LiNbO}_3$ 晶体，自倍频 $\text{Nd}:\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ 晶体和硼酸钪铝 [$\text{Nd}_x\text{Y}_{1-x}\text{Al}_3(\text{BO}_3)_4$ 称为 NYAB] 晶体。

表二摘录了这些晶体的特性：

晶 体	非线性 (pm/v)	特 性	来 源
KTP	$d_{31}=6.5$ $d_{32}=5.0$	对437, 524, 532和459nm波长进行二次谐波产生和混频。对其有很大接收宽度的各种混频可达到室温非临界匹配	[1, 2]
KNbO_3	$d_{31}=18$ $d_{32}=20.5$	对二极管激光器的各种混频方案和二次谐波产生可达到临界相位匹配	[1, 3]
$\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$	$d_{31}=6$ $d_{32}=20.5$	利用 d_{31} ，在温度为 100°C 时，用于1064 nm 二次谐波产生的非临界相位匹配；利用 d_{32} 在室温时对二极管激光(800-860)产生进行波导或准相位匹配	[1, 4]
NYAB	$d_{11}=1.7$	助熔剂法生长，具有 R_{32} 空间群的三角系晶体，可作为闪光灯，染料或二极管激光泵浦的532和660相干源的自倍频晶体	[1]

几种倍频方案（腔内与腔外）的比较

图9为内腔二次谐波产生方案，能从棒中获得高效可见光输出。由于腔内循环功率很高，二次谐波产生的转换过程非常有效。然而，由模式(纵模)竞争引起的不稳定性可能是个问题。

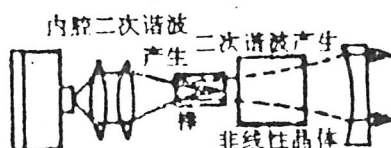


图9. 内腔二次谐波产生方案

图10是外腔二次谐波产生方案，与图9的内腔二次谐波产生方案相比有几个优点：

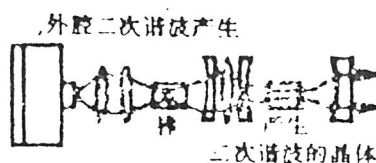


图10. 外腔二次谐波产生方案

第一、二极管泵浦激光器的红外输出可使用二次谐波产生腔单独进行最优化。第二、利用侧面泵浦方法，该方案可使用一个或几个高功率二极管激光阵列组合。第三、可避免由图9方案中普遍存在的模式竞争效应，在此种泵浦方案中已实现二极管激光泵浦 Nd: YAG，使用 KNbO_3 和 MgO: LiNbO_3 晶体的高效倍频。

图 1 1 为腔内调 Q、倍频方案，它可以产生高峰值功率，脉宽窄的绿光输出

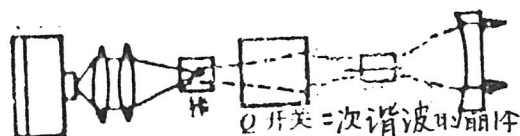


图 11. 腔内调 Q、倍频方案

自从 1984 年 Kuratev 第一次实现 LD 泵浦 Nd: YAG 倍频成功以来，随着半导体激光器技术的成熟。DPL 倍频的研究也倍受注意，取得了飞速发展。1985 年 Bear 和 Keirstead^[37] 利用 KTP 实现了 DPL 倍频。得到了 11mw 的 532nm 的激光绿光输出，总的电-光转换效率达到 0.91%。1988 年 Kozlovsky^[38] 利用外腔实现 MnO: LiNbO₃ 为非线性材料的 DPL 倍频，对于输入 15mw 的 1.06 μ m 激光，得到了 2mw 的 532 nm 的绿光，效率甚高，且频率稳定性非常好。1991 年，T. Y. Fan^[39] 实现了 4mw 的单纵模绿光输出，其泵浦功率为 260mw。Andrew J. W. Brown^[40] 等人利用调 Q、倍频方式，当 900mj 的 1.06 μ m 激光输入，得到 720mj 的绿光输出，转换效率高达 80%，且能量很高。

(四) 本课题的提出

以上，我们回顾了 LD 泵浦固体激光器从小功率单管 LD 到大功率列阵 LD 泵浦的发展，同时，也对 LD 泵浦的绿光激光器的进展作了简单回顾，随着这一领域的飞速发展，人们提出了许多新设计并取得了实验上的成功。

DPL 技术，尤其是 DPL 产生的绿光激光器在激光医疗、光盘存储、测距、通讯等等领域都有极大用途，而国内在这些方面起步较晚，比世界先进水平

有很大差距，因此，我们有必要进行这些方面的研究，我们的 LD 技术也很低，为促进国产 LD 产品的进步，我们立足国产 LD，实现了 DPL 倍频绿光激光器。

BGO 晶体是一种优良的激光基质晶体，同时也是一种磁光晶体，它的磁光费尔德常数是熔融石英的七倍，利用这一性质我们实现了 LD 泵浦的自调 Q 激光器，它不需另加 Q 调制器，使调 Q 过程简化，没有其它调 Q 所有的元件插入损耗，在国际上尚属首创。

第二章. 倍频现象中的相位匹配问题的理论研究

(一)、相位匹配

在二次谐波产生的过程中, 基波和谐波之间的能量耦合(转换), 是通过介质的非线性极化进行的。处于 2ω 的电磁场中的 $P^{NL}(2\omega)$ 是发射能量, 还是吸收能量, 要看它们之间的位相关系。如介质表面附近 $P^{NL}(2\omega)$ 发射 2ω 电磁能, 且在过程中都始终保持 $E(2\omega)$ 和 $P^{NL}(2\omega)$ 这个合适的位相关系, 则谐波能量不断增长。要始终保持这个合适的位相关系, 就要求电磁波与非线性极化波的速率相等, 即 $\Delta K=0$, 这即为相位匹配条件。反之, 若 $\Delta K \neq 0$, 两者速率不等, 则传播一段距离后, $E(2\omega)$ 与 $P^{NL}(2\omega)$ 的相对位相发生变化。 $P^{NL}(2\omega)$ 发射能量受到阻碍, 当它们之间的位相发生 180° 变化时 $P^{NL}(2\omega)$ 不再发射能量。也就是谐波能量通过非线性极化反转换到基波中去。

晶体具有双折射现象, 在晶体中除沿光轴外, 都有两个传播速度(即折射率不同)的两个偏振态, 即 o 光、e 光。在倍频时, 将基频和谐波选成不同偏振态的光, 一为 o 光, 一为 e 光, 这样 o 光、e 光折射率的不同可以补偿正常色散所造成的折射率差, 使之达到相位匹配 $n_1=n_2$ 。

1. 临界相位匹配

I 型相位匹配

I 型相位匹配方式, 基波只取一种偏振态, 在正轴晶体中取 e 偏振; 在负轴晶体中取 o 偏振态; 它们的相位匹配条件分别为:

$$\Delta K = 2K_{1e} - K_{2o} \rightarrow n_{1e}(\theta) = n_2 \quad \text{正单轴晶体} \dots\dots\dots (2-1)$$

$$\Delta K = 2K_{1o} - K_{2e} \rightarrow n_{1o}(\theta) = n_2 \quad \text{负单轴晶体} \dots\dots\dots (2-2)$$

这里

$$n_e(\theta) = \frac{n_o n_e}{(n_o^2 \sin^2 \theta + n_e^2 \cos^2 \theta)^{1/2}} \dots\dots\dots (2-3)$$

式中 n_o 、 n_e 为单轴晶体的主折射率； θ 为波矢量 K 与光轴的夹角。

根据①、②、③式可得到相位匹配角 θ_m ：

$$\sin \theta_m = \frac{n_{1e}}{n_{2o}} \left(\frac{n_{2o}^2 - n_{1o}^2}{n_{2e}^2 - n_{1e}^2} \right)^{1/2} \quad \text{正单轴晶体} \dots\dots\dots (2-4)$$

$$\sin \theta_m = \frac{n_{2e}}{n_{1o}} \left(\frac{n_{2o}^2 - n_{1o}^2}{n_{2e}^2 - n_{2o}^2} \right)^{1/2} \quad \text{负单轴晶体} \dots\dots\dots (2-5)$$

II 型相位匹配

II 型相位匹配的基波有两种偏振态（即基波为 o 光及 e 光两部分），产生的谐波在正单轴晶体中是 o 光，在负单轴晶体中是 e 光。因此，它们的相位匹配条件为：

$$\Delta k = (k_{1e} + k_{1o}) - k_{2o} = 0 \quad 1/2 [n_{1e}(\theta) + n_{1o}] = n_{2o} \quad \text{正单轴晶体} \dots\dots\dots (2-6)$$

$$\Delta k = (k_{1o} + k_{1e}) - k_{2e} = 0 \quad 1/2 [n_{1o} + n_{1e}(\theta)] = n_{2e}(\theta) \quad \text{负单轴晶体} \dots\dots\dots (2-7)$$

同样根据式⑥、⑦及③可得匹配角 θ_m ：

$$\sin \theta_m = \left\{ \frac{[n_{1o}/(2n_{2o} - n_{1o})]^2 - 1}{(n_{1o}/n_{1e})^2 - 1} \right\} \quad \text{正单轴晶体} \dots\dots\dots (2-8)$$

$$\begin{aligned} & 1/2 \quad n_{1o} + 1/2 \quad \frac{n_{1o} n_{1e}}{(n_{1o}^2 \sin^2 \theta + n_{1e}^2 \cos^2 \theta)^{1/2}} \\ & = \frac{n_{2o} n_{2e}}{(n_{2o}^2 \sin^2 \theta + n_{2e}^2 \cos^2 \theta)^{1/2}} \quad \text{负单轴晶体} \dots\dots\dots (2-9) \end{aligned}$$

I 型和 II 型相位匹配，是通过选择特定的角度 θ_m 来实现的，故称临界相位匹配。由于匹配方向对 θ_m 很敏感，（即小的偏离匹配角 θ_m ，便会造成相当大的 ΔK_0 ）所以也称临界相位匹配。

