

摘 要

利用光参量振荡器(OPO)获得宽带可调谐、高相干的辐射光源,在激光测距、医学诊断和治疗等领域已显示出越来越广泛的应用前景。经过几十年的发展已成为可调谐激光技术的主流,是实现可调谐激光输出的有效技术手段。

本文从非线性光学三波相互作用理论出发,以光参量振荡的基本原理为基础,按照光参量振荡器的设计理论,全面设计了KTP-OPO光参量振荡器。在第II类角度相位匹配条件下,得出了输出波长、有效非线性系数、参量增益等参数随角度变化的调谐曲线。从而确定了晶体切割在x-z面内,角度为72.5°,调谐范围在1.09~1.22 μm 。根据双程泵浦的单谐振参量互作用方式,研制了一套完整的光参量振荡系统,对整个系统进行了相关实验,得出并分析了实验结果。

在论文最后,分析了影响参量光转换效率和空间模式的因素。针对出现的问题,给出了对应的解决方案,为进一步的工作指明了方向。

关键词: 光参量振荡器 相位匹配 角度调谐 泵浦源 转换效率

ABSTRACT

Using optical parametric oscillator(OPO), we can get wide-range tunable、 highly coherent radiant source, it has been widely used in comprehensive domain. such as laser ranging, medical diagnose and therapy, etc. with several decades' development, it becomes mainstream of tunable laser technology. It is an efficient technical method of realizing tunable laser output.

This article designed OPO-KTP optical parametric oscillator. It set out from principle of nonlinear optical tricotism interaction, and based on both principle of optical parametric oscillation and principle of optical parametric oscillator designing. Under the condition of type II phase matching, tunable curve of the wavelength, effective nonlinear coefficient, parametric gain vs. angle changing were obtained. So, the tuning spectrum and cut ting angle of t he KTP was finally established as $1.09\sim 1.22\mu m$ and 72.5° , respectively. According to interaction of double passing pumped SRO parameter, we developed the complete OPO system and related experiments with the whole system were finished. Finally we got useful experimental results.

At the end of thesis, the factors that affect transfer efficiency and space model were analyzed. Against arisen problem, we provided solution and pointed out the next working.

**Key words: Optical Parametric Oscillator (OPO) angle-tuning phase-matching
pumping source transfer efficiency**

长春理工大学硕士学位论文原创性声明

本人郑重声明：所呈交的硕士学位论文，《光学参量振荡器（OPO）的研究》是本人在指导教师的指导下，独立进行研究工作所取得的成果。除文中已经注明引用的内容外，本论文不包含任何其他个人或集体已经发表或撰写过的作品成果。对本文的研究做出重要贡献的个人和集体，均已在文中以明确方式标明。本人完全意识到本声明的法律结果由本人承担。

作者签名：段利红 2007年12月26日

长春理工大学学位论文版权使用授权书

本学位论文作者及指导教师完全了解“长春理工大学硕士、博士学位论文版权使用规定”，同意长春理工大学保留并向国家有关部门或机构送交学位论文的复印件和电子版，允许论文被查阅和借阅。本人授权长春理工大学可以将本学位论文的全部或部分内容编入有关数据库进行检索，也可采用影印、缩印或扫描等复制手段保存和汇编学位论文。

作者签名：段利红 2007年12月26日

指导导师签名：丁蕴丰 2007年12月26日

第一章 绪 论

§ 1.1 光参量振荡器的研究进展

§ 1.1.1 光参量振荡器的发展历史

1961年 Franken 等人在光波段观察到二次谐波不久, 1962年 Armstrong、Kingston、Kroll、Akhmanov 和 Khokhlov 分别提出了光参量放大和产生可调谐光的建议; 1965年 C.C.Wang 和 Racette 首次在试验中观察到了三波非线性过程中的参量增益, 同年美国贝尔实验室的 J.A.Giordmaine 和 R.C.Miller 用 Q 开关多模 $Nd:GaWO_3$ 激光通过 $LiNbO_3$ 晶体, 获得了 $0.97\text{--}1.15\ \mu\text{m}$ 的参量信号输出。之后, 世界各国都展开了对参量振荡器的研究。在 20 世纪 70 年代中期, 有 Chromatix 公司生产了第一台商品化的光参量振荡器 (*Optical Parametric Oscillator*, 简称 *OPO*)^[1]。

OPO 的发展与非线性频率转换晶体的研究发展有着密不可分的关系。由于缺乏优质的非线性晶体, *OPO* 的研究在 20 世纪 70 年代中后期和 20 世纪 80 年代初期基本陷于停滞状态^[2]。20 世纪 80 年代中后期, 随着透明范围宽、损伤阈值高、有效非线性系数大及大尺寸的非线性新型晶体 *KTP*、*LBO*、*BBO* 等的出现, 人们对 *OPO* 的研究又进入一个高潮。1986 年的 CLEO 年会上, Y.X.Fan 首先报到了 *BBO-OPO* 的研制情况。1988 年他们又报道了使用 355nm 、 532nm 泵浦的 *BBO-OPO* 分别获得了 $412\text{--}2550\text{nm}$ 和 $940\text{--}1220\text{nm}$ 的波段输出^[2]。1997 年, 又有文献报道采用 355nm 作为泵浦光源, II 类匹配双 *BBO* 组成的 *OPO-OPA* 系统, 其调谐范围 $0.4\text{--}2.5\ \mu\text{m}$, 效率高达 25%。通过倍频可获得 $208\text{nm}\text{--}415\text{nm}$ 波长输出, 倍频效率大于 40%。关于 *KTP* 晶体, 20 世纪 90 年代初期, L.R.Marshall 等人报道了使用 15mm 长的 *KTP* 晶体, 1064nm 作泵浦光, 参量调谐范围 $1.06\text{--}1.61\ \mu\text{m}$, 转换效率达 35%的 *OPO-OPA* 系统的情况。之后, 人们使用不同波长的激光作为泵浦光, 采用不同的腔型结构, 进行 *KTP-OPO* 实验, 实现了不同波段的输出^[3]。

§ 1.1.2 国内外研究现状

光学参量振荡器发展到今天种类繁多, 有脉冲、连续及锁模运转, 有多模也有单模工作, 泵浦源遍及固体、气体、染料、准分子、半导体、光纤等激光器以及二极管直接泵浦, 输出激光脉冲宽度从长脉冲, 几个纳秒到皮秒, 甚至进入飞秒量级, 共振类型有单共振和双共振之分, 相位匹配方式也有 I 类 II 类之别, 腔型也从直腔发展为三镜、四镜、多镜折叠环形腔结构。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, 这极大地推动了参量变换技术的发展, 使 *OPO* 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^[4]。

1994 年报道了可调谐 Ti: sapphire 激光泵浦的非临界相位匹配 KTP 光学参量振荡器, 1997 年还出现了一种新型的相位匹配自倍频 *KTP-OPO*, 参量振荡和倍频过程只用一块晶体来实现。英国的 Southampton 大学和美国的 Cornell 大学关于这方面的研究较多。以 *KTP* 和 *RTA* 为基底制成的光学超晶格材料已见报道, 英国 Southampton 大学成功地实现了 *PPRTA-OPO* 的运转, 土耳其 Bilkent 大学演示了建立在 *PP-KTP* 基础上 Ti: sapphire 激光泵浦的 *fs-OPO*。目前, 世界上生产 *OPO* 系统并推广到市场上的厂商并不少, 其中以美国的 Continnum 公司、SpectraPhysics (SP) 公司和德国的 Lambda Physik 公司为代表^[1]。

表 1-1 Continnum 公司 OPO^[1]

指标	Mirage3000	Mirage500	Sunlite OPO
调谐范围	710~840nm 1.45~4.0 μ m	426~710nm 710~2120nm	450~1680nm
Nd: YAG 泵浦	>150mJ/532nm >350mJ/1064nm	>35mJ/532nm >200mJ/355nm	400mJ/355nm
输出脉冲能量	8mJ/1.5 μ m	13mJ/450nm	25mJ/525nm
重复频率/Hz	10~20	10~20	10~20
脉冲宽度/ns	4~6	4~6	3~5
光束质量	<5 倍衍射极限	<5 倍衍射极限	—
转换效率	25%	25%	26%
线宽	<0.017cm ⁻¹	<0.02	<0.1

表 1-2 Lambda Physik 公司和 SP 公司的 OPO 系统^[1]

指标	Lambda Physik SCANMATE OPO (E)	SP Quanta-ray MOPO700 系列
调谐范围/nm	410~2500	410~690、725~2200、410~2000
转换效率	>17%/540nm	20%/500nm
线宽	0.15cm ⁻¹	<2cm ⁻¹ /710nm <0.1cm ⁻¹ /720nm
脉冲宽度/ns	小于泵浦脉冲 1~2	3~6

如表 1-1 所示, Mirage3000 采用了非线性晶体 *KTP* 的频率变换和放大效应, 而 Mirage500 和 Sunlite OPO 则分别采用了 *KTP* 和 *BBO* 晶体。Sunlite OPO 由于采用了特殊的谐振振荡器, 因而压窄了线宽并扩大了调谐范围。如表 1-2 所示, Lambda Physik 公司生产的 SCANMATE OPO 系统利用 *BBO* 晶体实现频率变换, 他采用的是两个分开的 *OPO* 系统, 而不是 *OPO-OPA* 系统。两个主振荡器是高性能的 *OPO*, 因而可以获得单纵模的线宽。

我国在 *OPO* 研究方面也取得了很大进展。黄骊人报道采用 II 类非临界匹配 *LBO*

及 I 类临界匹配的 *BBO*，用波长为 355nm 激光泵浦，获得 $415\sim 482.6\text{nm}$ 的调谐范围，输出线宽小于 0.15nm ；姚建铨用调 Q 的 *Nd: YAG* 激光器的二次谐波 (532nm) 泵浦 *LiNbO₃*，采用温度调谐获得了 $738.9\sim 1411.3\text{nm}$ 的调谐范围；柳强等人用腔内含有 *KTP* 光学参量振荡器的调 Q 的 *Nd: YAG* 激光振荡器实现了高达 45% 的转换效率^[3]。国内对磷酸钛氧化物光学参量振荡器主要集中于 *Nd: YAG* 泵浦的非临界相位匹配 *KTP*，其输出为人眼安全的 $1.57\mu\text{m}$ 激光，研究单位主要有华北光电所、西南技术物理所和哈尔滨工业大学等单位^[6]。哈工大对外腔和内腔 *KTP-OPO* 单元光参量技术进行了大量研究，最大获得了转换效率 64%，能量大于 50mJ 的 $1.57\mu\text{m}$ 激光输出。对 *PP-KTP* 的研究国内尚未见报导。

§ 1.1.3 光参量振荡器的未来发展趋势

宽带可调谐作为光学参量振荡器的最大特点，也必然成为光学参量振荡器发展的主要趋势。*OPO* 同倍频、和频、差频甚至受激拉曼散射、染料或固体可调谐激光光源等组合起来，构成多种的组合调谐方式必将成为拓展 *OPO* 所不能匹配波长的主要手段。总体来说，未来的 *OPO* 将向以下几个方面进行^[6]：

1 红外的扩展和紫外的延伸

红外的扩展主要利用新型的激光源，如 *Cr, Er: YSGG, KTP-OPO* 等，泵浦 *AgGaSe₂, AgGaS₂, CdGeAs₂, CdSe, ZnGeP₂* 等晶体，可以匹配出更长的波段。紫外的延伸主要利用 *Nd: YAG* 的谐波泵浦 *BBO, LBO, CBO* 等晶体产生的参量光倍频或是经和频获得短波长激光。

2 准相位匹配技术的进一步发展

利用周期性极化技术实现准相位匹配条件下参量振荡首先是在 *LiNbO₃* 晶体上实现的，简称 *PPLN* 技术，该技术具有操作简单、高增益、低损耗等优点，还由于其高度非线性和群速色散可以实现光脉冲压缩，所以是近一段时期争相研究的热点，着重解决的问题是：大通光孔径技术，新型光学超晶格材料的研制，光学超晶格 *OPO* 的多种调谐方式，发展紫外和长波波段的光学超晶格 *OPO* 以及 *fs* 短脉冲输出。

3 新型参振晶体的研制

光学参量振荡器的发展与非线性晶体的发展有着密不可分的关系，非线性晶体的发展直接影响光学参量振荡器的发展，具有宽的透光光谱范围，大的非线性系数，高的损伤阈值，物化性能稳定且能生长大尺寸的新型晶体是 *OPO* 研究的另一热点。

4 进一步提高光学参量振荡器输出指标

在调谐范围、输出能量、转换效率不断提高的同时，脉宽也不断向更短脉冲发展，使 *OPO* 的输出具有比泵浦光更高的峰值功率密度。利用各种线宽压缩技术获得窄线宽 *OPO* 输出，高重复频率和 *CW-OPO* 的方面将会有很大进展。

5 全固化 *OPO*

利用二极管泵浦固体激光技术，发展全固化宽调谐 *OPO* 在近几年发展十分迅速，

是将来的发展方向。

§ 1.2 光参量振荡器研究的目的及意义

因为自然界的一切物质都能对某波长范围的光具有强烈的吸收和荧光效应，激光光谱分析是当前探测物质结构最先进的方法，而光源波长可变化是该项技术的关键。可调谐激光器目前常用的有：染料激光器、掺钛蓝宝石激光器、色心激光器和铅盐半导体激光器以及光学参量振荡器（*OPO*）。光参量振荡器 *OPO* 在调谐范围和输出功率方面均优于染料激光器和掺钛蓝宝石激光器，特别是近年来一些新型而高效率的非线性晶体的出现和发展，使得 *OPO* 成为目前世界上调谐范围最宽的一种固体激光器，并因其具有结构紧凑，使用方便以及功率高，能够产生从紫外到红外的激光辐射等特点，已被广泛应用于激光光谱学、激光差分吸收雷达、光电对抗、激光扫描成像、人眼安全激光测距、目标指示器、激光定向红外干扰等领域^[6]。

§ 1.3 本论文研究的内容及目标

本论文从三波混频的基本原理出发，介绍了光参量振荡器的相关理论，给出了参量振荡的物理解释。从转化效率的角度研究了光参量振荡部分对参振晶体的选择和相位匹配理论；设计了晶体的匹配切割角；*OPO* 系统的选择和构建，考虑到接收角和允许走离角，得出了光参量振荡的调谐曲线。根据 *OPO* 相关原理和理论计算，研制了一套完整的光参量振荡系统，包括满足 *OPO* 的泵浦源——电光调 *Q* 的 *Nd: YAG* 激光器和 *OPO* 参量振荡器。研究了泵浦源和 *OPO* 的输出特性并给出了主要技术参数，并针对相关实验，进行了结果分析。

论文的主要目标就是自主研制一套完整的、模块化的实验系统。模块化的结构设计可以增加系统的灵活性和可互换性，与其它同类系统相比，它能给学生留出手操作的空间。预计完成的这套系统将投入到本科生及研究生的专业实验课教学中。

第二章 光参量振荡的基本原理

光学参量振荡同倍频、和频、拉曼等一样都属于非线性频率变换技术的一种^[6]。早在 1961 年二次谐波就已经出现了, 随后又出现了三波混频, 在 1965 年出现了光学参量振荡。此后, 发现利用倍频晶体材料的双折射效应以补偿折射率的色散来提高倍频效率, 这就是人们所说的相位匹配技术^[6]。本章将从耦合波方程出发, 阐述光学参量振荡的原理, 不同的作用结构, 并给出光学参量振荡的物理解释。

§ 2.1 三波混频及基本原理

§ 2.1.1 三波相互作用的耦合波方程

假设有三个频率分别为 ω_1 , ω_2 和 ω_3 沿 z 方向传播的单色平面波, 记为 E_1 , E_2 和 E_3 , 垂直地入射到介质上, 并有 $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ 。设三波的复振幅为^{[6]~[10]}:

$$E_1(z) = A_1(z) \exp(i\phi_1) \quad (2.1)$$

$$E_2(z) = A_2(z) \exp(i\phi_2) \quad (2.2)$$

$$E_3(z) = A_3(z) \exp(i\phi_3) \quad (2.3)$$

式中, ϕ_1 , ϕ_2 , ϕ_3 分别为三波的初始相位, 在稳态情况下, 非线性激励项相对于线性响应的贡献很小, 因此常把非线性激励项作为一种微扰来处理。即在介质无损耗的情况下, 由于非线性激励项作为线性响应的一种微扰, 可以认为光电场复振幅是仅是 z 的函数, 与时间无关, 且振动矢量的改变量极小, 变换又慢 (所谓变换慢是指在辐射波长范围内, 量的改变很小)。假设三波共线相位匹配, 采用慢变振幅近似:

$$\left| \frac{\partial^2 E_n}{\partial z^2} \right| \ll \left| K_n \frac{\partial E_n}{\partial z} \right| \ll \left| K_n^2 E_n \right|, \quad n=1, 2, 3 \quad (2.4)$$

上式表明: 在波长 λ_n 数量级的长度范围内, 电场幅度 $|E_n|$ 及其导数 $\left| \frac{\partial E_n}{\partial z} \right|$ 的数值相对变化不大, 这在绝大多数的非线性光学问题中都是满足的^[7]。

基于实际光束的情况, 允许存在一个相位失配量, 其相位失配因子的表达式为:

$$\Delta K = K_1 + K_2 - K_3 \quad (2.5)$$

由
$$K_n = \frac{n_n \omega_n}{c}, \quad \mu_o \epsilon_o = \frac{1}{c^2} \quad (2.6)$$

令
$$B_n = \frac{\omega_n \chi_{neff}}{2n_n c} \quad n=1, 2, 3$$

式中, c 为光速, χ_{neff} 是有效非线性极化率 (标量), 可推导出耦合波方程^[8]

$$\frac{dE_1}{dz} = iB_1 E_3 \bar{E}_2 \exp(-i\Delta kz) \quad (2.7)$$

$$\frac{dE_2}{dz} = iB_2 E_3 \bar{E}_1 \exp(-i\Delta kz) \quad (2.8)$$

$$\frac{dE_3}{dz} = iB_3 E_1 E_2 \exp(i\Delta kz) \quad (2.9)$$

如果考虑到晶体的电导率 $\sigma_n \neq 0$ ($n=1, 2, 3$), 则耦合波方程变为^{[7][8]}:

$$\frac{dE_1}{dz} + \alpha_1 E_1 = iB_1 E_3 \bar{E}_2 \exp(-i\Delta kz) \quad (2.10)$$

$$\frac{dE_2}{dz} + \alpha_2 E_2 = iB_2 E_3 \bar{E}_1 \exp(-i\Delta kz) \quad (2.11)$$

$$\frac{dE_3}{dz} + \alpha_3 E_3 = iB_3 E_2 E_1 \exp(i\Delta kz) \quad (2.12)$$

式中 α_n 为损耗系数, 其表达式为:

$$\alpha_n = \frac{\mu_0 \sigma_n c}{\omega n} \quad n=1, 2, 3$$

如果克莱曼 (Klein man) 近似关系成立, 则有

$$\chi_{1neff} = \chi_{2neff} = \chi_{3neff} = 2d_{eff} \quad (2.13)$$

上述的耦合波方程是在严格的单色均匀平面波条件下推导出来的, 对于单色性很好的非聚焦单横模激光束, 上述方程有很好的近似。对于脉冲激光, 当脉宽大于 $1ns$ 时, 通常可以用上述的稳态耦合波方程; 但当脉宽小于 $100ps$ 时就要考虑用瞬态耦合波方程^[9]。

在实验中输出激光的静态脉宽在 μs 量级, 动态脉宽在 ns 量级, 故采用的是稳态耦合波方程。

在无损耗介质中 $\sigma=0$, 通常克莱曼近似关系成立, 即式 (2.13) 成立, 则稳态耦合波方程组可以改写为:

$$\frac{dE_1}{dz} = \frac{i\omega_1}{2n_1 c \cos^2 \rho_1} \chi_{eff} E_3 \bar{E}_2 \exp(-i\Delta kz) \quad (2.14)$$

$$\frac{dE_2}{dz} = \frac{i\omega_2}{2n_2 c \cos^2 \rho_2} \chi_{eff} E_3 \bar{E}_1 \exp(-i\Delta kz) \quad (2.15)$$

$$\frac{dE_3}{dz} = \frac{i\omega_3}{2n_3 c \cos^2 \rho_3} \chi_{eff} E_2 E_1 \exp(i\Delta kz) \quad (2.16)$$

式中, ρ_n ($n=1, 2, 3$) 为 \mathbf{K} 矢量与 \mathbf{S} 矢量的夹角, 经推导可得:

$$\frac{d|S_1|}{dz} \cos \rho_1 + \frac{d|S_2|}{dz} \cos \rho_2 + \frac{d|S_3|}{dz} \cos \rho_3 = 0 \quad (2.17)$$

该式表示无损耗非线性介质内流过垂直 z 轴平面的总能流密度保持不变, 也就是能量守恒。式 (2.17) 也可以改写成,

$$|S_1| \cos \rho_1 + |S_2| \cos \rho_2 + |S_3| \cos \rho_3 = W \quad (\text{常数}) \quad (2.18)$$

将上述耦合波方程两边同时乘以相应的复共轭场, 还可以得出下列关系:

$$\frac{d}{dz} \left(\frac{I_1}{\omega_1} \right) = \frac{d}{dz} \left(\frac{I_2}{\omega_2} \right) = -\frac{d}{dz} \left(\frac{I_3}{\omega_3} \right) \quad (2.19)$$

也可以变为:

$$\frac{d}{dz} \left(\frac{I_2}{\omega_2} + \frac{I_3}{\omega_3} \right) = 0, \quad \frac{d}{dz} \left(\frac{I_1}{\omega_1} + \frac{I_3}{\omega_3} \right) = 0, \quad \frac{d}{dz} \left(\frac{I_1}{\omega_1} - \frac{I_2}{\omega_2} \right) = 0 \quad (2.20)$$

式中, I_i 表示光强即电场辐射能流率:

$$I_i = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c n_i |E_n|^2 \quad i=1, 2, 3 \quad (2.21)$$

式 (2.19) 和 (2.20) 表明了相互作用中三个光场光子数的变化关系。 ω_1 和 ω_3 的光子数之和与 ω_2 和 ω_3 光子数之和在非线形过程中始终保持不变。 ω_1 和 ω_2 光子数之差保持不变。如果频率为 ω_1 和 ω_2 的光子同时湮没, 可以产生频率为 ω_3 的一个光子, 这就是和频过程。反过来 ω_3 光子湮没, 同时产生两个频率为 ω_1 和 ω_2 的光子, 这就是参量光产生的过程^[9]。

§ 2.2 参量振荡的相关理论

§ 2.2.1 光参量振荡的基本原理

一束泵浦光 ω_3 入射非线性光学晶体, 产生两束新的光波 ω_1 和 ω_2 , 且有 $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ 关系成立, 称光学参量发生 (Optical Parametric Generation, OPG), 相应的晶体器件称为光学参量发生器。一束强泵浦光 ω_3 和一束弱的信号光 ω_1 一起入射非线性晶体, 弱的信号光 ω_1 被放大, 同时产生一束新光波 ω_2 , 也有 $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ 成立, 此称为光学参量放大 (Optical Parametric Amplification, OPA)。将非线性晶体放入谐振腔中, 一束泵浦光 ω_3 入射, 同时产生两束新光波 ω_1 和 ω_2 , 同样有 $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ 成立, 此称为光学参量振荡 (Optical Parametric Oscillation, OPO), 相应的谐振腔和晶体统称为光学参量振荡器^[10]。

光学参量振荡器 (OPO) 是利用非线性晶体的混频特性来实现频率变换的器件,

其中有一个或两个光波具有振荡特性。有的文献中把 *OPO* 和 *OPA* 统称为 *OPG*。*OPA* 在原理上同微波参量放大极为相似。光学参量放大实质上是一个差频产生的三波混频过程。由莱曼-罗威关系可知，在差频过程中，每湮没一个光子，同时要产生两个低频光子，在此过程中这两个低频光波获得增益，因此光学参量放大器可作为它们的放大器。将一个强的高频光（泵浦光）和一个弱的低频光（信号光）同时入射到非线性晶体上，就可以产生差频光（空闲光），而弱的信号光被放大了^[9]。若信号光、空闲光同泵浦光多次通过非线性晶体，它们可以多次得到放大。如果将非线性晶体置于谐振腔中，并用强的泵浦源照射，当增益超过损耗时，在腔内可以从噪声中建立起相当强的信号光及空闲光。应当指出的是，在光学参量振荡器中建立起来的两种频率的光波，任何一个光波都可以称为信号光或者空闲光。区别哪个是信号光，哪个是空闲光是没有意义的，不过一般习惯把波长短的光波称为信号光，长的称为空闲光^[11]。

由能量守恒定律可知，能量为 $h\nu_p$ 的每个泵浦光子都产生一个信号光频率的光子 $h\nu_s$ 和一个空闲光频率的光子 $h\nu_i$ ，三波的频率需满足：

$$\nu_p = \nu_s + \nu_i, \quad \text{即} \quad \frac{1}{\lambda_p} = \frac{1}{\lambda_s} + \frac{1}{\lambda_i} \quad (2.22)$$

为了得到明显的参量放大，要求这三种频率中每一种频率产生的极化波与自由传播的电磁波具有相同的速度。如果非线性晶体的折射率使得波矢 \mathbf{K} 满足动量守恒条件： $k_p = k_s + k_i$ ，就会产生上述结果。对于共线传播的波，有：

$$\frac{n_p}{\lambda_p} = \frac{n_s}{\lambda_s} + \frac{n_i}{\lambda_i} \quad (2.23)$$

式中， n_p 、 n_s 、 n_i 分别为泵浦光、信号光、空闲光在非线性晶体中的折射率。由于这三个折射率都取决于波长，光在晶体中的传播方向以及光的偏振，所以一般情况下能够利用双折射和色散找到满足上式的条件。

§ 2.2.2 参量振荡的互作用方式

光学参量振荡器可以同时信号频率和空闲频率共振，也可以对其中一个频率共振。前者通常称为双共振光学参量振荡器 (*DRO*)，后者通常称为单共振光学参量振荡器 (*SRO*)^[11]。

下图所示说明了利用泵浦光、信号光和空闲光三波相互作用过程的不同结构，最简单的非谐振结构，即图 2.1 所示的 *OPA*。在这种情况下，入射的是信号光和泵浦光。如果将 *Q* 开关激光输出聚焦到晶体上，或者是泵浦强度足够高，就会满足相位匹配条件，且信号光获得增益，同时产生空闲光。一般来讲，如果光参量振荡器的信号光太弱而需要进一步放大就应该使用 *OPA*^[12]。

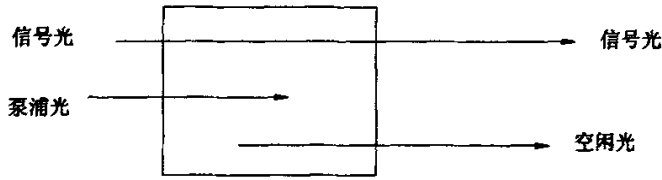


图 2.1 光参量放大器

最普通的光参量振荡器件是如图 2.2 和图 2.3 所示的单谐振振荡器。在这种器件中晶体位于提供信号光或空闲光频率反馈的谐振腔中。泵浦光透射过输入镜而进入振荡器，该镜对泵浦光的透射率很高，而对信号光却有很高的反射率。在 2.2 图中耦合输出镜对信号光的反射率通常在 80%~95%，而对空闲光和泵浦光的透射率却很高。腔内只有信号光是起振的，且有一小部分由前镜耦合输出。在 2.3 图中，泵浦光经输出镜反射，在晶体内形成一次往返。由于使泵浦光透射进腔内的输出镜对该泵浦光的透射率很高，所以不会建立起泵浦光的谐振条件。泵浦光在返程中为谐振信号光提供了增益，所以信号光的阈值降低。

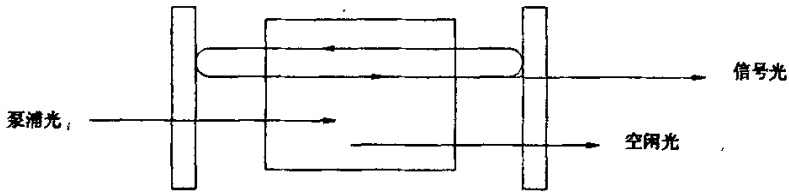


图 2.2 单谐振光参量振荡器

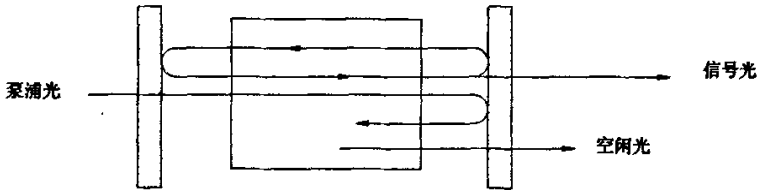


图 2.3 对泵浦光有反射作用的单谐振光参量振荡器

图 2.4 是双谐振振荡器，它对信号光和空闲光提供反馈。在双谐振条件下，信号光和空闲光同时在光学腔内谐振，因而明显降低了阈值。但是稳定性和可调性却降低了。

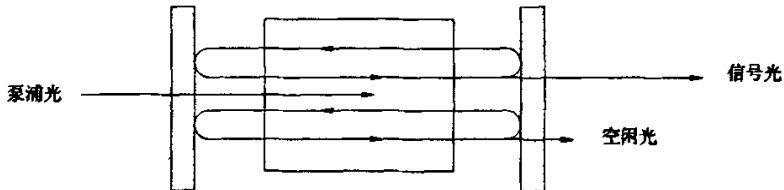


图 2.4 双谐振光参量振荡器

单共振光参量振荡器 (SRO) 因为只有信号波或者是空闲波在腔内振荡，没有不同波长的激光模式竞争，因而功率和输出的稳定性好于双共振光参量振荡 (DRO)，成

为 *OPO* 普遍采用的工作方式。单谐振 *OPO* 的反射镜与腔体的设计容易、转换效率较好，泵浦光通过非线性晶体，所产生的信号光与空闲光就会在泵浦光的方向得到增强。而且 *SRO* 的稳定振荡是从光波噪声中建立起来，要求泵浦光有较高的峰值功率和多次往返振荡。值得提出的是 *SRO* 的阈值较比 *DRO* 高，故采用对泵浦光具有反射作用的单谐振振荡方式，即信号光在腔内谐振，泵浦光返回腔内降低阈值，或者缩短腔长，增加晶体有效长度等来弥补这一不足^[11]。

本文是采用泵浦光带反馈的单谐振相互作用方式，用电光调 *Q* 固体脉冲激光器做 *OPO* 的泵浦源^[12]。

第三章 光参量振荡器的理论分析及其设计

光学参量振荡器虽然是在参量放大理论上发展起来的，但它却具有更重要的实用意义。这是因为它具有如下一些基本特性：不需要外界输入信号光而独自产生双频参量振荡；可连续或脉冲运转并具有较高的效率；通过改变晶体折射率参数而实现可调谐（可连续变频）参量振荡输出。为说明最后这个特点，可根据公式写出假设三波同方向作用情况下的相位匹配条件 $n_p \omega_p = n_s \omega_s + n_i \omega_i$ 在入射泵浦光 ω_p 为给定的条件下，对具有一定折射率特性的非线性晶体而言，总会有一对确定的频率 ω_s 和 ω_i 满足上述匹配条件而自动产生振荡；进一步考虑到非线性晶体对其折射率特性，晶体取向（角度）、温度或外界电场、磁场等因素的依赖特点，则应以适当方式改变晶体取向、温度或外场的情况下，晶体折射率特性也随之发生变化。因此，满足相位匹配条件的一对频率 ω_s 和 ω_i 的值也随之发生改变，从而可在比较宽的光谱范围内连续改变腔内振荡光的波长或频率^[10]。

实际的光学参量振荡器系统，一般由以下几部分组成^[11]：

(1) 非线性晶体：要求它们具有较高的光学透过率，较大的有效二次非线性电极化系数，折射率随外界工作条件的改变而易于控制，以便实现可调谐高效率的参量振荡；晶体一般制成几毫米到几厘米的平行片（块）状，而通光表面有较高的光学加工精度。

(2) 泵浦光源：为产生光学参量振荡作用，必须有波长较短（相对于振荡光而言）而功率（光强）较高的激光辐射作泵浦光源。在脉冲运转时，常选用玻璃脉冲（或加 Q 调制）激光器输出 1064nm 的二次谐波辐射（532nm），或者红宝石激光器输出 694.3nm 激光作为泵浦光源入射，在连续运转时，常采用掺钕石榴石激光器输出 1.06 μ m 激光（或它的二次谐波辐射）作泵浦光入射，此外亦可用各类气体激光器和染料激光器输出激光作泵浦光源。

(3) 光学共振腔：可根据要求和实验条件的不同，分别采用平行平面腔、平凹、双凹或凹凸稳定腔等形式。组成共振腔的两个反射镜应该在参量振荡频率范围内有足够高的反射率，而对入射泵浦光则具有适当的透过率。

(4) 相位匹配和调谐装置，改变振荡频率的调谐方式基本上包括：

a 温度调谐：泵浦光垂直于晶体光轴方向入射，改变晶体的温度，可相应地改变振荡频率。在此情况下， ω_s 和 ω_i 两频率的振荡光束在空间上并不分离开来。

b 角度调谐：当晶体温度保持不变时，改变晶体光轴相对于泵浦光的入射角度，同样可以改变振荡频率。此时，由于晶体的双折射效应而使得 ω_p ， ω_s 和 ω_i 三种频率的振荡光束在空间上可能出现分离。

c 外场调谐：对非线性晶体施加外界直流电场或磁场，利用晶体折射率的电-光效应

或磁-光效应，同样可达到可调谐振荡的目的^[11]。

本章主要讨论用于光参量振荡的常见的几种非线性晶体；相位匹配的设计；非线性系数 (d_{eff}) 计算及其所需要的泵浦阈值功率密度的计算。

§ 3.1 光参量振荡晶体的选择

§ 3.1.1 OPO 晶体的选择

从光参量振荡器的发展史可以看出，光参量振荡器的发展与非线性晶体的发展有着密不可分的关系，非线性晶体的发展直接影响光参量振荡器的发展，具有宽的透光谱范围，大的非线性系数，高的损伤阈值，物化性能稳定且能生长大尺寸的新型晶体是 OPO 研究的另一热点^[14]。

一般来说，倍频、混频和光参量振荡器对非线性光学材料有以下相同的要求：

- a 不具有对称中心的结构；
- b 有较大的非线性系数；
- c 在工作波段范围有高的透明度；
- d 能得到大尺寸的、光学均匀性好的、物化性能稳定和易于加工的晶体；
- e 有较高的光损伤阈值；
- f 能够透射泵浦光、信号光和空闲光波长，且损耗要小；
- g 可通过一定方式（调节晶体取向或者是温度）满足相位匹配条件

表 3-1 列出了 OPO 系统常用的几种非线性材料。OPO 晶体的临界参量与倍频晶体稍有不同，倍频晶体要求接收角度大、对温度的敏感度低和宽频接收。在 OPO 中，由于其自身的调谐能力，这些量的缺少仅仅导致宽谱线的输出。例如，超过接收角就会妨碍一对信号光波长与空闲波长的相位匹配，然而，在相位匹配恢复之前 OPO 一直在波长近心调谐，产生宽谱线的输出。下表中列出了几种常见的用于光参量振荡的非线性晶体的光学特性。

表 3-1 常见晶体的光学特性^[9]

	LBO	BBO	KTP	KTA	AgCaS ₂	LiNbO ₃	PPLN
d_{eff} (pm/V)	1.16	1.94	3.64	4.47	13.5	5.1	17.2
透光波长/ μm	0.16~2.6	0.19~2.5	0.4~3.5	0.4~4.0	0.5~12	0.5~5	0.5~5
损伤阈值/ (GW/cm ²)	2.5	1.5	0.5	0.5	0.03	0.2	0.2
典型长度/cm	0.5~1	0.5~1	1~2	1~2	2~4	2~5	2~6