2. 非临界相位匹配

为使频率转换性能更好，人们总希望在非临界条件下工作的晶体，一般说，非临界相位匹配条件具有最有效和接收宽度（角宽度，光谱宽度和温度范围）很宽的优点。目前，KTP, KNbO_3 和 MnO: LiNbO_3 晶体已用于二极管泵浦系统的非临界匹配，这种匹配可通过室温条件下适当选择混频波长而获得，也可通过温度调谐（以速度特定系统）而获得。

图 1 3 和图 1 4 给出 KTP 和 KNbO_3 室温工作时的相位匹配曲线。值得注意的是，利用图 1 3 中的曲线 B，KTP 可获得一种独特的应用，即用于二极管激光泵浦，输出波长为 459nm 的 Nd:YAG 和频。非临界相位匹配可通过 KNbO_3 晶体的温度调谐获得如图 1 5 所示，。

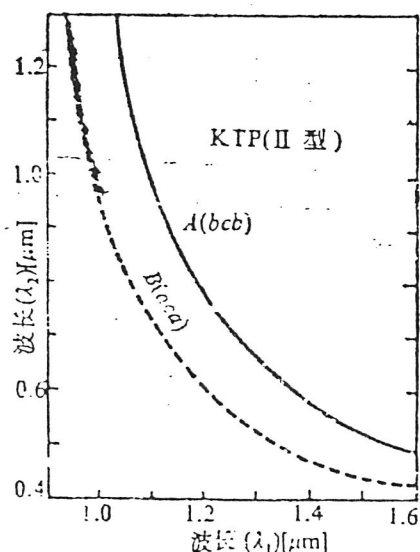


图 13 在室温条件下 KTP 晶体 II 型和频的非临界相位匹配曲线。其中曲线 A 的 $[bcb]$ 分别表示 $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ 的偏振方向。 (abc) 对应 (xyz) 轴。曲线 B 是 1064nm (偏振沿 a 轴) 和 809nm (偏振沿 c 轴) 的混频, 产生 459nm 的线偏振输出 (沿 a 轴)。因此用 $[acc]$ 表示

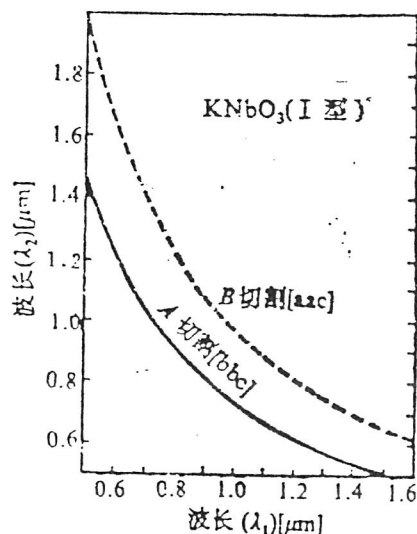


图 14 室温条件下 KNbO₃ 晶体 I 型和频混合的非临界相位匹配曲线。要指出, $[abc]$ 相应于这种负晶体的 $[yzx]$ 轴, A 切割用 d_{32} , 其值大于 d_{31} , 后者在 B 切割情况下使用。和 1 的两种特例是对 860nm 基波的二次谐波产生使用 A 切割, 对 986nm 基波的二次谐波产生使用 B 切割

3. 准相位匹配

准相位匹配是于 1966 年 Armstrong 首先提出用于补偿折射率色散的技术, 这种技术可用于各向同性材料或各向异性材料中没有相匹配的相互作用。通过奇数倍相干波长晶体非线性系数符号的调制, 周期性堆积的晶体可达到准相位匹配。其条件是与普通相匹配晶体相比有效耦合因子降低了 2π

倍。然而转换效率由于晶体中很多晶畴和采用晶体的最高非线性系数, 如 LiNbO₃ 晶体的 d_{33} 大大提高。

(二)、影响相位匹配的几个因素

1. 输入光束的发散角

实际光束都不是理想的均匀平面波, 而有一定的发散角, 而任一非理想平面的光束, 可以在空间作傅立叶展开。即将此光束分解为具有不同方向波

矢量的均匀平面波叠加。很显然，由于各平面波分量的波矢方向不同，因此不可能使所有的分量都达到相位匹配。

2. 输入光束的谱线宽度

倍频的匹配角，随输入波长而变。因此，具有一定谱线宽度的非理想单色波，在一定角下，不可能使所有的频率分量都同时达到相位匹配。

3. 输入光束的偏振度

为了实现一定的相位匹配要求，因此要求输入波取一定的偏振方向。线偏振度低的光束，必定有一部分光能量不能实现相位匹配，因此，不能实现高效率运转。

4. 晶体温度的影响

晶体的温度变化，引起晶体折射率的变化。从而使匹配方向偏离原来已调整好的匹配方向，致使转换效率下降。

5. 色散效率的影响

在倍频过程中，参与非线性作用的各光束，由于它们偏振方向不相同造成有限孔径光束之间的分离，致使转换效率下降。

第三章. 半导体激光泵浦的绿光激光器

一、半导体激光泵浦NYAB自倍频激光器

(一) 引言

近年来, 半导体激光器 (LD) 和 LD 泵浦的固体激光器迅速发展。蓝—绿激光的波长比红外波段激光的波长更短, 能被聚焦成一个更小的光斑; 并且由于蓝—绿光波段是水下通讯的一个窗口, 因此, 它在光盘, 图象处理, 彩色投影, 激光打印, 光纤通讯, 光纤传感和水下光通讯等技术领域有广泛的应用。

LD 泵浦的倍频固体激光器是一种全固态器件, 具有体积小, 稳定性高, 效率高等优点。它将比氩离子激光器等有更广泛的应用。LD泵浦的腔外倍频结构简单, 但是倍频效率相对低一些。一般的 LD 腔内倍频激光器由于在腔内添加了一块倍频晶体, 从而增加了腔内损耗, 降低了效率, 提高了器件成本并使器件的制作困难。LD 泵浦的自倍频 (SFD) 激光器利用同时具有激光功能和倍频功能的复合功能晶体作为激光器工作物质, 既可输出基频激光, 又可输出倍频激光。它克服了前述两种倍频器件的缺点, 具有结构紧凑, 成本低, 容易调整的优点。

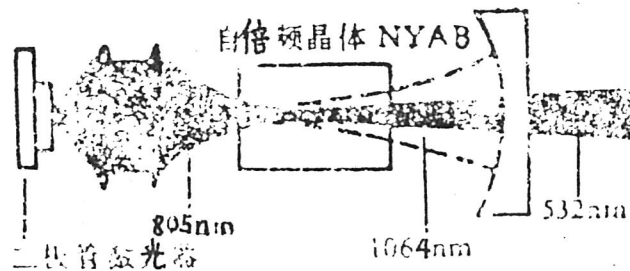
NYAB 比 Nd:YAG 有更宽的吸收带, 前者在 803.5nm 处的吸收带宽约为 6nm, 后者在 808.5nm 中心处的吸收带宽约 0.5nm; NYAB的发射截面接近或大于 Nd:YAG, 没有 Nd:YAG所显示出的浓度淬灭效应。而且, 一般用于 Nd:YAG系统倍频的 KTP (Ⅱ型) 晶体要用 $\frac{1}{4}$ 波片来控制合适的偏振, NYAB则

不必用 $1/4$ 波片，它是 I 型倍频方式工作的。

与自倍频晶体 NMLN 相比，NYAB 对温度不敏感，它可在室温下工作，而 NMLN 有高的非临界相位匹配温度 (152°C) 引起热感应加宽，使激光吸收率降低，从而导致比室温更高的阈值 (约高 2.3 倍)，虽然增大掺 MnO 量可使相位匹配温度降低，但同时又提高了晶体的吸收损耗。

(二) 实验与结果

实验装置如图 1 5 所示。



NYAB 自倍频激光器的实验装置图

实验中所用半导体激光器为国产 DH—LDA，输出脉冲峰值功率为 100mw，激光中心波长为 801.3nm，在 NYAB 的吸收带边泵浦，采用纵向泵浦方案，晶体按 I 类相位匹配方向切割成 $3 \times 3 \times 5\text{mm}$ 的棒状，输入端镀三色介质膜，对波长为 1.06 μm 的振荡激光和波长为 0.53 μm 的倍频激光全反射，同时对 LD 的泵浦激光是透射的 ($T=85\%$) NYAB 的另一端面上镀有对振荡激光和倍频激

光的增透介质膜。输出端为 $R=20\text{mm}$ 的凹面镜，镀有双色介质膜，对波长 $1.06\mu\text{m}$ 的振荡激光全反射，对波长为 $0.53\mu\text{m}$ 的倍频激光透过 $T>80\%$ ；光学耦合系统的耦合效率为 70% ，LDA的焦斑尺寸约为 $100\times 80\mu\text{m}$ ，基本上与固体激光器平凹腔 TEM_{00} 模空间尺度匹配，选择LDA的电流驱动脉冲为 $300\mu\text{s}$ ，与NYAB的荧光寿命匹配，实验中测得阈值功率为 35mw ，DPL输出端测得峰值功率为 4mw 。