非线性晶体的优劣常用品质因数 (Figure of Merit, 简称 FOM 值) 来衡量。上表给出了一些常用晶体的 FOM 值，KTP 是仅次于 LiNbO₃ 的晶体，而后者生长困难，因此不能采用大尺寸从而限制了使用范围，KTP 就广泛用于激光产品及科学研究之中。

§ 3.1.2 磷酸钛氧钾晶体

实验中选用磷酸钛氧钾晶体($KTiOPO_4$, 简称 KTP), 是目前可得到的性能最好的非线性光学材料之一。它具有非线性光学系数大, 倍频系数大, 接收角大, 走离角小, 宽的温度分布和光谱带宽, 光电系数高和介电常数低, 抗阻比值大, 不吸水, 化学、机械性能稳定性, 透光波段宽, 激光损伤阈值较高, 转换效率高, 不溶于水, 抗热冲击性能好, 易于进行光学加工, 等优点^[14]。具体性能参数如下表所示

表 3-2 KTP 晶体的结构及非线性参数^[10]

晶体结构	斜方晶系, 点群 $mm2$												
晶格参数	$a=12.890\text{\AA}$, $b=6.420\text{\AA}$, $c=10.604\text{\AA}$, $Z=8$												
熔点	About $1150\text{ }^\circ\text{C}$												
莫斯硬度	5Mohs												
密度	3.0145g/cm^3												
导热系数	13W/m/k												
热膨胀系数	$\alpha_x=11\times 10^{-6}/^\circ\text{C}$, $\alpha_y=9\times 10^{-6}/^\circ\text{C}$, $\alpha_z=0.6\times 10^{-6}/^\circ\text{C}$												
可透光波段范围	$350\text{nm}\sim 4500\text{nm}$												
SHG 相位匹配范围	$497\sim 1800\text{nm}$ (Type II)												
光性	正光性双轴晶体												
热光系数 ($^\circ\text{C}$)	$dn_x/dT=1.1\times 10^{-5}$, $dn_y/dT=1.3\times 10^{-5}$, $dn_z/dT=1.6\times 10^{-5}$												
吸收系数	$<0.1\%/cm$ at 1064nm $<1\%/cm$ at 532nm												
For Type II SHG of a Nd: YAG laser at 1064nm	Temperature Acceptance: 25°C.cm Spectral Acceptance: 0.56nm.cm Angular Acceptance: 14.2mrad.cm Walk-off Angle: $0.26^\circ(4.5\text{mrad})$												
非线性系数	$Deff(\text{II}) = (d_{24}-d_{15}) \sin^2 f \sin^2 q - (d_{15} \sin^2 f + d_{24} \cos^2 f) \sin q$												
非线性光学系数	$d_{31}=6.5\text{pm/V}$ $d_{24}=7.6\text{pm/V}$ $d_{32}=5\text{pm/V}$ $d_{15}=6.1\text{pm/V}$ $d_{33}=13.7\text{pm/V}$												
Sellmeier 方程 ($\lambda/\mu\text{m}$)	$n_x^2=2.10468+0.89342\lambda^2/(\lambda^2-0.04438)-0.01036\lambda^2$ $n_y^2=2.14559+0.87629\lambda^2/(\lambda^2-0.0458)-0.01173\lambda^2$ $n_z^2=1.9446+1.3617\lambda^2/(\lambda^2-0.047)-0.1491\lambda^2$												
折射率	<table style="margin-left: auto; margin-right: auto;"> <thead> <tr> <th>λ</th> <th>n_x</th> <th>n_y</th> <th>n_z</th> </tr> </thead> <tbody> <tr> <td>1064nm</td> <td>1.7377</td> <td>1.7453</td> <td>1.8297</td> </tr> <tr> <td>532nm</td> <td>1.7780</td> <td>1.7886</td> <td>1.8887</td> </tr> </tbody> </table>	λ	n_x	n_y	n_z	1064nm	1.7377	1.7453	1.8297	532nm	1.7780	1.7886	1.8887
λ	n_x	n_y	n_z										
1064nm	1.7377	1.7453	1.8297										
532nm	1.7780	1.7886	1.8887										
激光损伤阈值	$>450\text{MW/cm}^2$ (1064nm 10ns 10Hz)												

§ 3.2 晶体中三波相互作用相位匹配基本计算理论

相位匹配是非线性光学中一个非常重要的概念。相位匹配技术的使用,使得非线性作用的转化效率大大提高。本节将从三波相互作用的相位匹配条件、允许参量及有效非线性系数等来讨论这个问题。

单轴晶体中,根据 D 矢量的方向不同,光波分为 o 光及 e 光,在两种相位匹配情况下,参与相互作用的光波是 o 光还是 e 光,由晶体的类型来决定。因为论文实验中所用的晶体 KTP 是双轴晶体,在此详细讨论双轴晶体的有关设计理论,对单轴晶体的问题不做过多讨论。

在上一章导出的耦合波方程 (2.17~2.19) 或者是 (2.10~2.13) 中,相位失配因子

$$\Delta K = K_3 - K_1 - K_2 \quad (3.1)$$

起着重要作用。若 $\Delta K=0$,三波非线性相互作用就会得到增强;若 $\Delta K \neq 0$,三波相互作用就会减弱;若 ΔK 很大,三波非线性相互作用有可能不会发生。因此, ΔK 是影响非线性光学过程的重要物理量。为获得强的非线性光学过程,通常希望 $\Delta K=0$,称为相位匹配条件。如何满足相位匹配条件,是实际工作中需要解决的关键问题之一,也是进行非线性光学实验中的首要问题^{[15][16]}。

一般情况下,三波相互作用都是发生在介质的透明光波段区域,也就是介质与光场无能量交换,此时三波之间应该满足能量守恒定律与动量守恒定律^[16]。

$$\hbar\omega_1 + \hbar\omega_2 = \hbar\omega_3 \quad (3.2)$$

$$\hbar k_1 + \hbar k_2 = \hbar k_3 \quad (3.3)$$

这里的动量守恒定律就是 $\Delta K=0$ 。如果三波是共线传播,相位匹配条件为:

$$\omega_1 n_1 + \omega_2 n_2 = \omega_3 n_3 \quad (3.4)$$

$$\frac{n_1}{\lambda_1} + \frac{n_2}{\lambda_2} = \frac{n_3}{\lambda_3} \quad (3.5)$$

所谓的共线情况的相位匹配,实质上是指参与相互作用的光波之间尽可能有相同的相速度从而保证光波之间的同步的相互作用。以下讨论共线情况下,在光学非线性晶体中三波相互作用的有关相位匹配问题。

§ 3.2.1 温度相位匹配

某些晶体的折射率对温度变化很敏感,可以通过改变晶体温度的办法来改变光波的折射率,从而达到相位匹配的目的,这就是温度相位匹配,又称为非临界相位匹配(NCPM)。使相位匹配条件成立的晶体温度称为匹配温度,用 t_p 表示。 t_p 与晶体生长时的成分和条件有关。晶体温度的改变是通过改变恒温炉中的温度来实现的,所以要

求用于温度相位匹配的晶体的折射率对温度变化要敏感^[6]。

温度相位匹配也有 I 类相位匹配和 II 类相位匹配两种方式。在保证大的有效非线性系数情况下，令入射光沿 θ 角和 φ 角所确定的方向传播，同时改变晶体的温度，当温度等于相位匹配温度 t_p 时， $\Delta K=0$ ，满足相位匹配条件。此时，求解在某种非线性晶体中三波相互作用的相位匹配问题就是求解最佳匹配温度。论文中采用角度相位匹配，温度匹配不做详细讨论。

§ 3. 2. 2 角度相位匹配

一般情况下，参与相互作用的三个光波的频率是一定的。实现相位匹配的方法就是利用非线性光学晶体的双折射特性和色散特性，来改变三光波折射率之间的相对大小，使其满足 $\omega_1 n_1 + \omega_2 n_2 = \omega_3 n_3$ 。常用的相位匹配方式有两种，角度相位匹配和温度相位匹配。在此重点讲前一种匹配方式。

角度相位匹配有两种方式：如果两束入射光的偏振方向一致，称为 I 类相位匹配；如果入射的两束光的偏振方向不一致，称为 II 类相位匹配^[13]。其中的 II 类相位匹配两束光波互相交换又包含两种情况。在双轴晶体中，沿波矢方向上传播的两简正模均为非寻常光，光速不同，分别称为快光和慢光。对于和频 $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$ ，I 类相位匹配时， ω_1 和 ω_2 取慢光， ω_3 取快光；II 类相位匹配时， ω_1 取慢光， ω_2 和 ω_3 取快光或者是 ω_2 取慢光， ω_1 和 ω_3 取快光。在下面的讨论中，设三光波 ω_1 ， ω_2 ， ω_3 共线，且处于晶体的同一透明区。相位匹配条件和相位匹配方式符号分别为^[17]：

$$\text{I 类} \quad \omega_1 n_1^s + \omega_2 n_2^s = \omega_3 n_3^f, (s + s \rightarrow f) \quad (3.6)$$

$$\text{II 类} \quad \omega_1 n_1^s + \omega_2 n_2^f = \omega_3 n_3^f, (s + f \rightarrow f) \quad (3.7)$$

$$\text{II 类} \quad \omega_1 n_1^f + \omega_2 n_2^s = \omega_3 n_3^f, (f + s \rightarrow f) \quad (3.8)$$

上式中：符号 s 和 f 分别表示慢光和快光。对于差频时 $\omega_1 - \omega_2 = \omega_3$ ，I 类相位匹配时， ω_1 和 ω_2 取快光， ω_3 取慢光；II 类相位匹配时， ω_1 取快光， ω_2 和 ω_3 取慢光或者是 ω_1 和 ω_3 取快光， ω_2 取慢光。相位匹配条件和相位匹配方式符号分别为^[18]：

$$\text{I 类} \quad \omega_1 n_1^f - \omega_2 n_2^f = \omega_3 n_3^s, (f + f \rightarrow s) \quad (3.9)$$

$$\text{II 类} \quad \omega_1 n_1^f - \omega_2 n_2^s = \omega_3 n_3^s, (f + s \rightarrow s) \quad (3.10)$$

$$\text{II 类} \quad \omega_1 n_1^f - \omega_2 n_2^f = \omega_3 n_3^f, (f + s \rightarrow f) \quad (3.11)$$

双轴晶体的折射率是两个角度 θ 和 ϕ 的函数，因此双轴晶体的相位匹配角为一对角度 θ_p 和 ϕ_p 。并且要满足相位匹配条件的相位匹配角 (θ_p, ϕ_p) 有无穷多组。可以连成一条线，称为相位匹配曲线^[19]。

光在非线性晶体中传播时的相速取决于光波在传播方向上的折射率，它与光波的

偏振态及传播方向有关。传播方向确定后，一般来说，存在两个具有确定的特征相速度和偏振方向的本征光波，且它们的偏振方向互相垂直。如果说一个光的偏振方向与这两个特征方向中的任意一个平行，则这个光波通过晶体时，它的偏振方向将保持不变。分析光波在非线性晶体中的传播，就是求解两个特征光波的偏振方向及相应的相速度（或折射率）。光波在非线性晶体中传播，可以由麦克斯韦方程来描述，求解麦克斯韦方程，可以直接给出非线性晶体中光波的偏振态及相应的折射率^[20]。为了直观地看出晶体中光波各个矢量间的方向关系，以及与各个传播方向相应的光速或折射率的空间取值，利用折射率椭球、折射率曲面和射线面等来分析光波在非线性晶体中的传播规律^[21]。

双轴晶体的主介电常数 $\epsilon_x \neq \epsilon_y \neq \epsilon_z$ ，即 $n_x \neq n_y \neq n_z$ ，三个主轴折射率不相等 (n_x, n_y, n_z 简写为 n_1, n_2, n_3)。因此双轴晶体的折射率椭球是一个三轴椭球。

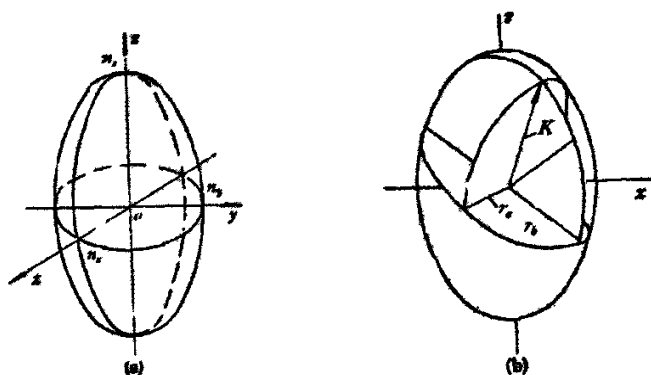


图 3.2 双轴晶体折射率椭球 (a) 折射率椭球 (b) 给定矢量 K 的情形

其方程为：

$$\frac{x^2}{n_1^2} + \frac{y^2}{n_2^2} + \frac{z^2}{n_3^2} = 1 \quad (3.12)$$

由几何定理可知，在三轴椭球中一定有两个过中心的平面与椭球的交线为圆，它们的法线应和椭圆的最长和最短轴共面。约定 $n_3 > n_2 > n_1$ ，如果两个圆形截面的法线在 $x-z$ 平面内，折射率椭球与 $x-z$ 面的交线方程为^[21]：

$$\frac{x^2}{n_1^2} + \frac{z^2}{n_3^2} = 1 \quad (3.13)$$

以 ϕ' 表示椭圆上任一点的矢径 r 与 x 轴的夹角，该矢径的长度为 n' ，则上式可写成：

$$\frac{(n' \cos \phi')^2}{n_1^2} + \frac{(n' \sin \phi')^2}{n_3^2} = 1 \quad (3.14)$$

或者是：

$$\frac{1}{n'^2} = \frac{\cos^2 \phi'}{n_1^2} + \frac{\sin^2 \phi'}{n_3^2} \quad (3.15)$$

n' 的大小随 ϕ' 在 n_1 和 n_3 之间变化。既然有 $n_3 > n_2 > n_1$ ，总会找到某个矢径 r_0 ，其长度 $n' = n_2$ ，

设 \mathbf{r}_0 与 x 轴夹角 ϕ'_0 , 则有:

$$\frac{1}{n_2^2} = \frac{\cos^2 \phi'_0}{n_1^2} + \frac{\sin^2 \phi'_0}{n_3^2} \quad (3.16)$$

$$\operatorname{tg} \phi'_0 = \pm \frac{n_3}{n_1} \sqrt{\frac{n_2^2 - n_1^2}{n_3^2 - n_2^2}} \quad (3.17)$$

设在双轴晶体中传输的平面波波矢为 \mathbf{K} , OA 为双轴晶体的光轴 C_1 , OB 为光轴 C_2 , OH 为波矢 \mathbf{K} 的方向。由毕奥—菲涅耳定理可证明, 光波的两个允许的偏振方向分别在平面 OHA 和 OHB 的内、外角平分面上, 如图中 e_1 和 e_2 所示。 $n(e_1) > n(e_2)$, e_1 及 e_2 分别表示慢光和快光。

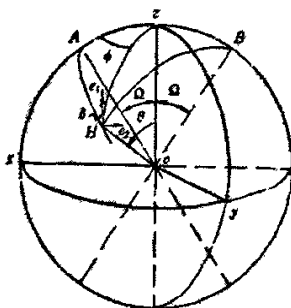


图 3.3 双轴晶体中光波偏振方向

为了形象而直观地表示每个波矢 \mathbf{K} 的两个偏振方向对应的折射率, 人们引入了折射率面, 它的每个矢径 $\mathbf{r} (=n\mathbf{K})$ 方向平行于某个给定的波矢方向 \mathbf{K} , 其长度等于方向 \mathbf{K} 的两个光波的折射率。因此, 双轴晶体的折射率面是一个双壳层的闭曲面^[17]。

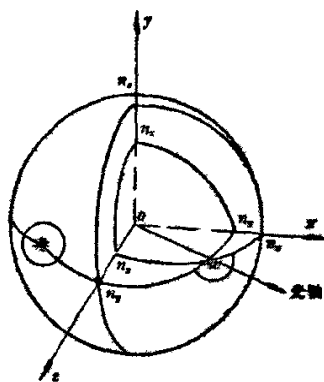


图 3.4 双轴晶体折射率曲面

折射率曲面的方程可写为:

$$\frac{k_x^2}{n^{-2} - n_1^{-2}} + \frac{k_y^2}{n^{-2} - n_2^{-2}} + \frac{k_z^2}{n^{-2} - n_3^{-2}} = 0 \quad (3.18)$$

设主轴坐标系中, \mathbf{K} 与 z 轴的夹角为 θ , \mathbf{K} 在 $yozy$ 平面的投影与 x 轴的夹角为 ϕ , 则有:

$$k_x = \sin \theta \cos \phi, k_y = \sin \theta \sin \phi, k_z = \cos \theta \quad (3.19)$$

$$\text{设 } a = n_1^{-2}, b = n_2^{-2}, c = n_3^{-2} \quad (3.20)$$

$$B = -\sin \theta \cos^2 \phi (b + c) - \sin^2 \theta \sin^2 \phi (a + c) - \cos^2 \theta (a + b) \quad (3.21)$$

$$C = \sin^2 \theta \cos^2 \phi bc + \sin^2 \theta \sin^2 \phi ac + \cos^2 \theta ab \quad (3.22)$$

$$x = n^{-2} \quad (3.23)$$

将式 (3.19) ~ (3.23) 代入式 (3.18) 可得到:

$$x^2 + Bx + C = 0 \quad (3.24)$$

解上面方程可得:

$$n = \sqrt{2} / \sqrt{-B \pm \sqrt{B^2 - 4C}} \quad (3.25)$$

式 (3.25) 为波矢的光波对应的两个偏振方向的折射率, 式中符号取“+”或“-”时, 分别对应 e_2 方向偏振的光波 (快光) 及 e_1 方向偏振的光波 (慢光) 所对应的的折射率。一般情况下, 波矢方向为 \mathbf{K} 的两个光波的能量方向 \mathbf{S} (波印亭矢量) 不相同, 也不能与 \mathbf{K} 重合, 因此在双轴晶体中两个光波都是寻常光。求相位匹配问题实际上就是求三个光波折射率面的空间交线。

在直角坐标中, 折射率面的方程为:

$$(x^2 + y^2 + z^2)(n_1^2 x^2 + n_2^2 y^2 + n_3^2 z^2) - [n_1^2(n_2^2 + n_3^2)x^2 + n_2^2(n_1^2 + n_3^2)y^2 + n_3^2(n_1^2 + n_2^2)z^2] + n_1^2 n_2^2 n_3^2 = 0 \quad (3.26)$$

如选择三个坐标平面为截面, 它们与双轴晶体的折射率面的交线方程^[13]为:

$$\text{x-y 面 (z=0): } (x^2 + y^2 - n_3^2) \left(\frac{x^2}{n_2^2} + \frac{y^2}{n_1^2} - 1 \right) = 0 \quad (3.27)$$

$$\text{y-z 面 (x=0): } (y^2 + z^2 - n_1^2) \left(\frac{y^2}{n_3^2} + \frac{z^2}{n_2^2} - 1 \right) = 0 \quad (3.28)$$

$$\text{x-z 面 (y=0): } (x^2 + z^2 - n_2^2) \left(\frac{x^2}{n_3^2} + \frac{z^2}{n_1^2} - 1 \right) = 0 \quad (3.29)$$

按照以前有关 $n_z > n_y > n_x$ 的约定, 式 (3.27) ~ (3.29) 三个交线方程中每一个都表示一个圆及一个椭圆, 只有在 x-z 面中圆与椭圆相交, 而在其它两个面中圆与椭圆不相交。

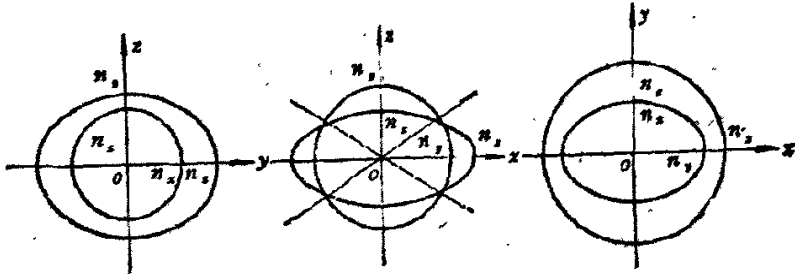


图 3.5 双轴晶体折射率曲面在三个主轴截面上的截线

求解相位匹配问题，关键是求解光波在双轴晶体中传播时的折射率，以限定光波在晶体中传播方向 (θ, φ) ，使三个光波的波矢 K_1, K_2, K_3 满足下式：

$$\Delta k = K_3 - K_1 - K_2 = 0 \quad (3.30)$$

对单色平面波在非线性晶体中的传播分析得知，光波在双轴晶体中的传播，其电场矢量 E 有两个可能的振动面，分别对应慢光和快光，对应的折射率分别为 $n'(\omega_i)$ 和 $n''(\omega_i)$ 。在双轴晶体的光学主轴坐标系中，按照前面的约定，就确定了双轴晶体的折射率椭球的形状是沿 z 轴拉长（与 x, y 轴比较）及沿 y 轴拉长（与 x 轴比较）的；晶体的主轴折射率随光波长的改变而改变，且如果 $\omega_i > \omega_j$ ，则 $n_x(\omega_i) > n_x(\omega_j)$ ， $n_y(\omega_i) > n_y(\omega_j)$ 及 $n_z(\omega_i) > n_z(\omega_j)$ 。这两个假设决定了双轴晶体中三波的相互作用方式有两种，按照入射基波光的偏振方向，分为第 I 类和第 II 类^[22]。由于双轴晶体的快光和慢光的折射率，分别为折射率面的内壳层面及外壳层面，所以 I 类匹配的是由基波的慢光和谐波的快光折射率的空间交线；II 类相位匹配失球基波折射率面内、外二层壳面的平均壳面与谐波内壳表面的空间交线。其相位匹配条件^[23]可表示为：

$$\text{I 类} \quad \omega_1 n'(\omega_1) + \omega_2 n'(\omega_2) = \omega_3 n''(\omega_3) \quad (3.31)$$

$$\text{II 类} \quad \omega_1 n'(\omega_1) + \omega_2 n''(\omega_2) = \omega_3 n''(\omega_3) \quad (3.32)$$

双轴晶体的类型很多，而且三个主折射率 n_x, n_y, n_z 大小次序不同，决定了不同的光轴方向以及双轴晶体双层壳面大体形状及走向，在不同波段这种次序还可能有所改变。按照主轴折射率的大小次序，将相位匹配分成十四类^[16]。

以第二类为例，由前面的折射率曲面方程，波矢方向 (θ, φ) 的光波对应的快光折射率为：

$$n''(\omega_i) = \sqrt{2} / \sqrt{-B_i + \sqrt{B_i^2 - 4C_i}} \quad (3.33)$$

$$\text{慢光折射率为 } n'(\omega_i) = \sqrt{2} / \sqrt{-B_i - \sqrt{B_i^2 - 4C_i}} \quad (3.34)$$

所以双轴晶体中三波相互作用的 I, II 类相位匹配条件 (3.6) ~ (3.11) 可表示为：

$$\begin{aligned} \text{I 类} \quad & \omega_1 / \sqrt{-B_1 - \sqrt{B_1^2 - 4C_1}} + \omega_2 / \sqrt{-B_2 - \sqrt{B_2^2 - 4C_2}} \\ & = \omega_3 / \sqrt{-B_3 + \sqrt{B_3^2 - 4C_3}} \end{aligned} \quad (3.35)$$

$$\begin{aligned} \text{II类} \quad & \omega_1 / \sqrt{-B_1 - \sqrt{B_1^2 - 4C_1}} + \omega_2 / \sqrt{-B_2 + \sqrt{B_2^2 - 4C_2}} \\ & = \omega_3 / \sqrt{-B_3 + \sqrt{B_3^2 - 4C_3}} \end{aligned} \quad (3.36)$$

式中 B 和 C 分别由 (3.21) 和 (3.22) 给出, 它们都是双轴晶体三个主轴折射率 $n^x(\omega_i)$, $n^y(\omega_i)$, $n^z(\omega_i)$ 的函数, 又是波长的函数。如果已知主折射率与波长的关系式 (色散方程, 称 Sellemier equations):

$$n_i^2(\lambda) = A_i + \frac{B_i}{\lambda^2 - C_i} - D_i \lambda^2, \quad i=x, y, z \quad (3.37)$$

对于给定的晶体, A_i, B_i, C_i, D_i 是常数。就可以由上式求得任意波长的的主轴折射率, 从而可以求出 (3.20) 中的 a_i, b_i 及 c_i , 在求出 (3.25) 及 (3.26) 中的 B_i 及 C_i (都是 θ, ϕ 的函数)。可以编制计算机数值计算程序, 对 θ, ϕ 在一定范围内进行扫描, 求出满足 (3.25) 及 (3.26) 的 θ, ϕ 组。满足这些方程的 θ, ϕ 可能有很多组, 这些点 (一组 θ, ϕ 值对应 θ, ϕ 坐标图上一个点) 组成相位匹配曲线, 曲线上每一点表示一个相位匹配方向。每一组 (θ, ϕ) 都对应一个有效非线性系数 d_{eff} 通常把 d_{eff} 取得最大值时对应的 θ, ϕ 定义为最佳相位匹配方向 (或者是最佳相位匹配角)^[24]。求解在某种非线性晶体中三波相互作用的相位匹配问题就是求解最佳匹配角。

§ 3.3 双轴晶体有效非线性系数的计算理论

为提高双轴晶体中三波互作用的转换效率, 通常采用最佳相位匹配技术, 即在相位匹配条件下, 寻求满足使有效非线性系数 d_{eff} 达到最大值的条件。

非线性晶体中, 两个光场 $E(\omega_1)$ 和 $E(\omega_2)$ 相互作用而诱导产生的二阶极化张量 $P(\omega_3)$ 可表示为^[25]:

$$P(\omega_3) = \varepsilon_0 a_i d_{ijk} a_j a_k E(\omega_1) \cdot E(\omega_2) = \varepsilon_0 d_{eff} E(\omega_1) \cdot E(\omega_2) \quad (3.38)$$

式中 a_i, a_j, a_k 分别为 $P(\omega_3), E(\omega_1)$ 及 $E(\omega_2)$ 的单位矢量, d_{ijk} 为非线性晶体的二阶极化张量。有效非线性系数 d_{eff} 为:

$$d_{eff} = a_i d_{ijka} a_j a_k \quad (3.39)$$

在三波相互作用问题中, 由于 $d_{ijk} = d_{kji}$, d_{ijk} 可用下面的三行六列矩阵表示:

$$d_{ijk} = \begin{vmatrix} d_{11} & d_{12} & \dots & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & \dots & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & \dots & d_{36} \end{vmatrix} \quad (3.40)$$

根据光波在双轴晶体中的传播规律, 波矢为 $K(\theta, \phi)$ 的光波在双轴晶体中传播, 要分解为偏振方向互相垂直的两束光, e_1 表示慢光偏振方向, e_2 表示快光偏振方向。

由麦克斯韦方程, 可得各向异性介质中, 波矢方向为 K 的光波的电位移矢量 D 与

电场强度矢量 E 的关系式为:

$$D = \varepsilon_0 n^2 [E - K(K \cdot E)] \quad (3.41)$$

将该式在光学主轴坐标系中写成分量形式, 则有:

$$D_x = \frac{\varepsilon_0 k_x (K \cdot E)}{\frac{1}{\varepsilon_1} - \frac{1}{n^2}} = \varepsilon_0 \varepsilon_1 E_x \quad (3.42)$$

$$D_y = \frac{\varepsilon_0 K_y (K \cdot E)}{\frac{1}{\varepsilon_2} - \frac{1}{n^2}} = \varepsilon_0 \varepsilon_2 E_y \quad (3.43)$$

$$D_z = \frac{\varepsilon_0 K_z (K \cdot E)}{\frac{1}{\varepsilon_3} - \frac{1}{n^2}} = \varepsilon_0 \varepsilon_3 E_z \quad (3.44)$$

上式中 $\varepsilon_1 = n_x^2$, $\varepsilon_2 = n_y^2$, $\varepsilon_3 = n_z^2$ 。将式 (3.38) ~ (3.41) 展开得:

$$[n_x^2 - n^2(1 - k_x^2)]E_x + n^2 k_x k_y E_y + n^2 k_x k_z E_z = 0 \quad (3.45)$$

$$n^2 k_x k_y E_x + [n_y^2 - n^2(1 - k_y^2)]E_y + n^2 k_y k_z E_z = 0 \quad (3.46)$$

$$n^2 k_x k_z E_x + n^2 k_z k_y E_y + [n_z^2 - n^2(1 - k_z^2)]E_z = 0 \quad (3.47)$$

双轴晶体中波矢 K (θ , ϕ) 的单位矢量为 $(\sin\theta\cos\phi, \sin\theta\sin\phi, \cos\theta)$ 。将波矢为 K 的三个主轴折射率 ($n_x(\omega_i)$, $n_y(\omega_i)$, $n_z(\omega_i)$)、三个光波对应的慢光折射率 $n'(\omega_i)$ 及快光折射率 $n''(\omega_i)$ 分别带入公式 (3.42) ~ (3.44), 可解得每个光波对应的慢光及快光的偏振方向, 即:

$$E^{e_1}(\omega_i) : (\cos\alpha'(\omega_i), \cos\beta'(\omega_i), \cos\gamma'(\omega_i))$$

$$E^{e_2}(\omega_i) : (\cos\alpha''(\omega_i), \cos\beta''(\omega_i), \cos\gamma''(\omega_i))$$

由式 (3.38) 可导出第 I 类及第 II 类相位匹配时的 d_{eff} 值为:

$$d_{eff}(\text{I}) = \begin{bmatrix} \cos\alpha''(\omega_3) \\ \cos\beta''(\omega_3) \\ \cos\gamma''(\omega_3) \end{bmatrix} d_{ijk} \begin{bmatrix} \cos\alpha'(\omega_1)\cos\alpha'(\omega_2) \\ \cos\beta'(\omega_1)\cos\beta'(\omega_2) \\ \cos\gamma'(\omega_1)\cos\gamma'(\omega_2) \\ \cos\beta'(\omega_1)\cos\gamma'(\omega_2) + \cos\gamma'(\omega_1)\cos\beta'(\omega_2) \\ \cos\alpha'(\omega_1)\cos\gamma'(\omega_2) + \cos\gamma'(\omega_1)\cos\alpha'(\omega_2) \\ \cos\alpha'(\omega_1)\cos\beta'(\omega_2) + \cos\beta'(\omega_1)\cos\alpha'(\omega_2) \end{bmatrix} \quad (3.48)$$

$$d_{eff}(\Omega) = \begin{bmatrix} \cos \alpha''(\omega_3) \\ \cos \beta''(\omega_3) \\ \cos \gamma''(\omega_3) \end{bmatrix} d_{ijk} \begin{bmatrix} \cos \alpha'(\omega_1) \cos \alpha''(\omega_2) \\ \cos \beta'(\omega_1) \cos \beta''(\omega_2) \\ \cos \gamma'(\omega_1) \cos \gamma''(\omega_2) \\ \cos \beta'(\omega_1) \cos \gamma''(\omega_2) + \cos \gamma'(\omega_1) \cos \beta''(\omega_2) \\ \cos \alpha'(\omega_1) \cos \gamma''(\omega_2) + \cos \gamma'(\omega_1) \cos \alpha''(\omega_2) \\ \cos \alpha'(\omega_1) \cos \beta''(\omega_2) + \cos \beta'(\omega_1) \cos \alpha''(\omega_2) \end{bmatrix} \quad (3.49)$$

§ 3.4 双轴晶体中三波互作用的允许参量计算

上面讨论了双轴晶体的相位匹配及有效非线性系数的问题。参与互作用的三个光波的波矢 K ，沿某些方向传播，如果满足严格的相位匹配条件 $\Delta K=0$ ，就能产生明显的频率变换效应。当入射方向对应的有效非线性系数最大时，频率变换效率达到最大，实现最佳相位匹配。但实际上，由于光束有一定的发散角和线宽及晶体环境温度变化等因素的存在，很难做到完全的相位匹配，总会或多或少的存在一定的 ΔK ，引起非线性相互作用的减弱。现在就是要讨论，在相位匹配方向附近，存在多大一个仍然有频率变换效应的范围，在最佳相位匹配附近频率变换效应减弱多少。涉及到允许角度、允许线宽、允许温度并称为允许参量。

若晶体长为 l ，结合边界条件，解三波耦合波方程。得到其相位同步因子

$\left[\frac{\sin(\Delta kl/2)}{\Delta kl/2} \right]^2$ ，可以看出，只要相位失配范围 Δk 满足：

$$|\Delta k| \leq \frac{\pi}{l} \quad (3.50)$$

此时还是允许的（临界值时相位同步因子下降为极大值 40%）。也就是说，光束发散角、光束线宽、晶体温度变化引起了一定的相位失配 Δk ，但只要 Δk 满足 (3.50) 则认为此范围内的光束发散角、光束线宽、晶体温度变换等参量对于非线性相互作用来说还是允许存在的^[20]。

3.4.1 允许角度

允许角度又称接收角，由入射光发散角而引起。双轴晶体的允许角度有 $\Delta\theta$ 和 $\Delta\phi$ 两种^[25]。将相位失配因子，

$$\Delta k = k_3 - k_2 - k_1 = \frac{\omega_3}{c} n_3(\theta, \phi) - \frac{\omega_2}{c} n_2(\theta, \phi) - \frac{\omega_1}{c} n_1(\theta, \phi) \quad (3.51)$$

在最佳相位匹配角 θ_m 和 ϕ_m 处泰勒展开，保留一次导数项，有：

$$\Delta k = \left. \frac{\partial(\Delta k)}{\partial \theta} \right|_{\theta=\theta_m} \cdot \Delta \theta = \left[\frac{\omega_3}{c} \frac{\partial n_3(\theta, \phi)}{\partial \theta} - \frac{\omega_2}{c} \frac{\partial n_2(\theta, \phi)}{\partial \theta} - \frac{\omega_1}{c} \frac{\partial n_1(\theta, \phi)}{\partial \theta} \right]_{\theta=\theta_m} \cdot \Delta \theta \quad (3.52)$$

$$\Delta k = \left. \frac{\partial(\Delta k)}{\partial \phi} \right|_{\phi=\phi_0} \cdot \Delta \phi = \left[\frac{\omega_3}{c} \frac{\partial n_3(\theta, \phi)}{\partial \phi} - \frac{\omega_2}{c} \frac{\partial n_2(\theta, \phi)}{\partial \phi} - \frac{\omega_1}{c} \frac{\partial n_1(\theta, \phi)}{\partial \phi} \right]_{\phi=\phi_0} \cdot \Delta \phi \quad (3.53)$$

根据 (3.50) 双轴晶体允许角度为:

$$\Delta \theta = \frac{\pi}{l} \left\{ \left[\omega_3 \frac{\partial n_3(\theta, \phi)}{\partial \theta} - \omega_2 \frac{\partial n_2(\theta, \phi)}{\partial \theta} - \omega_2 \frac{\partial n_2(\theta, \phi)}{\partial \theta} \right]_{\theta=\theta_0} \right\}^{-1} \quad (3.54)$$

$$\Delta \phi = \frac{\pi}{l} \left\{ \left[\omega_3 \frac{\partial n_3(\theta, \phi)}{\partial \phi} - \omega_2 \frac{\partial n_2(\theta, \phi)}{\partial \phi} - \omega_2 \frac{\partial n_2(\theta, \phi)}{\partial \phi} \right]_{\phi=\phi_0} \right\}^{-1} \quad (3.55)$$

由第二章内容可知:

$$n_i(\theta, \phi) = \left(\frac{2}{-B \pm \sqrt{B_i^2 - 4C}} \right)^{1/2}, (i=1,2,3) \quad (3.56)$$

$$B_i = -(n_y^{-2} + n_z^{-2}) \sin^2 \theta \cos^2 \phi - (n_x^{-2} + n_z^{-2}) \sin^2 \theta \sin^2 \phi - (n_x^{-2} + n_y^{-2}) \cos^2 \theta, i=1,2,3 \quad (3.57)$$

$$B_i = n_y^{-2} n_z^{-2} \sin^2 \theta \cos^2 \phi + n_x^{-2} n_z^{-2} \sin^2 \theta \sin^2 \phi + n_x^{-2} n_y^{-2} \cos^2 \theta \quad (3.58)$$