图16为LD泵浦重复率为 100Hz ，所得到的绿光输出波型。

图17为采用高重复频率 1kHz ，脉冲宽度为 $300\mu\text{s}$ 时，所得到的基波（上）和谐波（下）的输出波型。

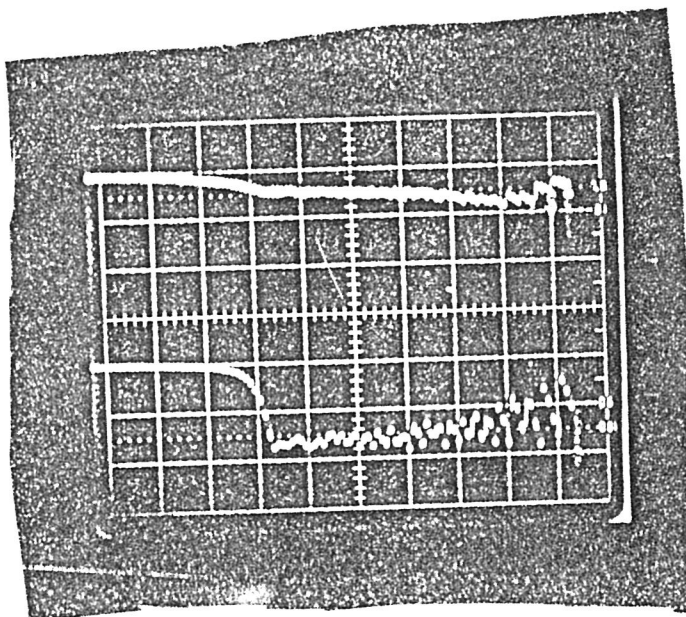


图16 LD泵浦重复率为 100Hz ，得到的 $1.06\mu\text{m}$ 和 $0.53\mu\text{m}$ 的激光输出波形

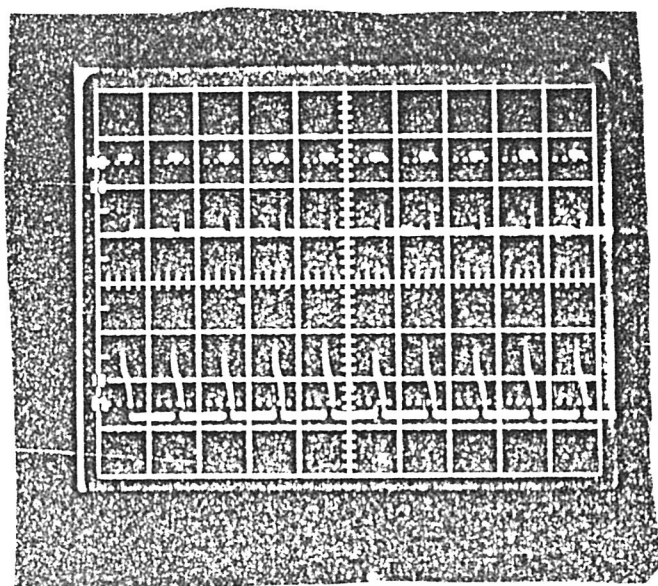


图 17. 重复频率为 1 kHz 得到的得到的激光波型

(三) . 理论分析

根据多模振荡激光的速率方程与和时间有关的耦合方程，假设基波与谐波均为平面波，采用慢变幅近似^{[4.1] [4.2]}，可得在理想共线相位匹配下：

$$dI_1(t) / (V_1 dt) = \sigma N_0 I_1(t) n(t) - (\alpha_1 + \delta / L) I_1(t) - B \chi_{eff}^{(2)} I_1(t) I_2^{1/2}(t)$$

$$dI_2(t) / (V_2 dt) = B n_2 / n_1 \chi_{eff}^{(2)} I_1(t) I_2^{1/2}(t) - (\alpha_2 + \delta_2 / L) I_2(t)$$

$$dn(t) / dt = -4 \sigma / (\hbar \omega_1) I_1(t) n(t) - 2n(t) / \tau_0 + 2[1 - n(t)] \omega_{14} \dots \dots (3-1)$$

$$B = 16 \pi^2 / (n_1 \lambda_1) (2 \pi / c n_2)^{1/2}$$

$$\begin{matrix} \rightarrow & & \rightarrow & & \rightarrow & \rightarrow \\ \chi_{eff}^{(2)} = \alpha_2 \chi^{(2)}(2\omega_1); a_1, a_1 \end{matrix}$$

式中 n_1 为折射率, v_1 为群速率, α_1 为介质吸收系数, $\chi^{(2)}(2\omega)$ 为介质的二次极化率。 τ_0 为上能级粒子的寿命, ω_{14} 为泵浦跃迁速率, δ_1 为除晶体吸收以外的单程损耗。

根据激光原理, 当 $[dI_1(t)/dt] \geq 0$ $[dI_2(t)/dt] \geq 0$ 时, 腔内辐射场可由起始的微弱自发辐射增加为足够强的受激辐射。将上述条件代入 (3-1) 式, 不难求出阈值反转粒子数密度为:

$$\Delta n(t) = \{(\alpha_1 + \delta_1/L) + (B \chi_{eff}^{(2)})^2 (n_2/n_1) I_1(t) / [\alpha_2 + (\delta_2/L)]\} \sigma^{-1}. \quad (3-2)$$

考虑到 (3-2) 中第二项在阈值附近远小于第一项, 可略去, 得阈值功率为:

$$P_{th} = (\alpha_1 + \delta_1/L) h \omega V / \sigma n_F \dots \dots \dots (3-3)$$

式中 n_F 为量子转换效率, V 为腔内模体积, 根据腔的尺寸, 可得:

$$V = 1/2 L \pi [(\omega_{s1} + \omega_{s2})/2]^2 = 9 \times 10^{-6} \text{ cm}^3 \dots \dots \dots (3-4)$$

L 为棒长, ω_{s1} 和 ω_{s2} 分别为棒端面的模半径。

再根据表 3 中的 NYAB 参数,

表三 NYAB 性能参数表

n_1	1.755	n_2	1.730
σ	$2.01 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$	τ_0	60×10^{-6}
N_0	$(5 \sim 10) \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$	α_1	0.01 cm^{-1}
V_1	$1.655 \times 10^{-10} \text{ cm}^3$	V_2	$1.7303 \times 10^{-10} \text{ cm}^3$
B	$9.396 (\text{s cm}^{-3})^{1/2}$	$\chi_{eff}^{(2)}$	$7.061 (\text{cm}^3 \text{ erg})^{1/2}$
n_F	14.6%	δ_1	0
α_2	2.04 cm^{-1}	δ_2	4.605

求得阈值功率为: $P_{th}=19\text{mw}$

计算值略高于实验值，主要原因是由于计算考虑的泵浦波长为NYAB的吸收波长 803.5nm，而实验中所用的LD波长为801.5nm，仅部分被吸收。

(四) . 讨 论

LD 泵浦的 NYAB激光器是一种可靠，稳定，便宜的绿光激光，它既有可输出 1.06um 的基频激光，又可输出 0.53um 的倍频绿光激光，它一方面简化了腔的结构，同时又是较高质量的绿光光源；在诸多领域中都有望获得应用，进一步提高自倍频晶体的质量，降低绿光激光的阈值，是实现绿光光源的一条有效途径。

二、LD 泵浦的 Nd:YAG 调 Q 激光器腔内倍频研究

(一) 引言

随着激光二极管性能的完善和提高, LD 泵浦的固体激光器 DPL 已在许多领域崭露头角。其中经倍频实现绿光输出的 DPL 器件尤为引人注目, 因为小型, 稳定, 高效的绿光相干光源, 在科学研究, 光学存储, 军事, 水下搜索等领域有着广阔前景^[43]。

目前, 受 LD 泵浦源功率的限制, DPL 的倍频普遍采用腔内的二次谐波法, 腔内倍频使基波在非线性晶体内集中了相对高的功率密度, 有较高的转换效率, 但对 CW 的 DPL 腔内倍频, 基波一般为多纵模, 各纵模之间的和频优于倍频, 纵模竞争引起输出的绿光大幅度的波动, 于是就产生了所谓的“绿光问题”^{[44][45][46]}。

我们分析了 DPL 调 Q 腔内倍频的动态特性, 从理论上提出了存在使转换效率最高的最佳非线性系数, 在最佳匹配条件下获得较高的绿光输出。

(二). 调Q腔内倍频的理论分析

目前, LD 的泵浦能量不及闪光灯, DPL 的调 Q 一般都采用插入损耗较小的声光调 Q 开关, 而这种开关调 Q 时间较长, 整个过程可分为三个暂态:

- 1) 增益介质吸收泵浦光, 声光的衍射损耗使腔处于低 Q, 积累反转粒子数;
- 2) 调 Q 声光开关开启, 腔内 Q 值突变;
- 3) Q 开关完全打开, 形成 Q 激光脉冲;

这三个过程相互衔接, 但是腔的状态极不相同, 假定腔内只有单个 TEM₀₀ 起振, 腔倍频的速率方程^{[47][48]}

$$\begin{aligned}
dN/dt &= R_p - \sigma c N I_1 k / V_m - N / \tau_f \\
dI_1/dt &= -I_1 / \tau_{c1} + \sigma c N [I_1 + (1/k)] / V_m - K I_1^2 \\
dI_2/dt &= K I_1^2 - I_2 / \tau_{c2} \\
R_p &= P_p \eta / h \nu
\end{aligned}
\quad \dots\dots\dots (3-5)$$

式中 R_p 为泵浦速率, K 为非线性耦合系数, N 为反转粒子数, σ 为激光介质的增益截面, I_1 , I_2 为腔内基波、二次谐波的强度, A 为基模截面积, τ_f 为介质的荧光寿命, τ_{c1} , τ_{c2} 为腔内基波、二次谐波的光子平均寿命, V_m 为基模体积, L 为腔长。

调Q前, 腔处于高损态, 腔内光子数密度很低, 受激辐射和二次非线性耦合可以忽略, 第一暂态方程可简化为:

$$\begin{aligned}
dN/dt &= R_p - N / \tau_f \\
dI_1/dt &= \sigma c N I_1 / (K V_m) - I_1 / \tau_{c1} \\
I_2 &= 0
\end{aligned}
\quad \dots\dots\dots (3-6)$$