上式 (3.56) 中, “+”号对应于快光折射率 n^f , “-”号对应于慢光折射率 n^s 。上面三式对 θ 和 ϕ 的导数:

$$\frac{\partial n_i(\theta, \phi)}{\partial \theta} = -\frac{\sqrt{2}}{2} (B_i \pm \sqrt{B_i^2 - 4C})^{-3/2} \left[-\frac{\partial B_i}{\partial \theta} \pm \frac{B_i \frac{\partial B_i}{\partial \theta} - 2 \frac{\partial C_i}{\partial \theta}}{\sqrt{B_i^2 - 4C_i}} \right], i=1,2,3 \quad (3.59)$$

$$\frac{\partial n_i(\theta, \phi)}{\partial \phi} = -\frac{\sqrt{2}}{2} (B_i \pm \sqrt{B_i^2 - 4C})^{-3/2} \left[-\frac{\partial B_i}{\partial \phi} \pm \frac{B_i \frac{\partial B_i}{\partial \phi} - 2 \frac{\partial C_i}{\partial \phi}}{\sqrt{B_i^2 - 4C_i}} \right], i=1,2,3 \quad (3.60)$$

$$\frac{\partial B_i}{\partial \theta} = [(n_x^{-2} - n_z^{-2}) \cos^2 \phi + (n_y^{-2} - n_z^{-2}) \sin^2 \phi] \sin 2\theta, i=1,2,3 \quad (3.61)$$

$$\frac{\partial B_i}{\partial \phi} = (n_y^{-2} - n_x^{-2}) \sin^2 \theta \sin 2\phi, i=1,2,3 \quad (3.62)$$

$$\frac{\partial C_i}{\partial \theta} = (n_y^{-2} n_z^{-2} \cos^2 \phi + n_x^{-2} n_z^{-2} \sin^2 \phi - n_x^{-2} n_y^{-2}) \sin 2\theta, i=1,2,3 \quad (3.63)$$

$$\frac{\partial C_i}{\partial \phi} = (n_x^{-2} - n_y^{-2}) n_z^{-2} \sin^2 \theta \sin 2\phi, i=1,2,3 \quad (3.64)$$

根据和频或差频，I类或II类相位匹配等不同匹配方式，确定 ω_1 ， ω_2 ， ω_3 分别取慢光还是快光，进而确定是(3.59)和(3.60)中取“+”还是取“-”号。将最佳相位匹配角(θ_m ， ϕ_m)和九个主轴折射率带入上面五个式中，将上面五式带入(3.54)和(3.55)可算出不同相位匹配方式时，沿相位匹配方向上的允许角度 $\Delta\theta$ 和 $\Delta\phi$ 。当差频 $\omega_1-\omega_2=\omega_3$ 时需将式(3.54)和(3.55)中的 ω_2 变号^[20]。

温度匹配时，泰勒展开式中的一次导数项为0，需要计算二次导数，允许角度为：

$$\Delta\theta = \left\{ \frac{2\pi}{\left| \frac{\partial^2(\Delta k)}{\partial\theta^2} \right|_{\theta=\theta_m}} \right\}^{1/2} \quad (3.65)$$

$$\Delta\phi = \left\{ \frac{2\pi}{\left| \frac{\partial^2(\Delta k)}{\partial\phi^2} \right|_{\phi=\phi_m}} \right\}^{1/2} \quad (3.66)$$

其中

$$\frac{\partial^2(\Delta k)}{\partial\theta^2} \Big|_{\theta=\theta_m} = \left[\frac{\omega_3}{c} \frac{\partial^3 n_3(\theta, \phi)}{\partial\theta^2} - \frac{\omega_2}{c} \frac{\partial^3 n_2(\theta, \phi)}{\partial\theta^2} - \frac{\omega_1}{c} \frac{\partial^3 n_1(\theta, \phi)}{\partial\theta^2} \right]_{\theta=\theta_m} \quad (3.67)$$

$$\frac{\partial^2(\Delta k)}{\partial\phi^2} \Big|_{\phi=\phi_m} = \left[\frac{\omega_3}{c} \frac{\partial^3 n_3(\theta, \phi)}{\partial\phi^2} - \frac{\omega_2}{c} \frac{\partial^3 n_2(\theta, \phi)}{\partial\phi^2} - \frac{\omega_1}{c} \frac{\partial^3 n_1(\theta, \phi)}{\partial\phi^2} \right]_{\phi=\phi_m} \quad (3.68)$$

将式(3.59)和(3.60)分别再对 θ ， ϕ 求导，带入式(3.67)和式(3.68)中，可得到温度相位匹配时，双轴晶体在相位匹配方向上的接收角，即允许角度。

§ 3.4.2 允许线宽

设入射线宽分别为 $\Delta\omega_1$ ， $\Delta\omega_2$ ，满足相位匹配条件的三光波频率为 ω_{10} ， ω_{20} ， ω_{30} ，且 $\omega_{10}+\omega_{20}=\omega_{30}$ ，将相位失配因子(3.51)在 $\omega_1=\omega_{10}$ 和 $\omega_2=\omega_{20}$ 处分别展开为泰勒级数，保留一次导数项：

$$\Delta k = \frac{\partial(\Delta k)}{\partial\omega_1} \Big|_{\omega_1=\omega_{10}} \square\Delta\omega_1 = \left[\frac{\omega_3}{c} \frac{\partial n_3(\theta, \phi)}{\partial\omega_1} - \frac{\omega_2}{c} \frac{\partial n_2(\theta, \phi)}{\partial\omega_1} - \frac{\omega_1}{c} \frac{\partial n_1(\theta, \phi)}{\partial\omega_1} \right]_{\omega_1=\omega_{10}} \cdot \Delta\omega_1 \quad (3.69)$$

$$\Delta k = \frac{\partial(\Delta k)}{\partial\omega_2} \Big|_{\omega_2=\omega_{20}} \square\Delta\omega_2 = \left[\frac{\omega_3}{c} \frac{\partial n_3(\theta, \phi)}{\partial\omega_2} - \frac{\omega_2}{c} \frac{\partial n_2(\theta, \phi)}{\partial\omega_2} - \frac{\omega_1}{c} \frac{\partial n_1(\theta, \phi)}{\partial\omega_2} \right]_{\omega_2=\omega_{20}} \cdot \Delta\omega_2 \quad (3.70)$$

在式(3.69)和(3.70)的推导中，作了如下近似，

$$n_1 \approx n_2 \approx n_3, \frac{\partial(\omega_3 - \omega_2 - \omega_1)}{\partial\omega_1} \approx \frac{\partial(\omega_3 - \omega_2 - \omega_1)}{\partial\omega_2} \approx 0 \quad (3.71)$$

根据式 (3.56) ~ (3.58)

$$\frac{\partial n_i(\theta, \phi)}{\partial \omega_1} = -\frac{\sqrt{2}}{2} \left(B_i \pm \sqrt{B_i^2 - 4C_i} \right)^{\frac{3}{2}} \left[-\frac{\partial B_i}{\partial \omega_1} \pm \frac{B_i \frac{\partial B_i}{\partial \omega_1} - 2 \frac{\partial C_i}{\partial \omega_1}}{\sqrt{B_i^2 - 4C_i}} \right]$$

$$\frac{\partial n_i(\theta, \phi)}{\partial \omega_2} = -\frac{\sqrt{2}}{2} \left(B_i \pm \sqrt{B_i^2 - 4C_i} \right)^{\frac{3}{2}} \left[-\frac{\partial B_i}{\partial \omega_2} \pm \frac{B_i \frac{\partial B_i}{\partial \omega_2} - 2 \frac{\partial C_i}{\partial \omega_2}}{\sqrt{B_i^2 - 4C_i}} \right], i=1,2,3 \quad (3.72)$$

$$\frac{\partial B_i}{\partial \omega_1} = 2 \left(n_y^{-3} \frac{\partial n_{iy}}{\partial \omega_1} + n_z^{-3} \frac{\partial n_{iz}}{\omega_1} \right) \sin^2 \theta \cos^2 \phi + 2 \left(n_x^{-3} \frac{\partial n_{ix}}{\partial \omega_1} + n_z^{-3} \frac{\partial n_{iz}}{\omega_1} \right) \sin^2 \theta \sin^2 \phi$$

$$+ 2 \left(n_x^{-3} \frac{\partial n_{ix}}{\partial \omega_1} + n_y^{-3} \frac{\partial n_{iy}}{\omega_1} \right) \cos^2 \theta, i=1,2,3 \quad (3.73)$$

$$\frac{\partial B_i}{\partial \omega_2} = 2 \left(n_y^{-3} \frac{\partial n_{iy}}{\partial \omega_2} + n_z^{-3} \frac{\partial n_{iz}}{\omega_2} \right) \sin^2 \theta \cos^2 \phi + 2 \left(n_x^{-3} \frac{\partial n_{ix}}{\partial \omega_2} + n_z^{-3} \frac{\partial n_{iz}}{\omega_2} \right) \sin^2 \theta \sin^2 \phi$$

$$+ 2 \left(n_x^{-3} \frac{\partial n_{ix}}{\partial \omega_2} + n_y^{-3} \frac{\partial n_{iy}}{\omega_2} \right) \cos^2 \theta, i=1,2,3 \quad (3.74)$$

$$\frac{\partial C_i}{\partial \omega_1} = -2 \left(n_y^{-3} n_z^{-2} \frac{\partial n_{iy}}{\partial \omega_1} + n_y^{-2} n_z^{-3} \frac{\partial n_{iz}}{\omega_1} \right) \sin^2 \theta \cos^2 \phi$$

$$- 2 \left(n_x^{-3} n_z^{-2} \frac{\partial n_{iy}}{\partial \omega_1} + n_x^{-2} n_z^{-3} \frac{\partial n_{iz}}{\omega_1} \right) \sin^2 \theta \cos^2 \phi$$

$$- 2 \left(n_x^{-3} n_y^{-2} \frac{\partial n_{ix}}{\partial \omega_1} + n_x^{-2} n_y^{-3} \frac{\partial n_{iy}}{\omega_1} \right) \cos^2 \theta, i=1,2,3 \quad (3.75)$$

$$\frac{\partial C_i}{\partial \omega_2} = -2 \left(n_y^{-3} n_z^{-2} \frac{\partial n_{iy}}{\partial \omega_2} + n_y^{-2} n_z^{-3} \frac{\partial n_{iz}}{\omega_2} \right) \sin^2 \theta \cos^2 \phi$$

$$- 2 \left(n_x^{-3} n_z^{-2} \frac{\partial n_{ix}}{\partial \omega_2} + n_x^{-2} n_z^{-3} \frac{\partial n_{iz}}{\omega_2} \right) \sin^2 \theta \sin^2 \phi$$

$$- 2 \left(n_x^{-3} n_y^{-2} \frac{\partial n_{ix}}{\partial \omega_2} + n_x^{-2} n_y^{-3} \frac{\partial n_{iy}}{\omega_2} \right) \cos^2 \theta, i=1,2,3 \quad (3.76)$$

利用晶体的 Selleier 方程, 可求出各主轴折射率对光波的导数。并根据和频、差频、I 类、II 类等不同的相位匹配方式, 上式分别取正号 (快光) 或负号 (慢光), 则双轴晶体的允许线宽为:

$$\Delta\omega_1 = \frac{\pi l}{c} \left\{ \left[\omega_3 \frac{\partial n_3(\theta, \phi)}{\partial \omega_1} - \omega_2 \frac{\partial n_2(\theta, \phi)}{\partial \omega_1} - \omega_1 \frac{\partial n_1(\theta, \phi)}{\partial \omega_1} \right]_{\omega_1 = \omega_0} \right\}^{-1} \quad (3.77)$$

$$\Delta\omega_2 = \frac{\pi l}{c} \left\{ \left[\omega_3 \frac{\partial n_3(\theta, \phi)}{\partial \omega_2} - \omega_2 \frac{\partial n_2(\theta, \phi)}{\partial \omega_2} - \omega_1 \frac{\partial n_1(\theta, \phi)}{\partial \omega_2} \right]_{\omega_2 = \omega_0} \right\}^{-1} \quad (3.78)$$

§ 3.4.3 允许温度

设 t_p 在角度相位匹配时为室温，在温度相位匹配时为相位匹配温度。将 Δk 在 $T=t_p$ 处展开为泰勒级数，并保留一次导数项：

$$\Delta k = \left. \frac{\partial(\Delta k)}{\partial T} \right|_{T=t_p} \cdot \Delta T = \left[\frac{\omega_3}{c} \frac{\partial n_3(\theta, \phi)}{\partial T} - \frac{\omega_2}{c} \frac{\partial n_2(\theta, \phi)}{\partial T} - \frac{\omega_1}{c} \frac{\partial n_1(\theta, \phi)}{\partial T} \right]_{T=t_p} \cdot \Delta T \quad (3.79)$$

根据式折射率

$$\frac{\partial n_i(\theta, \phi)}{\partial T} = -\frac{\sqrt{2}}{2} \left(\sqrt{B_i^2 - 4C_i} \right)^{-\frac{3}{2}} \left(-\frac{\partial B_i}{\partial T} \pm \frac{B_i \frac{\partial B_i}{\partial T} - 2 \frac{\partial C_i}{\partial T}}{\sqrt{B_i^2 - 4C_i}} \right), i=1, 2, 3 \quad (3.80)$$

$$\frac{\partial n_i(\theta, \phi)}{\partial T} = -\frac{\sqrt{2}}{2} \left(\sqrt{B_i^2 - 4C_i} \right)^{-\frac{3}{2}} \left(-\frac{\partial B_i}{\partial T} \pm \frac{B_i \frac{\partial B_i}{\partial T} - 2 \frac{\partial C_i}{\partial T}}{\sqrt{B_i^2 - 4C_i}} \right), i=1, 2, 3 \quad (3.81)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial B_i}{\partial T} = & 2(n_y^{-3} \frac{\partial n_y}{\partial T} + n_z^{-3} \frac{\partial n_z}{\partial T}) \sin^2 \theta \cos^2 \phi + 2(n_x^{-3} \frac{\partial n_{\Delta x}}{\partial T} + n_z^{-3} \frac{\partial n_z}{\partial T}) \sin^2 \theta \cos^2 \phi \\ & + 2(n_x^{-3} \frac{\partial n_x}{\partial T} + n_y^{-3} \frac{\partial n_y}{\partial T}) \cos^2 \theta, (i=1, 2, 3) \end{aligned} \quad (3.82)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial C_i}{\partial T} = & 2(n_y^{-3} n_z^{-2} \frac{\partial n_y}{\partial T} + n_y^{-2} n_z^{-3} \frac{\partial n_z}{\partial T}) \sin^2 \theta \cos^2 \phi - 2(n_x^{-3} n_z^{-2} \frac{\partial n_x}{\partial T} + n_x^{-2} n_z^{-3} \frac{\partial n_z}{\partial T}) \sin^2 \theta \cos^2 \phi \\ & - 2(n_x^{-3} n_y^{-2} \frac{\partial n_x}{\partial T} + n_x^{-2} n_y^{-3} \frac{\partial n_y}{\partial T}) \cos^2 \theta, (i=1, 2, 3) \end{aligned} \quad (3.83)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial C_i}{\partial T} = & -2(n_y^{-3} n_z^{-2} \frac{\partial n_y}{\partial T} + n_y^{-2} n_z^{-3} \frac{\partial n_z}{\partial T}) \sin^2 \theta \cos^2 \phi \\ & - 2(n_x^{-3} n_z^{-2} \frac{\partial n_x}{\partial T} + n_x^{-2} n_z^{-3} \frac{\partial n_z}{\partial T}) \sin^2 \theta \cos^2 \phi \\ & - 2(n_x^{-3} n_y^{-2} \frac{\partial n_x}{\partial T} + n_x^{-2} n_y^{-3} \frac{\partial n_y}{\partial T}) \cos^2 \theta, (i=1, 2, 3) \end{aligned} \quad (3.84)$$

利用晶体的 Sellmeier 方程, 可求出各主轴折射率对 T 的导数。并根据和频、差频、I 类和 II 类等不同相位匹配方式, 是 (3.80) 分别取正号 (快光) 或负号 (慢光), 则双轴晶体的允许温度为:

$$\Delta T = \frac{\pi c}{l} \left\{ \left[\frac{\omega_3}{c} \frac{\partial n_3(\theta, \phi)}{\partial T} - \frac{\omega_2}{c} \frac{\partial n_2(\theta, \phi)}{\partial T} - \frac{\omega_1}{c} \frac{\partial n_1(\theta, \phi)}{\partial T} \right]_{T=T_p} \right\}^{-1} \quad (3.85)$$

对于差频, 将上式中的 $-\omega_2, +\omega_2$; 对于温度相位匹配, 将满足相位匹配条件的主轴所对应的 (θ, ϕ) 角代入上述各式, 可得温度相位匹配时的允许温度^[16]。

§ 3.5 磷酸钛氧钾 (KTP) 晶体的有关参量设计

本节主要对光参量振荡晶体进行以下几个方面的设计:

- 1) 参振晶体 KTP 的调谐曲线;
- 2) 有效非线性系数 d_{eff} 的计算及随波长变化的调谐曲线;
- 3) 晶体走离角的计算及调谐曲线;
- 4) 允许角的计算及调谐曲线;
- 5) 不同匹配类型, 不同主平面内晶体的波长调谐曲线, 得出相位匹配角。

文中采用的参量振荡晶体 KTP , 尺寸是 $7 \times 7 \times 20 \text{mm}^3$ 。用 $Nd: YAG$ 电光调 Q 二次谐波 532nm 泵浦。文中是采用角度匹配的方法实现晶体的相位匹配。角度调谐的关键是求解光波沿不同方向在晶体中传播时的折射率, 从而限制光的传播方向 (θ, ϕ) ^[27]。光波在晶体中进行非线性频率变换时, 晶体只是为互作用参量光之间的能量交换提供一种介质途径, 晶体本身并不参与能量交换, 这是我们分析计算晶体必须遵守的一个原则^[28]。

$$\text{能量守恒: } \omega_p = \omega_s + \omega_i \quad (3.86)$$

$$\text{动量守恒: } \mathbf{K}_p = \mathbf{K}_s + \mathbf{K}_i \quad (3.87)$$

在完全相位匹配时, 动量守恒可得到:

$$\Delta \mathbf{K} = \mathbf{K}_p - \mathbf{K}_s - \mathbf{K}_i = 0 \quad (3.88)$$

$$\text{即 } \omega_p n_p = \omega_s n_s(\omega_s) + \omega_i n_i(\omega_i) \quad (3.89)$$