Q开关被打开瞬间, 声场在振荡区的消失存在一定的渡越时间, 设声场按指数递减, 这个过程腔内损耗 $\delta_1 = \delta_1' + \delta_m \exp(-2t/\tau_m)$, δ_1 为腔固有损耗, δ_m 为声光调制器的衍射损耗, τ_m 为调制信号完全消失的时间, 第二暂态时间非常短, 泵浦和自发发射可忽略。速率方程为^[49]:

$$\begin{aligned}
(dN/dt) &= -2K I_1 N / N_{th} \tau_{c1} \\
(dI_1/dt) &= -(I_1 / \tau_{c1}) + (I_1 N / N_{th} \tau_{c1}) - K I_1^2 \\
(dI_2/dt) &= K I_1^2 - (I_2 / \tau_{c2})
\end{aligned}
\quad \dots\dots\dots (3-7)$$

Q开关完全打开时, 腔为高Q, 腔内只存在谐振腔的固有损耗 δ_1 , 方程与(3-7)形式相同, 下面在计算机上对三个暂态过程求数值解, 研究DPL的调Q倍频特性。分析非线性耦合系数对输出的影响。

SHG的输出功率是腔内基波功率的二次函数，所以谐波的脉宽较窄，基波向谐波转换效率远小于1，可以通过对两波设置不同的输出耦合，使基波主要保持在腔内，输出中以谐波占优势，如图18所示，图19是不同泵浦功率下谐波的输出特性，谐波的峰值功率随光泵的增加而增加，脉宽变窄。图20是二次转换效率关于泵浦功率的函数曲线，在介质对泵浦光的吸收为30%时，曲线趋于5%。如果能增加介质的吸收效率，转换效率还可以大大提高。腔内非线性元件既作为SHG的输出耦合，又是基波的二次非线性损耗元件。在调Q的腔内倍频激光器中，这种双重作用使倍频效率关于二次非线性耦合系数之间表现出一种复杂的函数关系，如图21，这个曲线可以这样解释：在激光建立过程中，当腔内基波的增益等于总损耗时，基波、谐波都达到最大。基波的峰功率是关于K的函数，K增加峰值功率降低，脉宽增加；而K又代表了基波、谐波之间的功率转换效率。这两方面的因素相互牵制存在一个最佳的非线性耦合系数，使二次谐波的输出转换效率最高。这个效率是调Q时反转粒子超阈值倍数的函数，对于高光泵相应的最佳非线性耦合系数可以较大。

(三). 实验与结果

1. 实验装置

实验用国产 MQW-LDA (二十条) 作为泵浦源，脉冲工作，最大输出峰值功率为200mw，用恒温源控制装置使LDA 的光谱落在 Nd: YAG 晶体的次吸收峰795nm上，图21为Nd: YAG晶体的吸收谱曲线，图 22为Nd: YAG的能级跃迁图，表4列出Nd: YAG的性能参数。整个实验装置如图23所示. Nd: YAG 晶体的一个端面作为谐振腔的输入面，为平面，对于 0.795um增透，对于1.06um，0.53um全反，输出腔为凹面，曲率R=50mm，对 1.06um全反，0.53透过85%。调Q元件为熔融石英声光晶体，两端对1.06um，0.53um增透，插入损耗小于1%。

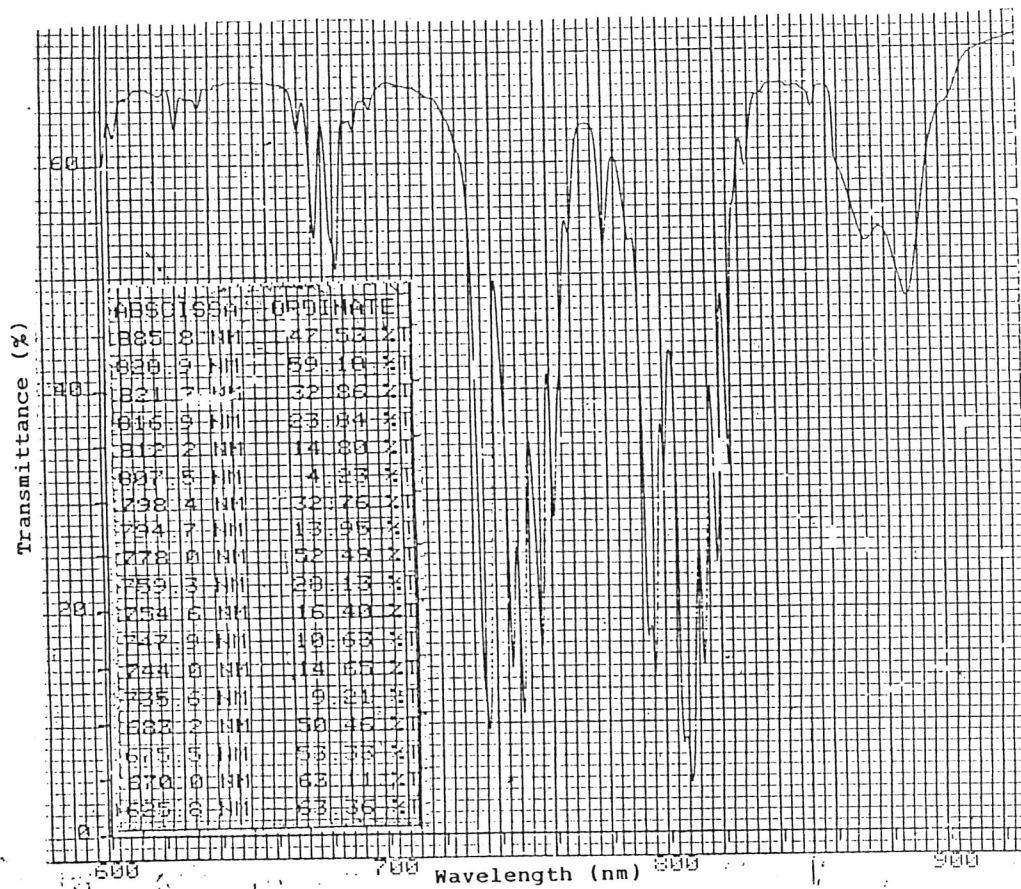


Fig.2]. Absorption spectra of 1.2% - doped Nd:YAG

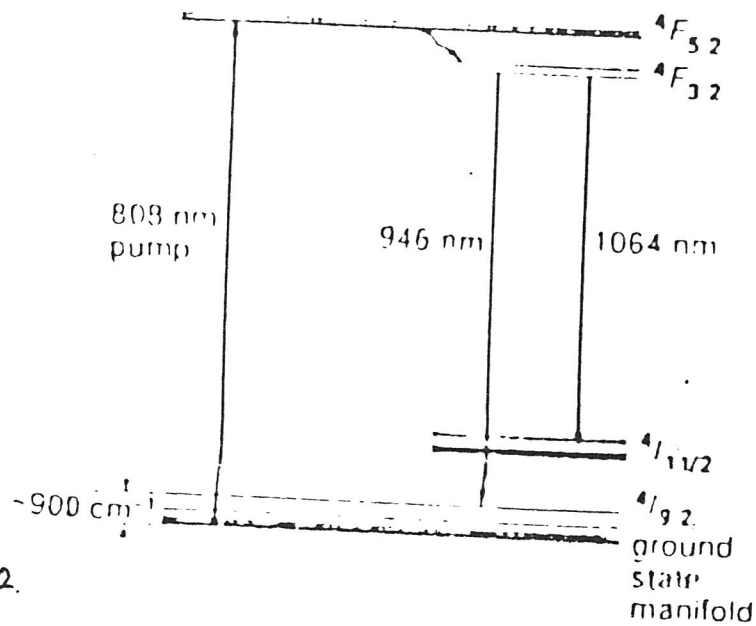
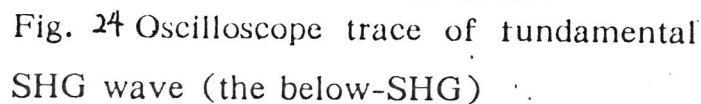
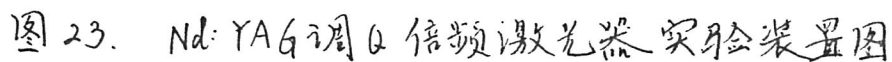


图 22.

Nd:YAG的能级跃迁图



LD直流驱动源脉宽为300 μ s, 100Hz重复率下工作, 当在腔内不加声光调制器时, KTP 晶体在腔内对自由振荡的基波倍频, 由于弛豫振荡的功率密度较低, 实验中观察到微弱的绿光输出。腔内插入声光调制器, 调整调制器的位置和方位, 使激光器的振荡区处于调制器的声光作用区内, 80MC的RF驱动源加在声光晶体上, 满足布喇格衍射条件, 腔处于低Q状态, 来自 LD驱动源

的触发信号经延迟在泵浦脉冲的末端撤去 RF调制信号,腔Q值突变,腔内建立高功率的基波振荡,调整整个激光器使输出的绿光为基横模,再仔细调整KTP的相位匹配角和方位角,使KTP满足最佳相位匹配条件,输出绿光最强。

2. 结果与讨论

图24为所输出绿光为基模时基频光和倍频光的波形,基频光脉宽为140ns,倍频光70ns,用高灵敏度能量计测量SHG脉冲能量为0.4μj,光-光斜率效率为0.9%,小于理论计算值(1.1μj, 1.1%)。主要有两个因素造成的:本实验用的LD光谱较宽,泵浦光的实际利用率小于理论计算值 30%;本实验中腔内对基频光不起偏,而作为调制器的熔石英对基波的偏振方向有选择性,导致调制能力降低。实验中发现当泵浦功率大于 150mw时,Q 开关不能完全抑制基波振荡,影响二次谐波的输出能量和稳定性。因此,改善泵浦光的光浦匹配,增加介质的吸收率,在腔内对基频光起偏,以及优化腔的结构,提高二次谐波的潜力很大。