如果 ω_s 和 ω_i 的偏振方向相同为类 I 相位匹配; 如果方向互相垂直称为 II 类相位匹配。对于双轴晶体, 相位匹配方式可分为:

$$\text{I 类: } K_p(\text{fast}) = K_s(\text{slow}) + K_i(\text{slow}) \quad (3.90)$$

$$\text{II(A)类: } K_p(\text{fast}) = K_s(\text{slow}) + K_i(\text{fast}) \quad (3.91)$$

$$\text{II(B)类: } K_p(\text{fast}) = K_s(\text{fast}) + K_i(\text{slow}) \quad (3.92)$$

双轴晶体的折射率曲面方程为:

$$\frac{k_x^2}{n^{-2}(\omega) - n_x^{-2}} + \frac{k_y^2}{n^{-2}(\omega) - n_y^{-2}} + \frac{k_z^2}{n^{-2}(\omega) - n_z^{-2}} = 0 \quad (3.93)$$

在主轴坐标系中称 k 与 Z 轴的夹角为相位角 θ , k 在 XOY 平面与 Y 轴夹角称为方位角 ϕ , 则有:

$$k_x = \sin\theta \cos\phi, k_y = \sin\theta \sin\phi, k_z = \cos\theta \quad (3.94)$$

$$\text{令 } a = n_1^{-2}, b = n_2^{-2}, c = n_3^{-2} \quad (3.95)$$

$$B = -\sin\theta \cos^2\phi(b+c) - \sin^2\theta \sin^2\phi(a+c) - \cos^2\theta(a+b) \quad (3.96)$$

$$C = \sin^2\theta \cos^2\phi bc + \sin^2\theta \sin^2\phi ac + \cos^2\theta ab \quad (3.97)$$

$$x = n^{-2} \quad (3.98)$$

将式 (3.94) ~ (3.98) 代入式 (3.93) 可得到:

$$x^2 + Bx + C = 0 \quad (3.99)$$

解上面方程可得光波沿方向 k 传播时的两个偏振方向折射率为:

$$\begin{aligned} n_{fast} &= \sqrt{2} / \sqrt{-B + \sqrt{B^2 - 4C}} \\ n_{slow} &= \sqrt{2} / \sqrt{-B - \sqrt{B^2 - 4C}} \end{aligned} \quad (3.100)$$

下面结合实验中调谐范围在近红外波段的 OPO 对 KTP 的设计及计算方法。 KTP 为双轴晶体, 选择其光学坐标与晶体主轴坐标重合, 这样就能保证 $n_z > n_y > n_x$ 。求解相位匹配需要知道晶体的色散方程, 在计算中使用 KTP 晶体的色散方程为:

$$n^2(\lambda) = M + \frac{N}{\lambda^2 - O} - P\lambda^2 \quad (3.101)$$

式中参量 M, N, O, P 对于给定的晶体只是确定的, 对于 KTP 它们的取值。

表 3-3 KTP 晶体色散常数^[16]

	M	N	O	P
n_x	3.0065	0.03901	0.04251	0.01327
n_y	3.0333	0.04154	0.04547	0.01408
n_z	3.3144	0.05694	0.05658	0.01682

调谐参量的选取原则是参量的微小变化应产生较大的相位失配量, 为了便于操作, 选取的参量调节范围要窄。在角度相位匹配方式下, 相位角 θ 的变化对相位失配量的影响远大于方位角 ϕ 对相位失配量的影响。同时满足相位匹配角 θ 的取值范围较窄, 因此 KTP 晶体的角度调谐参量应为相位角 θ ^[20]。

§ 3.5.2 KTP 的相位匹配及调谐曲线

文中 OPO 采用电光调 Q $Nd: YAG$ 固体脉冲激光器的二次谐波 $532nm$ 作泵浦源, 所出信号光中心波长 $946nm$, 闲频光中心波长 $1215nm$ 。

1 相位匹配条件^[20]

对于 *KTP* 而言, 进行 I 类相位匹配时, 其非线性系数和增益都趋于零, 因此它不存在 I 类匹配 (后面给出的调谐曲线图)。 *KTP* 在其 *x-z*, *y-z*, *z-y* 三个主平面内都能进行有效的 II 类相位匹配。其中在 *x-z* 面 *KTP-OPO* 的增益和非线性系数最高。因此, 文中设计是在 *x-z* 面内 ($\phi=0$) 的 II 类匹配。对于其它面内的情况不做详细讨论, 调谐曲线将在后面给出。按照前面的假设和上面晶体的主轴折射率计算结果, 闲频光波长大于信号光, 且 $n_x(\lambda_i) > n_x(\lambda_s)$, $n_y(\lambda_i) > n_y(\lambda_s)$, $n_z(\lambda_i) > n_z(\lambda_s)$ 。由于光波在双轴晶体的主平面内传播时, 其行为表现出单轴晶体的特性, 因此现偏振光在 *KTP* 的 *x-z* 面内传播时要么表现 *o* 光 (快光), 要么表现为 *e* 光 (慢光)。这里采用的是 II 类 A 匹配, 匹配条件^[23]可写为:

$$\omega_p n_o(\omega_p) = \omega_s n_e(\omega_s) + \omega_i n_o(\omega_i)$$

由上面的色散方程可得到每个波长对应的主轴折射率的计算分别如下:

$$n_x^2(\lambda_p) = 3.0065 + \frac{0.03901}{0.532^2 - 0.04251} - 0.01327 \times 0.532^2 = 3.1649$$

$$\lambda_p: n_y^2(\lambda_s) = 3.0333 + \frac{0.04154}{0.532^2 - 0.04547} - 0.01408 \times 0.532^2 = 3.2042$$

$$n_z^2(\lambda_i) = 3.3134 + \frac{0.05694}{0.532^2 - 0.05658} - 0.01682 \times 0.532^2 = 3.5601$$

$$n_x^2(\lambda_s) = 3.0065 + \frac{0.03901}{0.946^2 - 0.04251} - 0.01327 \times 0.946^2 = 3.0404$$

$$\lambda_s: n_y^2(\lambda_s) = 3.0333 + \frac{0.04154}{0.946^2 - 0.04547} - 0.01408 \times 0.946^2 = 3.0695$$

$$n_z^2(\lambda_i) = 3.3134 + \frac{0.05694}{0.946^2 - 0.05658} - 0.01682 \times 0.946^2 = 3.4714$$

$$n_x^2(\lambda_i) = 3.0065 + \frac{0.03901}{1.215^2 - 0.04251} - 0.01327 \times 1.215^2 = 3.0141$$

$$\lambda_i: n_y^2(\lambda_i) = 3.0333 + \frac{0.04154}{1.215^2 - 0.04547} - 0.01408 \times 1.215^2 = 3.0415$$

$$n_z^2(\lambda_i) = 3.3134 + \frac{0.05694}{1.215^2 - 0.05658} - 0.01682 \times 1.215^2 = 3.3287$$

对任意方向传播的光波, 其折射率可由折射率椭球方程^[24]求出:

$$\frac{\sin^2 \theta \cos^2 \phi}{n_j^{-2} - n_x^{-2}} + \frac{\sin^2 \theta \sin^2 \phi}{n_j^{-2} - n_y^{-2}} + \frac{\cos^2 \theta}{n_j^{-2} - n_z^{-2}} = 0 \quad (3.102)$$

式中 n_j 为光波折射率, $j=p, s, i$; θ, ϕ 为波矢的方位角; n_{jx}, n_{jy}, n_{jz} 是在一定温度下晶体的三个主轴折射率。

在 *KTP* 的 *x-z* 面内由折射率方程得:

$$n_p = n_{px}, \quad n_i = n_{ix}, \quad n_s = \sqrt{\frac{\sin^2 \theta}{n_x^2} + \frac{\cos^2 \theta}{n_z^2}} \quad (3.103)$$

把 $K=2\pi n/\lambda$ 带入式 (3.103) 并整理就得到: $n_s = (n_{px}/\lambda_p - n_{ix}/\lambda_i) \lambda_s$, 带入折射率 n_s 得到:

$$\theta = \arcsin \sqrt{\frac{n_x^{-2} - n_{sx}^{-2}}{n_x^{-2} - n_z^{-2}}} \quad (3.104)$$

将式 (3.87), (3.103) 及 KTP 的色散方程代入 (3.104), 通过计算机编程可得到 KTP 在 x - z 面内的调谐曲线, 如下面 x - z 面曲线图所示。其它面内如法炮制。

2 有效非线性系数

KTP 属于 $mm2$ 点群正双轴晶体^[30], 非线性光学系数为 d_{15} , d_{24} , d_{31} , d_{32} , d_{33} 。一直以来上述系数没有一个固定的数值, 存在争议。J.seres 运用量子理论中的密度矩阵模型, 计算了 KTP 等晶体的非线性光学系数随泵浦波长的变化曲线, 并总结了前人的实验结果, 理论与实验符合的非常好^[30]。因此, 本文设计援引的是他的结果。根据 Eckardt 给出的 KTP II 类匹配时 d_{eff} 的近似表达式, 可得到:

$$d_{\text{eff}}(\text{II}) \approx (d_{24} - d_{15}) \sin 2\theta \sin 2\varphi - (d_{15} \sin \varphi + d_{24} \cos \varphi) \sin \theta \quad (3.105)$$

$$\text{在 } x\text{-}z \text{ 面内, 有 } |d_{\text{eff}}(\text{II})| \approx d_{24} \sin \theta \quad (3.106)$$

并且是随调谐角度的变化而变化的。在下面的调谐曲线中能看出有效非线性系数的调谐曲线图。

表3-4 KTP 的非线性光学系数^[31]

d_{ij} (pm/V)	d_{15}	d_{24}	d_{31}	d_{32}	d_{33}
C. Zumsteg	6.1	7.6	6.5	5.0	13.7
Eckardt	1.9	3.5	—	—	—
J. Seres	1.8	3.7	2.15	4.3	16.2

3 走离角的计算

外腔式的单谐振 OPO 之所以有非常高的起振阈值, 很大程度上是由于走离角效应的存在, 它使得泵浦光和参量光的交迭减小, 从而降低了它们之间的耦合效率, 提高了阈值。因此, 在设计中对走离角的估计是很重要的一环。临界相位匹配情况下, e 光的走离角 ρ 可由下面的式子给出:

$$\rho = \arctan \left[\frac{n_x^4 \sin^2 \theta}{(n_x^2 - n_i^2)^2} + \frac{n_x^4 \cos^2 \theta}{(n_x^2 - n_s^2)^2} \right]^{-1} \quad (3.107)$$

它随着调谐角度的变化如图所示, 很明显可以看出走离角随着调谐角度的增大而递减, 在 $\theta=90^\circ$ 时有最小值为 0, 即不存在走离效应, 这正是非临界相位匹配 OPO 的阈值较临界相位匹配时低的原因之一。

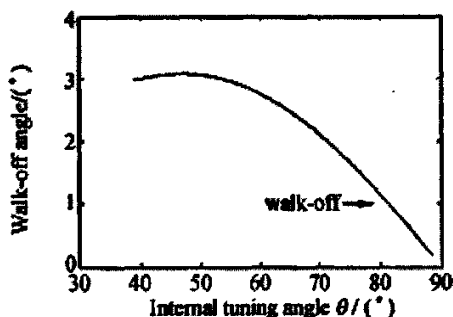


图 3.6 走离角与调谐角度的关系

4 允许角

以上讨论的均是在满足相位匹配条件, 即 $\Delta k = k_p - k_s - k_i = 0$ 的情况下进行的。在 $\Delta k \neq 0$ 即相位失配的情况下, 非线性变化率会急剧下降。通常定义一个最大失配量: $(\Delta k)_{max} = \pm \pi/l$, 此时变换效率将为原来的 40% 左右, 据此计算 KTP 的允许角 $\Delta\theta$ 和 $\Delta\phi$ 。由前面所讲的允许角的计算表达式可得出晶体的允许角度随晶体角度的变化曲线:

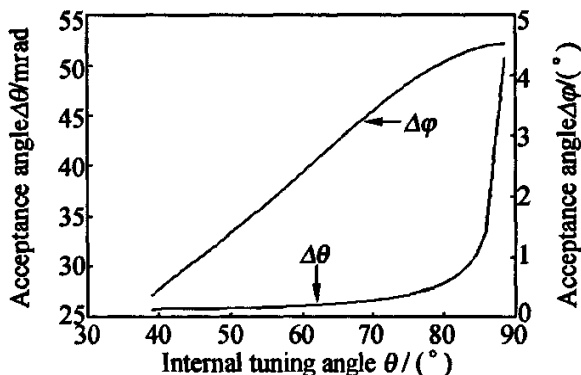


图 3.7 KTP 晶体的允许角

5 增益曲线

与普通激光器不同, OPO 的增益是由非线性晶体中泵浦光与参量光之间的能量耦合作用所提供的, OPO 的增益特性还在于它的单向性, 参量光波输出镜反射并通过非线性晶体时, 不但得不到加强反而会受到损耗, 这也是 OPO 具有高阈值特性的又一原因。实验中采用的是泵浦光双程抽运方式, 目的还是在于提高 OPO 的增益降低阈值。泵浦光双程抽运情况下 OPO 的增益:

$$G = \exp(-2\alpha l) \cos h 2(\Gamma\zeta) \cos h 2(\gamma\Gamma\zeta) \quad (3.108)$$

其中 α 为非线性吸收系数, 由于泵浦光和参量光都在 KTP 晶体的透光范围内, 因此取 $\alpha=0$; γ 是后向和前向传播的泵浦光的振幅比; Γ 、 ζ 的表达式如下:

$$\Gamma^2 = \left[\frac{d_{eff}^2}{n_p n_s n_i} \right] \frac{8\pi^2 I_p g_s (\lambda_s / \lambda_p - 1)}{\epsilon_0 c \lambda_s^2} \quad (3.109)$$

$$\zeta = l_w \operatorname{erf}(l\sqrt{\pi}/2l_w) \quad (3.110)$$

其中 $g_s = w_p^2 / (w_p^2 + w_s^2)$, $I_w = \frac{\sqrt{\pi} w_p}{2 \rho} \sqrt{\frac{w_p^2 + w_s^2}{w_p^2 + w_s^2 / 2}}$

上式中, w_p 、 w_s 分别是泵浦光和信号光的光斑束腰, I_p 为泵浦光功率密度。可见, 增益 G 是 d_{eff} 和 I_p 的递增函数。因此选定非线性晶体的情况下, 选用高功率密度的泵浦光可以有效提高 OPO 的增益降低阈值; 同时 G 还是 λ_p 的递减函数, 选用 $532nm$ 代替惯用的 $1064nm$ 作为泵浦源也是基于这个原因。下图给出了泵浦光在不同泵浦功率密度下, OPO 增益随调谐角的变化曲线。

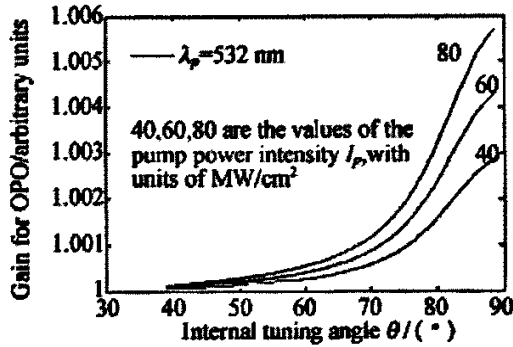


图 3.8 不同功率密度时增益曲线

在实验中采用数值计算逐点扫描, 比较找出非线性系数最大时对应的相位匹配点。此时对应的角度为晶体的切割角, 给定步长编程得出相应的调谐曲线。首先得到 KTP 参量光 (信号光、闲频光) 在不同相位匹配类型、不同象限中随角度的变化曲线。以下就给出不同匹配类型, 不同平面上晶体的调谐曲线^[32]。

1) I 类匹配参量光、有效非线性系数在不同平面调谐曲线。

在 X-Y 平面:

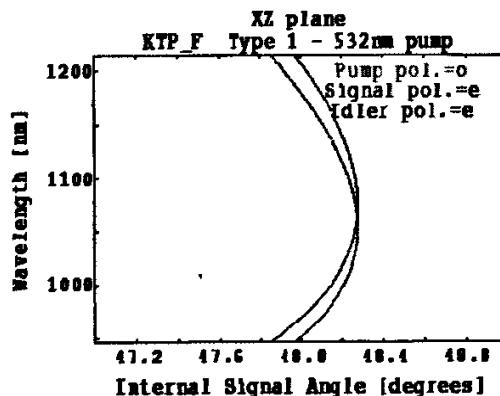


图 3.9 XZ 面上参量光随角度调谐曲线

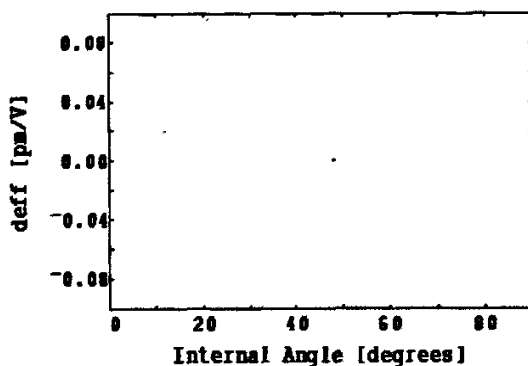


图 3.10 XZ 面上 d_{eff} 随角度调谐曲线

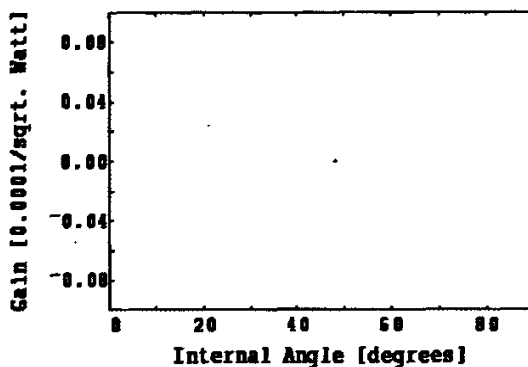


图 3.11 XZ 面上增益系数随角度调谐曲线

由上图可以看出，在 XZ 面虽然参量光随角度有一定的调谐范围，但是有效非线性系数、增益系数均太小，基本为零。转换效率太低，没有相位匹配点，故不采用。

在 Y-Z 平面：

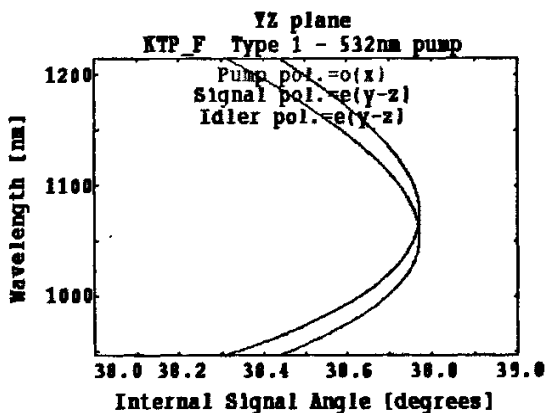


图 3.12 YZ 面上参量光随角度调谐曲线

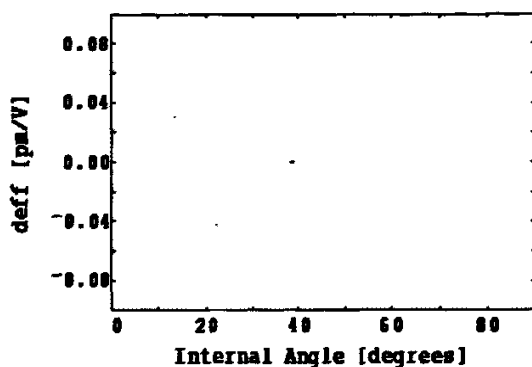


图 3.13 YZ 面上 d_{eff} 随角度调谐曲线

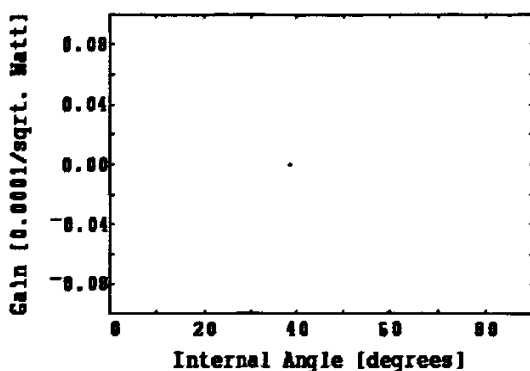


图 3.14 YZ 面上增益系数随角度调谐曲线

在 YZ 面，参量光随角度有一定的调谐范围，但是有效非线性系数、增益系数均太小，基本为零。转换效率太低，故不采用。总体而言，KTP 晶体在 532nm 泵浦信号光 946nm 时，I 类匹配不可取。

2) II 类匹配时参量光、有效非线性系数、增益系数在不同平面的调谐曲线。

在 X-Y 平面：

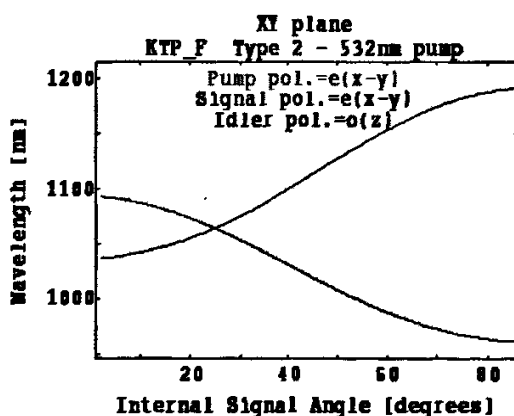


图 3.15 II 类时 XY 面上参量光随角度调谐曲线

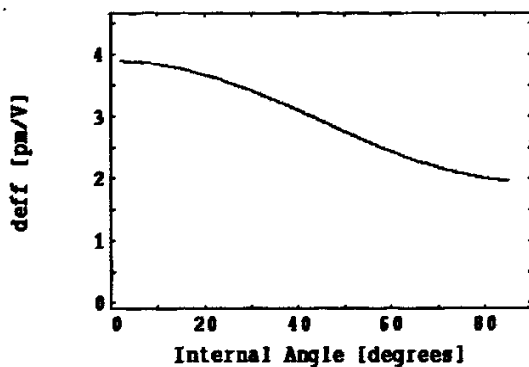


图 3.16 XY 面上 d_{eff} 随角度调谐曲线

从 XY 象限的这两幅图可以看出，有效非线性系数最大时对应的相位角大约在 2° ，而此时参量光 $1215nm$ 和 $946nm$ 对应的角度并不是这个角度或是参量光在 2° 左右没有其调谐曲线。故不采用这个平面内的匹配点。

在 Y-Z 平面：

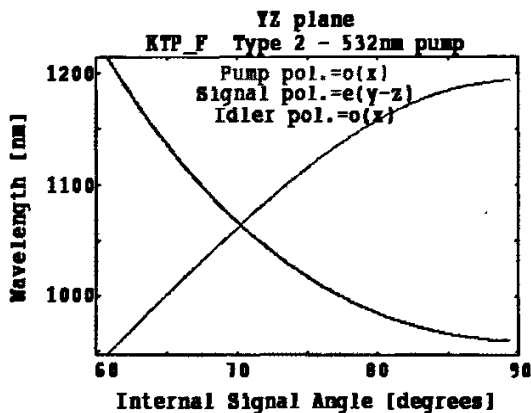


图 3.17 II 类时 YZ 面上参量光随角度调谐曲线

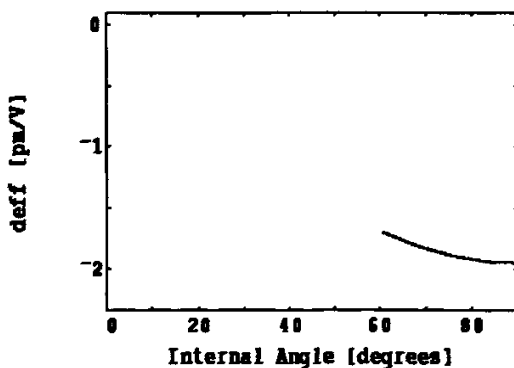


图 3.18 II 类时 YZ 面上 d_{eff} 随角度调谐曲线

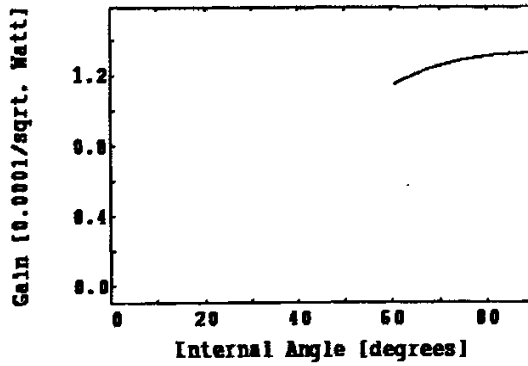


图 3.19 II类时 YZ 面上增益系数随角度调谐曲线

由以上三幅图，可以看出II类匹配时，在YZ面最大有效非线性系数为 1.7pm/V 对应的角度为 60° 左右。此角度时参量光有其对应的调谐曲线，增益系数为 1.17。符合作为光参量晶体的设计。

在 X-Z 平面：

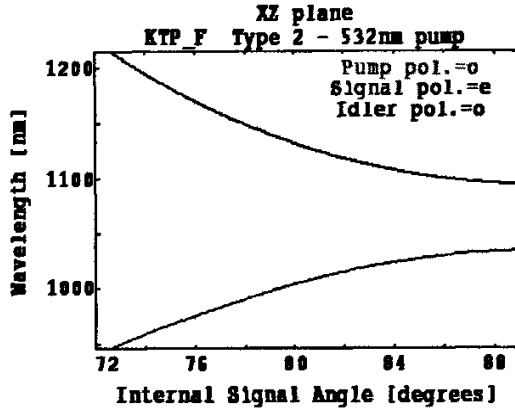


图 3.20 II类时 XZ 面上参量光随角度调谐曲线

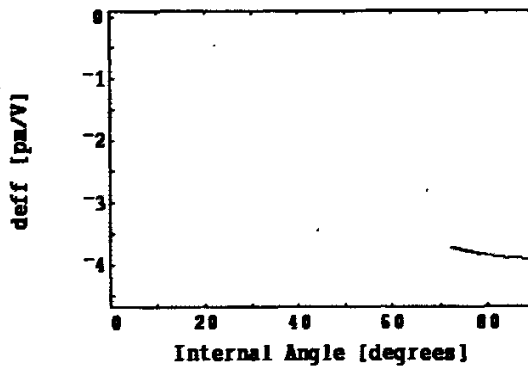


图 3.21 II类时 XZ 面上 d_{eff} 随角度调谐曲线

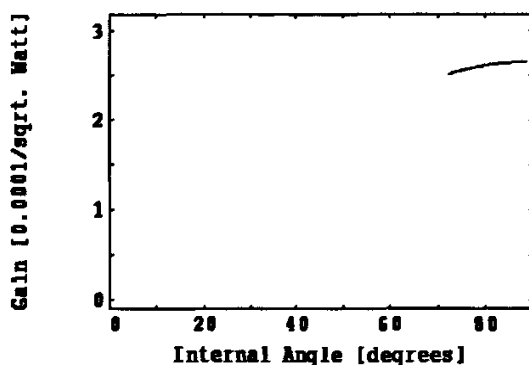


图 3.22 II类时 XZ 面上增益系数随角度调谐曲线

由 XZ 面上的这三幅图，可以看出 II 类匹配时，在 XZ 面最大有效非线性系数为 3.52 pm/V 对应的角度为 72.5° 左右。此角度时参量光 946 nm ， 1215 nm 均有其对应的调谐曲线，增益系数约为 2.5。符合作为光参量晶体的设计。对比 II 类匹配时 YZ 面上的情况，可以看出 XZ 面上的有效非线性系数 $3.52 \gg 1.7$ ，增益系数 $2.5 > 1.17$ ，考虑到转换效率我们选用 II 类匹配 XZ 平面的相位匹配角。

由前述理论可知，在非线性系数最大时对应的波长调谐角度为晶体的切割角。故在实验中 *KTP* 的切割角选为 XZ 平面内 $\theta=72.5^\circ$ ， $\phi=0^\circ$ 。

注释：我们是将所设计的晶体的技术指标给山大晶体研究所加工，订购晶体，以完成后面实验。

第四章 光参量振荡实验系统设计及结果分析

根据以上的理论，构建了如图 4.1 所示的光参量振荡系统。

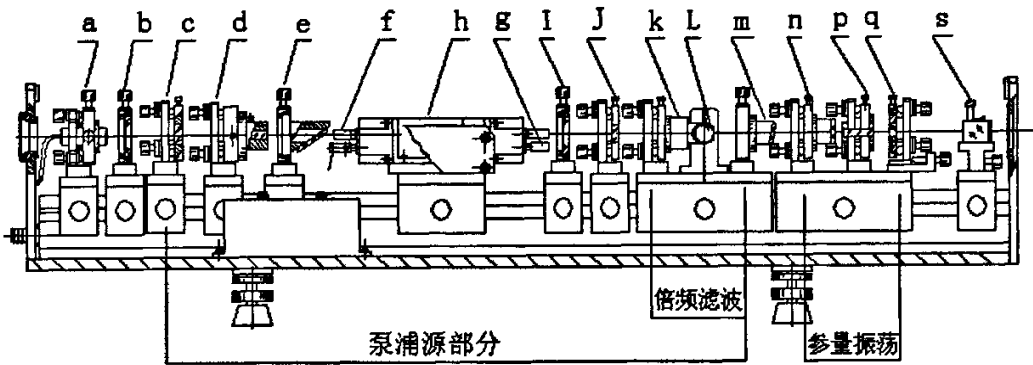


图 4.1 OPO 系统结构示意图

光参量振荡系统主要分为以下几部分：

1) 光路准直系统

确定整个系统的光轴，调试系统光路。由(a)LD650nm 半导体激光器(LD)和(b) $\phi 1mm$ 小孔光阑组成。

2) 泵浦源部分

作 OPO 部分的激励光源，由 (c) ~ (m) 构成，包括倍频、滤除基波。

3) 参量振荡部分

由 (n) ~ (p) 构成，是整个系统的核心模块。

4) 测试部分

由 (s)、红外上转换片、光电探头、能量计、示波器等构成。

§ 4.1 光路准直系统

这部分由一个半导体激光器波长 650nm 和一个 $\phi 1mm$ 小孔光阑组成。主要用这部分确定整个系统的光轴。在本论文中涉及到两个光轴的定位，即电光调 Q 的 Nd: YAG 固体脉冲激光器光路的调试和 OPO 部分光路的调试。

光参量振荡器在调光路时，为了避免 OPO 光反射回去对后面的泵浦源部分的光学元器件造成光学损伤。要将光路偏离原光路大约 $2\sim 3^\circ$ ，同时要保证在实验中能够将泵浦光尽可能大量的耦合进 OPO 模块。论文中这部分光路的调试也是最关键的，涉及到泵浦源、OPO 两个谐振腔的调试。如系统结构示意图所示，实验中采用的是直腔型结构，所以采用整体定光轴，在两端分别准直、分别调整各自的谐振腔的办法来实现整个系统光路的调试。考虑到 OPO 部分晶体的横截面尺寸，要旋转晶体进行光路调试，

角度调谐，泵浦光斑为 $\phi 6mm$ 情况下，留出余量，故实验中选用 $\phi 3mm$ 的小孔限制进入 *OPO* 的光束尺寸，安全操作。故在泵浦源和 *OPO* 时都是在光斑 $3mm$ 情况下进行的。

§ 4.2 泵浦源部分实验装置及其结果分析

§ 4.2.1 泵浦源部分结构设计及特点

按照光参量振荡对泵浦源的要求^[33]，构建了一套完整的 *Nd:YAG* 电光调 *Q* 固体脉冲激光器，此时应考虑到系统的稳定性、重复频率、输出能量、脉冲宽度、光束质量等因素。设计并制作了用于光参量振荡的倍频滤波部分，实现二次谐波 $532nm$ 单色波泵浦光参量振荡器。

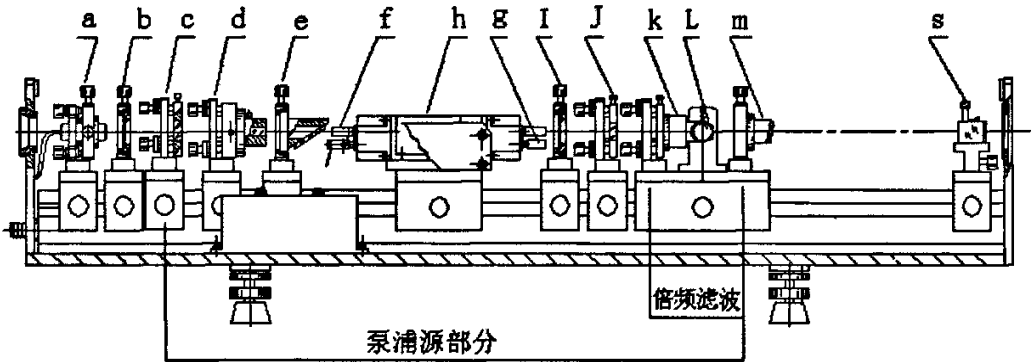


图 4.2 泵浦源系统结构示意图

1) 光路准直系统

由 $LD650nm$ 半导体激光器和 $\phi 1mm$ 小孔光阑组成，确定整个泵浦源部分的光轴。

2) 光学谐振腔

如图 4.2 所示由(c)和(J)组成。

系统采用平凹型稳定腔，腔长约 $435mm$ ；

全反射镜：采用凹面镜 $R=4m$ ， $\phi 20$ ， $HR@1.064\mu m=99.8\%$ ；

输出镜：采用 *K9* 玻璃未镀膜， $\phi 20$ ， $HT@1.064\mu m=92\%$ 。

3) 聚光腔

图 4.2 中(h)所示，聚四氟柱面紧包腔；

氙灯：长度 $L=90mm$ ， $\phi 7mm$ ；

工作物质为 *Nd:YAG* 晶体棒，规格：长度 $L=110mm$ ， $\phi 6mm$ 。

4) 调 *Q* 器件

由图中 (d) 和 (e) 组成。

Q 晶体 (d) 为磷酸二氘钾 (*KD*P*) 长度： $L=40mm$ ， $\phi 12mm$ ，消光比 1000: 1；

偏振片 (e) 规格：长度 $L=5mm$ ， $\phi 30mm$ ，按布儒斯特角放置。

5) 倍频部分

如图中 (k) 所示，倍频晶体 *KTP*。

6) 滤波部分

图中(L)和(m)构成了系统的滤波部分, 两光学器件镀膜情况均为:

$HR@1064nm=90\%$; $HT@532nm=86\%$

系统结构特点: 如上图所示, 把整个系统固定在平台上, 下面带可升降的底座, 可以随意调节系统的高度以确保整体的平稳性, 内置铸铁的三角导轨。精密研磨的铸铁马蹄形滑块设计与三角导轨配合的角度, 更增加了系统的稳定性。所有光学元件调整装置均选择北京集科仪器有限公司的标准配置, 可调精度为 0.25 微米, 提高了整个光路调整的精确度。良好的系统结构为下面进一步的实验奠定坚实的基础。

§ 4. 2. 2 泵浦源部分实验及其结果分析

(一)、静态(两膜一棒)激光能量测量

静态输出激光的指标参数、光束质量直接影响到动态调 Q 的输出激光的质量和激光参数, 进而影响到参量光的输出。所以测量了激光器静态激光的输出能量, 光斑质量等参数。

实验条件和所选元件: 实验装置由上图中的 c, f, g, h, J 元件构成。

用能量探头测输出能量, 用示波器显示观察输出的能量波形。

表 4-1 静态注入能量与输出激光实验数据

注入能量/J	输出能量/mJ	注入能量/J	输出能量/mJ
8.82	阈值	13.52	100.00
14.58	142.86	15.68	171.43
16.82	200.00	18.00	223.81
19.22	266.67	20.48	285.71
21.78	328.57	23.12	361.90
24.50	400.00	25.92	428.57