非线性耦合系数暂不能从实验中直接测量,因此理论分析得到的最佳非线性耦合系数与泵浦功率的关系,还不能从实验中得到验证,有待于进一步的研究。根据计算,本实验中KTP的最大非线性耦合系数为: $1 \times 10^{-4} (\text{W}^{-1} \text{s}^{-1} \text{m}^2)$,该点处于图24中的上升段,所以最大的非线性系数就是能达到的最佳耦合系数。对非线性系数值超过B 点的激光器,上面的分析无疑是很重要的,因为减小非线性系数不仅能提高输出转换效率,同时使脉宽变窄。

第四章、LD泵浦的BGO晶体自调Q激光器

(一)、引言

锗酸铋 ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ 简称BGO) 是一种立方晶体, 43m点群, 在0.3-6 μm 波段有良好的透过率, 莫氏硬度为5, 易于加工。三价稀土离子 Re^{3+} 进入点阵, 取代 Bi^{3+} 离子, 无需电荷补偿。掺钕BGO (Nd: BGO), 其激光优值优于YAG, 略低于Nd玻璃, 同时, BGO晶体还是一种优良的电光晶体和磁光晶体, 其磁光费尔德常数几乎是熔融石英的七倍, 因此, 可以利用BGO晶体具有多种功能的特点设计出激光/调制, 激光/开关, 激光/光隔离等复合功能器件。因此, 在七十年代, 它曾作为一种有希望的激光基质晶体, 被广泛地进行过研究。但由于下述两个问题, 使它受到限制:

- (1) Bi^{3+} 吸收系数高, 泵浦光穿透晶体的深度很浅;
- (2) 紫外区的泵浦光在晶体中诱发色心。

此后, 大量的研究转向BGO在闪烁晶体中的应用, 并取得极大成功。

近十年来, 固体激光单元技术迅速发展, 对激光基质的要求日渐变化, 例如染料激光调谐技术和大功率半导体激光器的出现, 使一些在传统氙灯泵浦情况下产生光损伤(光折变和色心) 或无法有效泵浦的氧化物晶体, 如BGO等重新恢复活力, 并日益受到重视。

在此同时, 过去十年来, BGO晶体的研究已取得如下重要进展:

- (1) 以Bridgman-stockbarger方法生长高光学质量、大尺寸($>50 \times 50 \times 300\text{mm}$) BGO晶体技术已经成熟, 成本降低。
- (2) 采用加入微量稀土的方法, 成功地抑制BGO晶体中色心的形成。

(3) 用He离子注入技术已经制成BGO晶体低损耗平面光波导。

(4) 发现铁族元素对掺稀土的BGO晶体有敏化作用, 这为研制掺Nd, Er, HO等多种波长的高效激光材料创造了条件。

(5) 作为电光晶体的BGO, 无自然双折射和旋光性, 也没有热释电效应, 因此, 它已成为目前最理想的Pockels光纤传感材料之一。

综上所述, BGO晶体不仅可望成为一种低成本, 用于中低功率激光器的基质材料。更重要的是, BGO可望发展成包含有源和无源器件的单块集成光路和光波导/光纤组件。而且, BGO所具有的多种光电子功能可构成更紧凑、更有效的电子功能块, 在激光陀螺, 光纤通讯和光纤网络等领域获得重要应用。

最近, BGO激光材料出现了重要进展。1990年12月, 英国南安普敦大学(South Ampton University)使用我国研制的Nd: BGO晶体研制成一台小型激光器, 晶体尺寸为 $5 \times 5 \times 5\text{mm}$, 以590nm的若丹明6G染料激光为泵浦源, 实现了 $1.064\mu\text{m}$ 连续激光输出, 阈值吸收功率为25mw, 斜率效率为14%, 最大输出功率21mw。用同一晶体, 由英国苏萨克斯大学(Sussex University)以He离子注入技术研制成Nd: BGO光波导, 并由南安普敦大学首次制成Nd: BGO光波导激光器, 该结果已于不久前在美国的一次国际会议上宣读, 进一步的工作在进行中。与此同时, 国内有关单位正在联合研制半导体激光二极管泵浦的Nd: BGO激光器, 并拉制Nd: BGO光纤, 为研制光纤激光器和放大器作准备; 以铁族元素敏化Re: BGO (Re=Nd, Er, HO) 的研究也在进行中。

BGO晶体用改进的Bridgeman-Stockbarger方法生长, 从熔融的纯度5N的 Bi_2O_3 和6N的 GeO_2 混合物中生长出大块晶体, 两种组分的摩尔比为2: 3, 然后以该晶体为原群, 掺以高纯 Nd_2O_3 , 选择合适的合适的生长工艺生长出高掺

钕浓度的Nd: BGO晶体。它具有良好的光学质量, 晶体内无明显的生长缺陷如条纹、包裹物等。图25为Nd: BGO晶体在300-900nm波段的吸收谱, 可以看出Nd: BGO在近红外区有很强的吸收带, 包括745nm, 805nm和810nm等, 因此它适合于以半导体激光器作为光泵激发源, 图26为Nd: BGO晶体在1.0-1.5um波段内的室温荧光谱(Xe灯激发, GuSO_4 溶液为滤光器) 主要荧光带处在1.064和0.344um附近, 按Kaminskii等的研究结果, 对应于 $4F_{3/2} \rightarrow 4I_{1/2}$ 跃迁中最强的光线为 $R_1 \rightarrow Y_2$ (1.064um) 以及 $R_1 \rightarrow Y_1$ (1.0627um) 和 $R_1 \rightarrow Y_3$ (1.0675um) 较低的发光线, 后者的线宽随温度增加而展宽, 导致受激发射阈值 E_{th} 的降低, 按此标准推算, Nd: BGO在300K, 1.06um附近的受激跃迁截面为 $\sigma_e = 1.34 \times 10^{-19} \text{cm}^2$ [49], 值得注意的是对应于 $4F_{3/2} \rightarrow 4I_{13/2}$ 跃迁的1.3418um发光线的受激跃迁截面与上述 $R_1 \rightarrow Y_2$ 发光线几乎相同 ($1.0 \times 10^{-19} \text{cm}^2$)。

用于本工作的 Nd: BGO 晶体为硅酸盐所研制, 掺Nd浓度约为 1wt% Nd_2O_3 , 测得晶体在半导体激光泵谱波长 (805nm) 处的吸收系数约为 6cm^{-1} , 表4为 Nd: BGO 晶体的特征参数:

Crystal Structure	$\bar{4}3m$
Growing Method	Bridgman Technique
Nd-doped	1wt%
Stimulated Cross Section	$1.34 \times 10^{-19} \text{cm}^2$
Absorption Spectra	745nm, 805nm, 810nm
Absorptivity	6cm^{-1}
Fluorescent Lifetime	320us
Fluorescent Spectra	1.065um, 1.344um
Verdet Constant	$0.033 \text{min. cm}^{-1} \cdot \text{G}^{-1}$
n (810nm)	2.0694

二、实现Nd: BGO磁光调Q的条件

图27为本实验中使用的磁光调制器，它由绕在 Nd: BGO棒上的线圈和一布儒斯特窗构成。当谐振腔产生激光振荡，腔内激光是沿 P 方向振荡的线偏振光。我们在泵浦开始时，用一同步系统同时给励磁线圈加上一强电流，则腔内激光每经历一次往返，都要产生 2θ 的法拉第旋光，不能完全通过布儒斯特窗，有一偏振损耗 δ_m ，这时谐振腔处于低Q值，高损耗状态，只要 δ_m 足够大，此时激光振荡不能形成，激光介质的上能级粒子数不断积累，当励磁电流突然退掉，在无磁场的条件下，光束为完全沿P方向的线偏光，自由通过布儒斯特窗，此时的偏振损耗 $\delta_m=0$ ，谐振腔处于高Q值，低损耗态，这时被积累的上能级粒子数形成了非常大的反转粒子数，并雪崩似的跳跃到激光下能级，形成大的调Q脉冲。

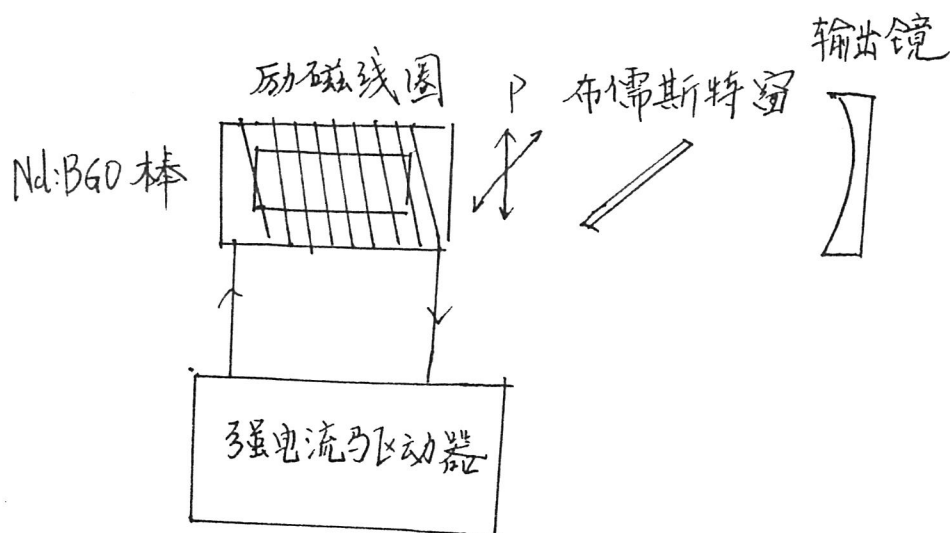


图 27. 磁光 Q 开关调制器.

实验中励磁电流 $I=100$ 安培, 此时线圈中的磁感应强度近似一无限长的通电螺线圈, 即:

$$B = \mu_0 NI / L = 1.2 \text{ 特斯拉} \quad \dots\dots\dots (4-1)$$

式中 L 为线圈的长度, N 为线圈的匝数, 根据法拉第旋光定律, 光束在一个往返过程中偏振方向产生的偏转角度为:

$$\theta = 2 \nu_{\text{BGO}} B l = 12^\circ \quad \dots\dots\dots (4-2)$$

式中 ν_{BGO} 为 BGO 晶体的费尔德常数, l 为激光棒的长度, 因此在加上强电流后磁光调制器产生的偏振损耗为:

$$\delta_m = \sin^2 \theta = 12\% \quad \dots\dots\dots (4-3)$$

根据激光原理, 在小信号条件下, 光束在腔内往返一周后, 光强的表示式为:

$$I' = I e^{2G_0 l} (1 - \delta)^2 (1 - \delta_m)^2 (1 - T) \quad \dots\dots\dots (4-4)$$

式中 G_0 为小信号增益系数; I 为前一环程结束时的光强; I' 为本次环程结束时的光强。 $\delta = \delta_{G_0} + \delta_B + \delta_0$ 是腔内各元件引起的单程损耗之和; δ_{G_0} 、 δ_B 分别为调制器(激光棒)的吸收损耗和布儒斯特窗损耗; δ_0 为谐振腔的衍射损耗和由于其它各种原因所导致的损耗。在本实验中 $\delta_{G_0} \approx 10\%$, $\delta_B \approx 2\%$, $\delta_0 \approx 8\%$, $\delta \approx 20\%$; T 是激光器输出镜的透射率; δ_m 是磁光调制器的调制损耗, 如前计算, 当线圈中加有强的励磁电流时, $\delta_m = 4\%$, 线圈中无电流时, $\delta_m = 0$ 。

当调制器上加上了强励磁电流时, 谐振腔处于低 Q 值、高损耗状态, 这时使激光器停振的条件为:

$$G_0 < -[\ln(1 - \delta) + \ln(1 - \delta_m) + \ln(1 - T) / 2] \quad \dots\dots\dots (4-5)$$

显然要求调制损耗 δ_m 越大越好, δ_m 越大, 激光上能级上积累的粒子数越多, 产生的调 Q 脉冲脉宽越窄, 峰值越高, 这就要求增大励磁电流来提高调制深度, 对于本实验的条件, 必须满足 $G_0 l < 0.32$ 时才能确保停振, 激光器处于

储能期。

当调制器上突然去掉励磁电流后，谐振腔处于高Q值、低损耗状态，这时激光器产生调Q激光脉冲的条件为：

$$G_0 l > [\ln(1-\delta) + \ln(1-T)] / 2 \quad \dots\dots\dots (4-6)$$

对于本实验中的条件， $T=2\%$ ， $\delta \approx 20\%$ ， $G_0 l$ 应大于0.18。

选择激光腔参数时要兼顾(4-5)和(4-6)式，并由最佳输出耦合条件所确定的最佳透过率^[50]：

$$T_{opt} = 1 - \exp \{ 2\delta [1 - \ln(G_0 l / \delta) - G_0 l / \delta] / \ln(G_0 l / \delta) \} \quad \dots\dots\dots (4-7)$$

来选取。当 $\delta=0.2$ ， $G_0 l=3.0$ 时， $T_{opt} \approx 8\%$ ，我们在实验中选用 $T=2\%$ 。

Q开关激光脉冲建立初期可以用(4-4)式来简要描述，腔内光强或光子数被放大到一定程度所需的时间为Q开关激光脉冲建立时间 t_s ；只要谐振腔的高Q建立时间与此时间相当，即可有效的实现Q开关运转。设Q开关为理想阶跃开关，腔内起始光强 I_0 为沿光轴方向的自发辐射所引起，经过腔内 m 次往返放大后变为：

$$I = I_0 e^{2G_0 l m} [(1-\delta)^2 (1-T)]^m \quad \dots\dots\dots (4-8)$$

达到一定的放大倍数 I/I_0 所需的时间为：

$$t_s = m t_T = m (2l/c) = \frac{\ln(I/I_0) l_c}{[G_0 l - (\delta + T/2)] C} \quad \dots\dots\dots (4-9)$$

式中， $t_T=2l/c$ 为光子往返一周的时间； l_c 为腔长； l 为有效增益长度； C 为光速。

一般调Q脉冲在起始时刻 I_0 所含光子数约数十个，经过 10^{12} 的放大后光子数可达到 10^{14} 个，这时，腔内光子总能量为几个 μJ ，对本实验所用参数 $l_c \approx 30\text{mm}$ ， $G_0 l \approx 2.5$ ， $(\delta + T/2) \approx 21\%$ ，可以算得放大倍数为 10^{12} 所需的建立时间 $t_s \approx 0.3\mu s$ ，这时，腔内光脉冲能量小于 $10\mu J$ 。

磁光调制器的开关速度取决于励磁线圈的退磁速度，由：

$$\tau \approx L/R \quad \dots\dots\dots (4-10)$$

式中L、R 分别为励磁线圈的自感系数和电阻，代入本实验所用参数， 可得到 $\tau \approx 3\mu s$ ，比理想的阶跃Q开关激光脉冲建立时间 t_e 要大。为一慢开关Q 调制器。

三、实验结果

实验所用的装置如图28所示，泵浦源为国产半导体激光列阵，最大输出功率 1.5W，准连续工作，脉冲宽度 400 μs ，重复频率 1KHz，用温控装置将温度控制在20 $^{\circ}C$ ，使发射中心波长为810nm，落在Nd: BGO的主吸收峰内。光学耦合系统采用一对非球面透镜，耦合效率为 80%，用二维 CCD 测量泵浦光经过耦合系统后焦斑的大小，尺寸为 300 $\times$ 70 μm^2 。Nd: BGO棒为4 $\times$ 4 $\times$ 5mm的直棒，一端为输入端，曲率 R=50mm的球面，镀有1.06 μm 高反膜(R>99, 6%)和 810nm透过膜(T>80%)的双层介质膜，励磁线圈用 0.2mm的铜线，匝数为 50，激光的输出端为 R=50mm 的球面，镀有 1.06 μm 透过膜(T=2%)和810nm

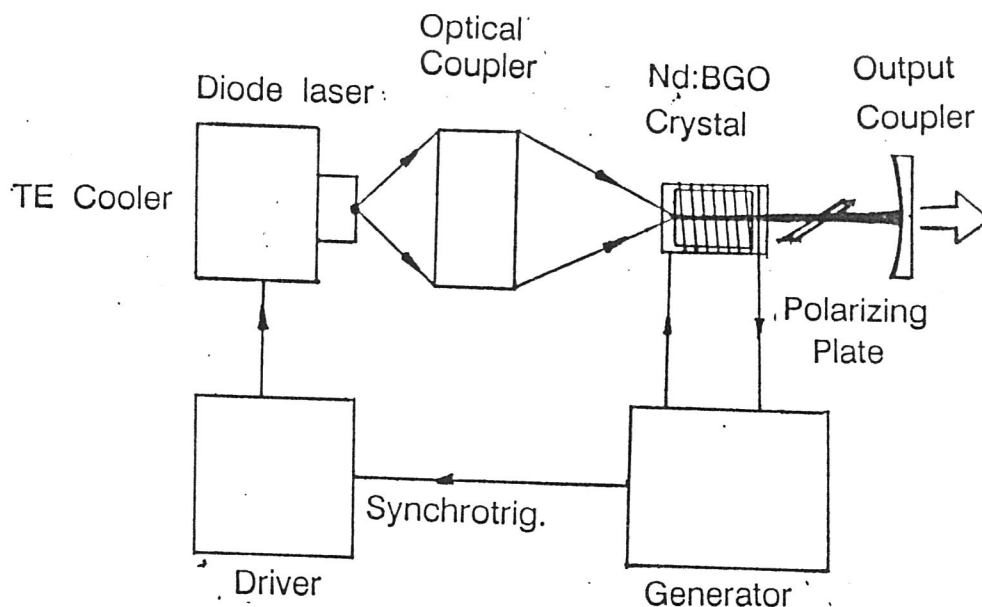


图 28. Nd: BGO 自调 Q 激光器

反射膜 ($R>50\%$) 的双层介质膜。整个激光腔长为 30mm, 腔内基膜束腰大小约 90 μm , 小于泵浦光的光斑大小, 因此有一定的泵浦耦合损耗, 用 FD-1 光电二极管 (响应时间 2ns) 探测调 Q 脉冲, Tektronix485 示波器观测波形。

实验中用 LDA 的电驱动脉冲的下降沿触发 Q 开关, 得到稳定的调 Q 脉冲, FWHM 为 100nm, 波形与波形起伏小于 0.5%, 用灵敏能量计测量, 单脉冲能量为 2 μJ , 峰值功率为 20W, 光-光效率 4%。

估计一下斜效率, 对于半导体激光纵向泵浦实验有:

$$\eta_s = (\lambda_p / \lambda) (A / A_p) (\delta_t / \delta_o) \eta \dots\dots\dots (4-11)$$

式中 η_s 为斜效率, A 为棒表面基膜光斑的大小, η 为耦合吸收因子, δ 为腔损, δ_t 为输出镜的透射损耗, λ_p 为泵浦光的波长, λ 为激光的波长, (λ_p / λ) 为斯托克斯效率, A_p 为泵浦光斑面积, A / A_p 为模耦合效率, 计算得 $\eta_s = 5\%$ 。效率低的主要原因是耦合效率低, 进一步实验要重新设计耦合系统用柱透镜, 棒透镜与球面透镜的方式, 使泵浦光与激光光束匹配, 这样 η_s 提高, 腔内振荡模式减少。

图29 为同时拍到的电驱动脉冲, 磁响应曲线和调 Q 脉冲图, 图30为展开的调 Q 波形。

四、结论

实验利用 Nd: BGO 晶体既是一良好的激光基质, 又是具有大的费尔德常数的磁光晶体, 实现了半导体泵浦的固体激光器的磁光调Q, 得到 100ns, 2 μJ

的脉冲输出, 脉冲起伏小于 0.5%, 光-光转换效率 4%。

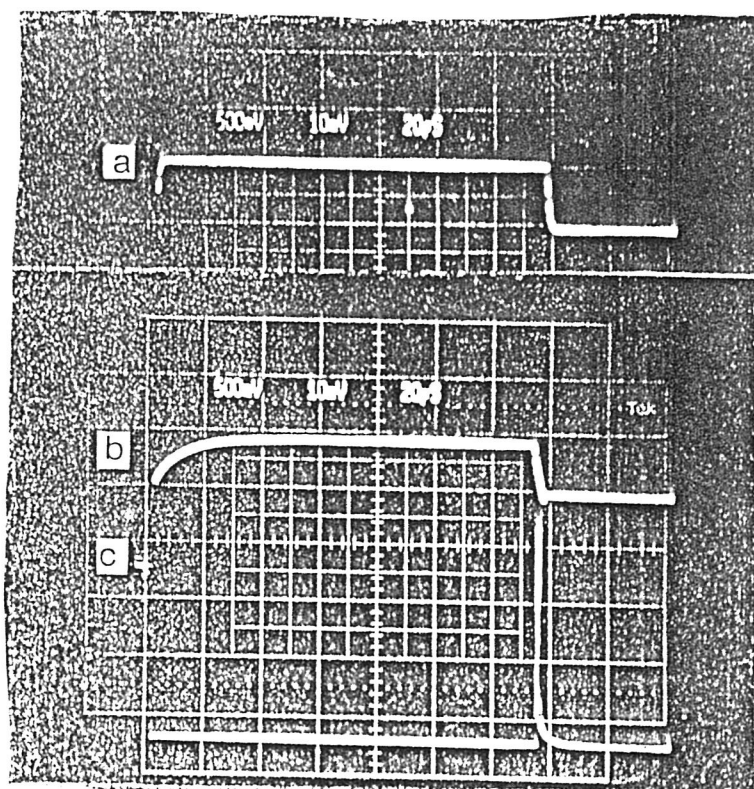


图29. LD泵浦的Nd:BG0自调Q激光器的电脉冲 (a)
磁响应曲线 (b) 调Q激光脉冲 (c)

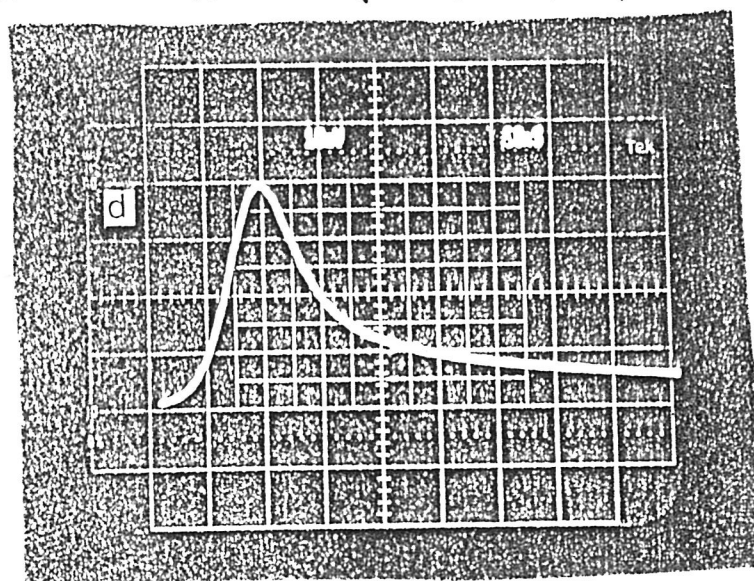


图30. Q激光脉冲波形

中国科学院上海光学精密机械研究所

研究生毕业论文摘要

论文题目 半导体泵浦的绿光激光器及

Nd: BGO 自调 Q 激光器

专 业 理 学 · 光 学

研究生姓名 薛 强

导师姓名 范 滇 元 研 究 员

研究生入学时间 一九九〇年九月

一九九三年五月三十日

摘 要

半导体激光泵浦的固体激光器(简DPL)近年来取得了突飞猛进的发展,标志着固体激光器的革命性的进步,给激光器的高效、低价和可靠带来了生机。尤其,近年来LD制造技术发展迅速,使其价格大大降低,发射波长范围变宽,功率增大,谱线变窄,使得以LD为泵浦源的全固态激光器越来越多地受到人们的青睐。

半导体泵浦的绿光激光器由于它的广泛用途尤其受到注目,蓝-绿激光的波长比红外更短,能被聚焦成一个更小的光斑,而由于蓝-绿光波段还是水下通信的一个窗口。因此,它在光盘,图象处理,彩色投影,激光打印,光纤通讯,光纤传感和水下通讯等技术领域有广泛的应用。

本论文讨论了两实现DPL绿光激光器的方案。

第一种是利用 $\text{Nd}_{x}\text{Y}_{1-x}\text{Al}_3(\text{BO}_3)_4$ (简NYAB)晶体,NYAB既是一种激光基质晶体,又是倍频晶体,它减少了由于倍频晶体和其它插入元件带来的腔损耗,使腔长缩短,利于实现器件的小型化,便于光路调节。NYAB比Nd:YAG有更宽的吸受带,它的发射截面接近或大于Nd:YAG,没有Nd:YAG所显示出来的浓度淬灭效应。而且,一般用于Nd:YAG系统倍频的KTP(Ⅱ型)晶体要用 $1/4$ 波片来控制合适的偏振,NYAB则不需要 $1/4$ 波片,它是Ⅰ型倍频方式工作的。与其它自倍频晶体如Nd:MgO:LiNO₃(简称NMLN)相比,NYAB对温度不敏感,可在室温下工作,而NMLN有高的非临界相位匹配温度,引起热感应加宽,使激光吸收率降低,从而导致比室温更高的阈值(约高2.3倍)因此不适合半导体激光泵浦。我们用国产DH-LDA作泵浦源,峰值功率为100mw,激光中心波长为801.5nm,在NYAB的吸收带

边泵浦, 采用纵向泵浦方式, LDA电流驱动脉冲宽度为300 μ s, 重复频率为100Hz, 得到了峰值功率为4mw的绿光输出, 测得泵浦阈值为35mw, 经理论计算, 我们得出了阈值功率为19mw, 比实验值低, 主要原因计算考虑的波长为NYAB的吸收波长803.5nm, 而实验所用的LDA的波长为801.5, 仅部分被吸收。

第二种是LD泵浦的Nd:YAG调Q腔内倍频激光器, 因为NYAB产生的绿光激光, 输出功率较低, 为了提高绿光的输出功率, 压缩脉宽, 采用调Q腔内倍频, DPL调Q采用插入损耗较小的声光Q开关, 这种开关调Q时间较长, 整个过程分为三个暂态过程: 1) 增益介质吸收泵浦光, 声光衍射损耗使腔处于低Q值, 积累反转粒子数。2) 调Q声光开关开启, 腔内Q值突变。3) Q开关完全打开, 形成调Q激光脉冲。这三个过程相互衔接, 但腔的状态不同。我们在计算机上对上述三个过程求数值解, 研究DPL的调Q倍频的动态特性, 分析了非线性耦合系数对输出的影响, 证明存在一个最佳的非线性耦合系数, 它使二次谐波的输出转换效率最高。这个系数是调Q时反转粒子数超阈值的函数。

实验用国产MQW-LDA(二十条)作为泵浦源, 脉冲工作, 最大峰值输出功率200mw, 用恒温控制装置使LDA光谱落在Nd:YAG的次吸收峰795nm上, 调Q元件为熔融石英晶体, 用KTP晶体作为倍频晶体, KTP满足Ⅱ类匹配条件($\theta = 90^\circ$, $\varphi = 23.2^\circ$), LD直流驱动源脉宽为300 μ s, 100Hz重复率工作, 在腔内不加声光调制器时, KTP晶体对自由振荡的激光倍频, 由于弛豫振荡的功率密度较低, 实验中观察到微弱的绿光激光, 腔内插入声光调制器, 80MC的RF驱动源加在声光晶体上, 满足布喇格衍射条件, 腔处于低Q状态, 来自LD驱动源的触发信号经延迟在泵浦脉冲的末端撤去RF调制信号, 腔Q值突变, 腔内建立起高功率的基波振荡, 调整整个激光器可使输出绿光为基横模, 再仔细调整KTP的相位匹配角和方位角, 使KTP满足最佳匹配条件, 输出绿光最强。我们得到了基频光

脉宽为140ns, 倍频光70ns, 用高灵敏度能量计测量SHG脉冲能量为0.4μJ, 光-光斜率效率为0.9%, 小于理论值(1.1μJ, 1.1%) 我们分析这主要由两个因素造成的, 本实验中的LD光谱较宽, 泵浦光的实际利用率小于理论计算值30%; 本实验中腔内对基频光不起偏振, 而作为调制器的熔融石英对基波的偏振方向有选择性, 导致调制能力降低。实验中发现泵浦功率大于150mw时, Q 开关不能完全抑制基波振荡, 影响二次谐波的输出能量和稳定性, 因此改善泵浦光的光束匹配, 增加介质光的吸收率, 在腔内对基频光起偏, 以及优化腔的结构, 对提高二次谐波的潜力很大。非线性耦合系数暂不能从实验中直接测量, 因此理论上分析得到的最佳非线性耦合系数与泵浦功率的关系, 还不能从实验中得到验证, 有待于进一步的研究。

本论文对半导体泵浦的Nd: BGO晶体自调Q激光器作了研究, 在国际上首次实现了LD为泵浦源的磁光自调Q激光器。锗酸铋($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$, 简BGO) 是一种立方晶体, 43m点群, 在0.3-6μm波段有良好的透过率, 莫氏硬度为5, 易于加工, 掺钕BGO (Nd: BGO) 其激光优值优于YAG, 略低于钕玻璃, 同时, BGO还是一种优良的电光晶体和磁光晶体, 其磁光费尔德常数几乎是熔融石英的七倍, 因此可以利用BGO晶体具有多种功能的特点设计出激光/调制, 激光/开关, 激光/光隔离等复合功能器件。在七十年代它作为一种有希望的激光基质晶体, 被广泛地进行了研究, 但是由于泵浦光在晶体中诱发色心及Bi吸收系数高的限制, 使它发展缓慢; 近十年来, 固体激光单元技术迅速发展, 使BGO晶体重新恢复活力, 并日益受到重视。目前, 以Bridgeman-Stockbarger方法生长出的BGO晶体, 光学质量高, 尺寸大, 技术成熟且成本降低, 特别加入微量稀土的方法, 成功地抑制了BGO中晶体色心的形成, 因此, BGO晶体不仅可望成为一种低成本, 用于中低功率激光器的激光基质材料, 更重要的是BGO 可望发展成为包含有源和无源器件的单块集成光路和波导器件, 在激光陀螺, 光纤通讯和光纤网络等领域可获得重要应用。

利用BGO既是一种激光基质晶体，又是一种有高费尔德常数的磁光晶体，我们设计制成了一磁光调Q开关，它由绕在Nd: BGO 棒上的励磁线圈和一布儒斯特窗构成，当谐振腔产生激光振荡，腔内激光是沿P方向振荡的线偏光，我们在泵浦开始时，用一同步系统给励磁线圈加一强电流，则腔内激光每经一次往返，都要产生 2θ 的法拉第旋光，不能完全通过布儒斯特窗，有一偏振损耗 δ_m ，这时，谐振腔处于低Q值，高损耗状态，只要 δ_m 足够大，此时激光振荡不能形成，激光上能级的粒子数不断积累，当励磁电流突然去掉，在无磁场的条件下，光束可自由通过布儒斯特窗，此时偏振损耗为 $\delta_m=0$ ，谐振腔处于高Q值，低损耗状态，这时被积累的上能级粒子数形成很大的超阈值的反转粒子数，并雪崩似的跳跃到激光下能级，形成强大的调Q激光脉冲。

实验中励磁电流为100A，此时线圈中的磁感应强度近似为1.2特斯拉，由法拉第旋光定律知腔内线偏光的偏转角度为 $\theta=12^\circ$ ，这时调制器的调制损耗为 $\delta_m=4\%$ 。实验所用的泵浦源为国产半导体激光列阵，最大输出功率1.5W，准连续工作，脉冲宽度400 μ s，重复频率1KHz，用温控装置将温度控制在20 $^\circ$ C，使发射的中心波长为810nm，落在Nd: BGO的主吸收峰内，光学耦合系统采用一对非球面透镜，耦合效率80%，用二维CCD 测量泵浦光经过耦合系统后焦斑的大小，尺寸为300 $\times$ 70 μ m，Nd: BGO棒5 $\times$ 5 $\times$ 7mm的直棒，计算可知腔内基膜光束束腰的大小约90 μ m，小于泵浦光的光斑大小，因此有一定的泵浦耦合损耗，得到稳定的调Q脉冲，FWHM为100ns，波形起伏小于0.5%，用灵敏能量计测量，单脉冲能量为2 μ J，峰值功率为20W，光-光转换效率为4%，斜率效率为3.5%，斜率效率低，主要是由于耦合系统的耦合效率低，进一步的实验可设计耦合系统，使泵浦光与激光光束良好匹配，同时，励磁线圈的电流强度可进一步设计，使磁光调制损耗 δ_m 增大，退磁速度变快，利于产生高峰值功率，窄脉宽的调Q激光脉冲。

Summary

Diode Laser (LD) Pumped Solid State Laser (DPL) has been developed quickly in recently years. This represents the revolutionary progress in DPL and makes laser's high efficiency, low price and compactiveness possible. Expecially, the technology in LD's making developed swiftly. With the LD's price getting more and more lower, the power more and more high, the range of emission more and more wide, LD Pumped Solid State Laser has been becoming the focus of the people.

Diode Laser Pumped Green- Light Laser has been widely studied because it's extensive useness. The wave length of green light laser is much shorter than the infrared laser. So it can be focused into a small facula. Moreover, green light is a window in underwater communication. It can be used in optical plate, picture disposal, colour projection, laser print, optical fiber communication, optical fiber sensor and underwater communication efficiently.

In this thesis, firstly we discuss two different ways to make DPL green light laser. To desire the compectiveness, we successly make a LD pumped NYAB self-frequency doubling laser. To increase the output of the green light laser, we make a intracavity-doubling of a Q- switched Nd:yag laser, which was pumped by a LDA. Secondly, we use the megneto-optic parameter of Nd:BGO crystal, make a Nd:BGO self Q-switched laser for the first time in the world.

$\text{Nd}_{x-1}\text{Y}_1\text{Al}_3(\text{BO}_3)_4$ (NYAB) is a good laser crystal and a double-frequency crystal. It hasn't the insertion loss mader by the double-frequency crystal and other inserted components which must be used in SHG. The length of the laser cavity is shorter and the optical adjustment can be mader much more easily. It benifits the compactiveness of the green light laser. Compared with Nd: YAG, NYAB has a wider absorbtion wave length range. In the waver length of 803. 5nm, the absorbtion wave length range is 6nm, but the Nd:YAG's is only 0. 5nm in wave length of 808.5nm. NYAB's simulated cross section is near or bigger than that of Nd:YAG. It hasn't the Nd:YAG's density quenching effect. The common crystal used in the frequency doubling system is KTP which works in II phase matching mode. KTP must use 1/4 wave plate to

control the fit light polarization. NYAB works in I phase matching mode, it doesn't need the $1/4$ wave plate. Compared with other self frequency doubling crystals, NYAB is not sensitive to temperature, and can work in room-temperature. We used a home-made DH-LDA as the pumping source with the peak power of 100mw, the main wave length is 801.5nm, which is NYAB's absorption edge. The pumping direction is longitudinal. The width of the driver of LDA is 300us, the repetition 100Hz. We realize a green light output whose pulse power is 4mw, the threshold is 35mw. By using the laser principle, we get the threshold is 19mw. The theoretic result is lower than the experiment, the main reason is in compute we use the wave length of NYAB's absorption peak 803.5nm, but the LDA's wave length is 801.5nm, only a section is absorbed.

The green light generated by NYAB is very slim in output power, and the quality of the light is not good. So in order to increase the output power, minus the pulse width, we made an intracavity doubling of a Q-switched Nd:YAG laser pumped by a LDA, Q-switch is the acousto-optics Q switch whose insertion loss is very small, but the switch time is long. The process is divided into 3 transition conditions: 1) the laser gain medium absorbs pumped light, the diffraction loss of the acousto-optics modulation makes the laser cavity in low Q state, the inversion population is accumulated. 2) the Q-switch is open, the Q number of the laser cavity changes suddenly. 3) The Q-switch is thoroughly open, a Q-pulse is formed. These three transition conditions link each other, but each has a different cavity state. We use computer to get the numerical solution of these three transition conditions. Study the dynamic characteristics of DPL's Q-switched frequency doubling. We also discuss the optimum of Nonlinear coupling efficiency. It is a function of initial inversion population.

A home-made MQW-LDA with an output power of 200mw is used in our experiment to pump a Nd:YAG. The acousto-optics Q-switch crystal is melted quartz. KTP is the intracavity frequency doubling crystal. The width of LDA's driver is 300us, the repetition 100Hz. When the acousto-optics Q-switch is inserted, the cavity's Q number is low. When LDA's drive pulse removes the RF modulation signal after a delay. The Q number changes rapidly. A high power oscillation is built. Adjust the cavity to make the output green light to be fundamental, then carefully adjust the phase matching degree and the direction degree to make the KTP in

optimum phase matching. The green light is the strongest. The fundamental wave width is 140ns, the SHG is 70ns in pulse width. The energy of the SHG output is 0.4uj.

In the last section, we use the magneto-optics parameter of Nd: BGO crystal, made a LD pumped Nd: BGO self Q-switched laser. Nd³⁺ doped bismuth germanate crystal ($\text{Bi}_{4-x}\text{Nd}_x\text{Ge}_3\text{O}_{12}$) is a cubic crystal with the symmetry 43 structure, and grown by the Bridgman technique. Nd: BGO is a promising laser medium as well as useful magneto optic material. Its stimulated cross section of $1.34 \times 10^{-19} \text{ cm}^{-2}$ and fluorescence lifetime of 320us were measured for a BGO crystal with Nd-doped 1 wt%. The product of σ and τ is 4 times of Nd: glass. The magnetic optical property of Nd: BGO is studied. Verdet constant of Nd: BGO is $0.033 \text{ min. cm}^{-1} \text{ G}^{-1}$, which is 7 times of fused quartz. Using the Faraday rotational effect, we designed and calculated parameters of a diode laser pumped self Q-switched Nd: BGO laser. The magneto-optic modulator is used only Nd: BGO itself. The Nd: BGO crystal has a coated flat surface (highly transmitting at 810nm, highly reflecting 1.065um) and a flat uncoated surface at Brewster's angle. The output coupler has a flat uncoated surface with B' angle and a coated curved face with radius of 50mm and transmitting 3% at 1.065um. The polarization crossed in both crystal and coupler is 12° angle. The Faraday rotator is consisted of coils which is twined on the Nd: BGO crystal and discharged. When pulse current is 400A, the peak intensity of magnetic field is about $4.6 \times 10^4 \text{ G}$. Generated rotation of polarized light arrives 10° angle. The magneto-optic Q-switch is built up. Pulsed energy of 2 uj with width of 100ns has been detected. The laser device is operated on repetition rate 1KHz. The fluctuation of optical profile is less than 0.5%. The laser pulse width is depended on response of discharged circuit. If increasing the peak current and decreasing circles coils on the crystal, the laser width can be narrowed to 50ns. The advantage of the device is omitted a separating modulator, thus a Q-switch laser is improved more compact, stable and simple.