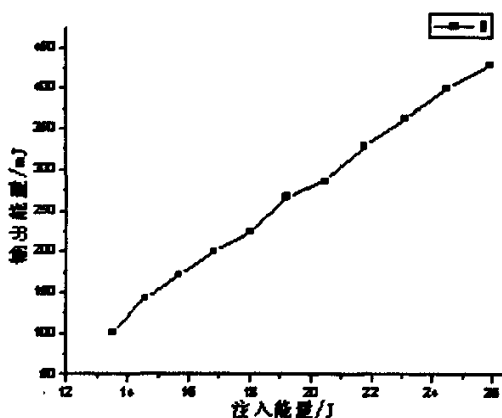


图 4.3 注入能量—输出能量曲线图

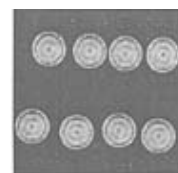


图 4.4 静态光斑

小结: 由上述能量曲线图和静态光斑图可以看出, 静态输出能量随注入能量增大而增大, 基本呈线性关系, 整机斜效率可达 1.6%。输出光斑质量较好, 起振均匀, 可

一步的实验。

(二)、动态激光参数及其分析

光参量振荡 *OPO* 是以动态激光作为泵浦源的。动态激光的参数和性能直接影响到参量光的输出^[25]，所以对这一步的实验，做了比较充分的实验。

实验所需主要器件和初始条件：

实验装置由图 4.2 中 *c, d, e, f, g, h, I, J* 构成。

电光 *Q* 晶体选用 *KD*P* 晶体，采用退压式电光调 *Q*；

用脉冲光电探头配合数字示波器观察输出波形，测量输出激光脉宽；

最高注入能量 30.42J，*KD*P* 晶体所加电压大约 4080V 时，将门“关死”；动态时，激光相对于灯光的延迟时间为 160μs；考虑到 *OPO* 晶体，用 φ3 小孔腔内限膜后所得的激光参数如下表：

表 4-2 动态注入能量与输出激光实验数据

注入能量/J	输出能量/mJ	脉宽/ns	注入能量/J	输出能量/mJ	脉宽/ns
15.68	56.19	28.75	16.85	67.62	25.68
18.00	75.24	21.80	19.22	79.04	14.22
20.48	82.86	10.00	21.78	94.28	9.80
23.12	116.67	9.70	24.50	133.33	9.60
25.92	142.86	9.40			

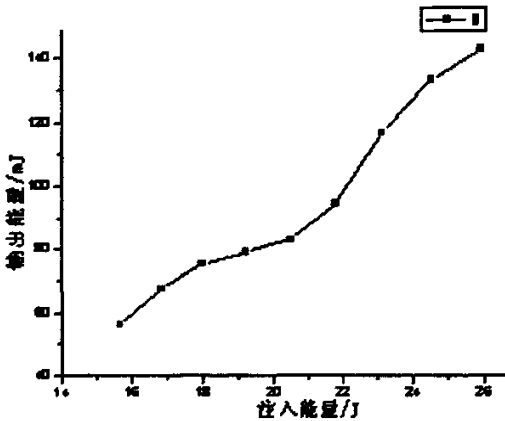


图 4.5 注入能量—输出能量曲线图



图 4.6 动态 φ3 限膜光斑

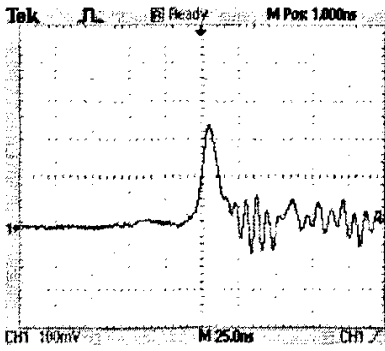


图 4.7 注入 25.92J 时输出脉冲波形

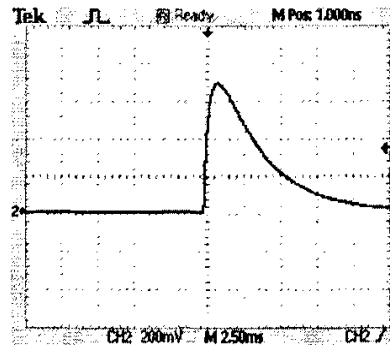


图 4.8 注入 25.92J 时输出能量波形

小结：由上述实验结果可以看出，在动态条件下，随注入能量的增大输出的能量增大，而脉冲宽度逐渐变窄。从输出光斑可以看出，在实验中输出光斑质量较好可以进行下一步实验。

计算动态条件下峰值功率。以注入能量 20.48J，脉冲宽度 10ns 为例：

$$P=82.86\text{mJ}/10\text{ns}=8.286\times 10^6\text{W}$$

实验中实际所用激光光斑直径为 $\varphi=3\text{mm}$ ，故泵浦功率密度为：117.282MW/cm²。

(三)、倍频效率测量

从前面光参量振荡的理论设计可知，泵浦源为电光调 Q 的 Nd:YAG 激光器的二次谐波 532nm。既然选用 532nm 的光源，当然是注入相应波段的能量越多，转换成参量光的能量也就越多。这就需要将更多的基频光转化成为倍频光。因为理论上设计的晶体匹配角根据实际情况在实验中都有个偏差，在操作时都需要进一步调试它的相位角和方位角才能达到较为理想的相位匹配。通过分别测定激光器的基频光和倍频光输出能量，得到倍频效率最高时，也就是获得最大 532nm 的泵浦光。

实验所用主要元器件和条件：

倍频晶体：磷酸钛氧钾 (KTP) 规格：8×8×10mm³；

匹配角度相位角 $\theta=90^\circ$ ，方位角 $\varphi=23.5^\circ$ ；

镀膜情况 S1 面：AR@1064&532nm=82%，S2 面：AR@1064&532nm=82%。

能量探测：热释电能量探头，所得波形和探测结果用 200MHzTEK 数字示波器显示。

表 4-3 注入、输出能量及倍频效率数据表

E_{in}/J	$E_{out}/\text{mJ}(\text{CH}_1)$	$E_{out}/\text{mJ}(\text{CH}_2)$	$\eta\%$	E_{in}/J	$E_{out}/\text{mJ}(\text{CH}_1)$	$E_{out}/\text{mJ}(\text{CH}_2)$	$\eta\%$
14.58	20.48	11.43	35.82	20.48	23.33	35.24	60.17
15.68	22.38	17.62	44.05	21.78	22.86	45.24	66.43
16.85	23.33	24.29	51.01	23.12	22.86	56.67	71.26
18	24.76	29.05	53.99	24.50	26.20	63.81	70.89
19.22	25.24	30.00	54.31	25.92	29.52	68.10	69.76

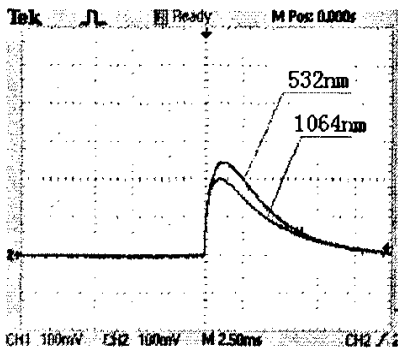


图 4.9 注入 19.22J 时输出波形

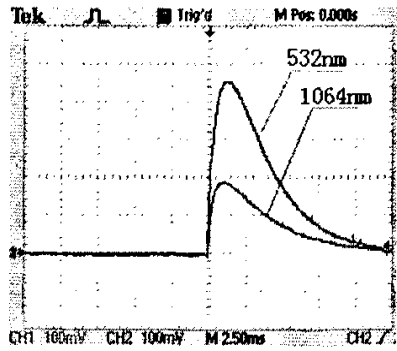


图 4.10 注入 23.12J 时输出波形图

绘制倍频效率曲线如下图所示：

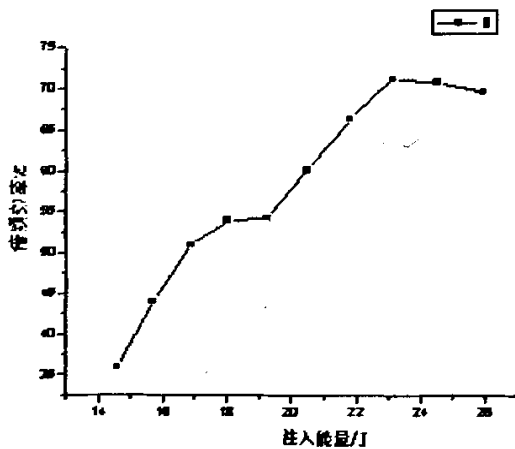


图 4.11 倍频效率与注入能量变化曲线

小结：由上面的曲线可以看出，随注入能量的增加倍频效率明显增加。当增加到 23.12J 时效率到最大值 71.26%，继续增加注入光强倍频转换 η 趋于饱和或者减小。这是因为当倍频晶体的失配因子 $\Delta k=0$ 时，倍频 η 随基频光强增加单调增加；当 $\Delta k \neq 0$ 时，对应于一定的晶体长度，有一最佳基频光强，使倍频效率为最大值。实际上的非线性晶体很难做到完全相位匹配，即 $\Delta k=0$ 。所以出现最大倍频转换效率。

(四)、加入低通滤波器

1 加一个低通滤波器

为什么要加低通滤波器呢？因为光-光转换效率等于参量光的输出功率与泵浦光的入射功率之比，在光参量振荡过程中真正起作用的是 532nm 的光，如果夹杂有过多 1064nm 的光就会严重影响参量光的转化效率。

值得说明的是，低通滤波器按 45° 角放置一方面能有效地将基波 1064nm 滤除，另一方面可以防止在 OPO 中作用的光再由原光路返回对后面的光学元器件，如介质膜，工作物质、倍频晶体等造成光学损伤。放置角度如下图实物照片所示。

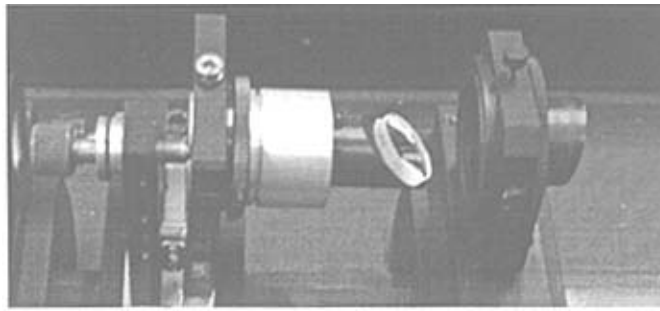


图 4.12 倍频滤波基波的模块实物

实验装置和条件:

在倍频实验装置前加上一个低通滤波器。示波器的 CH_1 代表 $1064nm$ 激光输出, CH_2 代表 $532nm$ 激光输出能量。实验数据如下表:

表 4-4 一次滤波后输出能量与残余基波数据表

E_{in}/J	E_{out} /mJ(CH_1)	E_{out} /mJ(CH_2)	1064nm 的比率	E_{in}/J	E_{out} /mJ(CH_1)	E_{out} /mJ(CH_2)	1064 的 比率
15.68	2.60	14.52	15.1%	20.48	2.65	32.14	7.6%
16.82	2.61	21.90	11%	21.78	2.70	39.76	6.4%
18	2.61	27.86	8.5%	23.12	2.74	49.05	5.3%
19.22	2.63	29.28	8.2%	24.50	2.86	55.95	4.9%

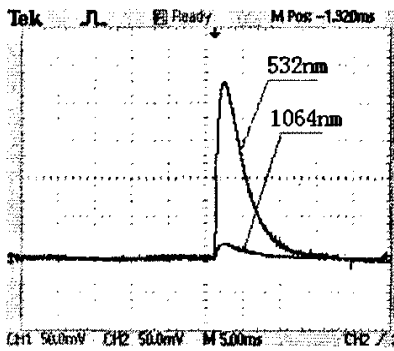


图 4.13 注入 19.22J 时的输出波形

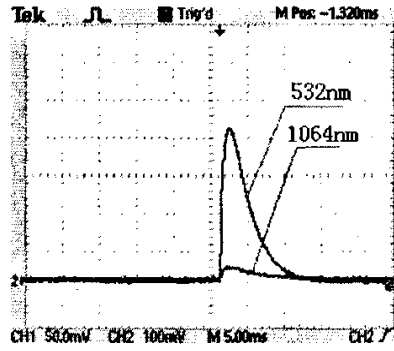


图 4.14 注入 23.12J 时的输出波形

小结: 由上面的实验结果能看出, 在光路中加入一个低通滤波器后 $1064nm$ 的基频光受到很大程度的抑制, 但是还有少量的残留。为了保证高的转换效率和输出光的质量, 在光路中加入第二个低通滤波器, 严格保证单频光泵浦。

2 加入第二个低通滤波器后的实验 (条件同上)

E_{in}/J	$E_{out}/mJ (CH_2)$	E_{in}/J	$E_{out}/mJ (CH_2)$	E_{in}/J	$E_{out}/mJ (CH_2)$
15.68	8.8	18	14.285	19.22	15.714
20.48	16.190	21.78	20.952	23.12	25.238
24.50	28.810	25.92	31.429	27.38	33.571

小结：在经过第二个低通滤波器后，用同样的方法探测发现，只剩 532nm 的倍频光波，1064nm 的基波被完全滤除。这就保证了单频泵浦光注入。实验到这里所测得的能量就是光参量振荡器的泵浦能量。由于泵浦源的性能和质量直接影响参量光的转换效率、线宽、和光束质量等，所以泵浦激光的性能是非常关键的。

§ 4.3 光参量振荡（OPO）部分

在理论计算的基础上，进行了角度调谐 *KTP-OPO* 参量振荡器的设计和实验研究。*OPO* 的泵浦源为电光调 *Q* 的 *Nd:YAG* 激光器二次谐波。参振晶体的切割角度和泵浦源的偏振方向决定了 *OPO* 在 II 类非临界相位匹配方式运转时效率最高。晶体在 *XZ* 面切割，相位角 72.5° ，方位角 0° 。晶体纵向通光长度 20mm，两个通光面尺寸为 7mm × 7mm。通光面上镀有对 532nm 及 1215nm 和 946nm 一定带宽范围的的增透膜来减小谐振腔内损耗，降低了参量振荡的阈值。主要从结构设计，实验研究，相关物理参数探测和结果分析来研究 *OPO*。

§ 4.3.1 光参量振荡器的阈值条件

对参量器件的设计最令人感兴趣的事。描述增益、阈值、相位匹配、转换效率同器件输入参量的函数关系。根据所要求的输出波长和非线性晶体材料，光参量振荡器选用的是泵浦光带反馈的单谐振（*SRO*）方式。如果令晶体内后向与前向泵浦强度之比为 γ ，则阈值条件^[30]如下式：

$$I_{th} = \frac{1.12}{kg_s I_{eff}^2 (1+\gamma)^2} \left(\frac{L}{t_p c} \ln \frac{P_s}{P_n} + 2\alpha l + \ln \frac{1}{\sqrt{R}} + \ln 4 \right)^2 \quad (4.1)$$

等式左边的泵浦光通量 I_{th} 与增益有关，等式右边的是损耗项^[11]。其中的 g 定义为信号光放大率的参量增益系数：

$$g = \sqrt{k I_p} \quad (4.2)$$

I_p 为泵浦光通量， k 为耦合常量：

$$k = \frac{8\pi^2 d_{eff}^2}{\lambda_s \lambda_p n_s n_p \epsilon_0 c} \quad (4.3)$$

其中 g_s 是信号光空间模耦合系数，定义为：

$$g_s = \frac{1}{1 + (\omega_s / \omega_p)^2} \quad (4.4)$$

因为存在非线性转换过程，所以高斯光束的信号光斑尺寸 ω_s 总是小于泵浦光光斑尺寸 ω_p ，有效的参量增益长度 l_{eff} 是由离散长度决定。

$$l_{eff} = \frac{\sqrt{\pi} \omega_p}{2\rho} \quad (4.5)$$

式中， ρ 为双折射离散角。

按照式 (4.1) 计算泵浦阈值，需要知道以下系统参数：因为采用的是非临界相位匹配，所以 l_{eff} 等于晶体的物理长度，即 $l_{eff}=20mm$ ；往返损耗约为 $2\alpha l=0.01$ ；OPO 谐振腔的光学长度为 $L=40mm$ ；输出镜的反射率 $R=0.86$ ；泵浦脉冲 ($1/e^2$) 强度的全宽度 $t_p=10ns$ ； c 为光速；处在阈值时，可近似得到后向与前向泵浦强度比为 $\gamma \approx 1$ ，模尺寸大约与低功率水平时的相等，即 $\omega_s \approx \omega_p$ ，模耦合系数为 $g_s=1/2$ ，如果阈值信号光功率 P_s 比最低的噪声功率大 10^{14} 倍，即 $\ln(P_s/P_n) = 33$ ，模型与实验数据相一致。

在此非临界相位匹配的结构中，波长 $\lambda_p=0.532\mu m$ ， $\lambda_s=0.946\mu m$ ， $\lambda_r=1.215\mu m$ 。

不同波长的折射率由色散方程和折射率方程 (3.102) 可求出：

$$n_p=1.8763, n_s=1.8513, n_r=1.8159$$

按照 (3.106) 计算有效非线性系数 $d_{eff}=3.5287pm/V$ 。

由 (4.3) 求得耦合常量： $k=5.0770 \times 10^{-8} W^{-1}$ 。故：

$$I_{th} = \frac{1.12}{5.0770 \times 10^{-8} \times \frac{1}{2} \times 2^2 \times 4} \left(\frac{4.0 \times 10^{-2}}{10 \times 10^{-9} \times 3 \times 10^8} \times 33 + 0.01 + \ln \frac{1}{\sqrt{0.86}} + \ln 4 \right)^2$$

$$= 10.078 MW/cm^2$$

要说明的是，在这种双程泵浦的结构中，腔内晶体中的功率密度比较高，所以晶体的损伤因素是此设计中是很重要的。

§ 4.3.2 光参量振荡 OPO 结构设计

光参量振荡器除了参振晶体相位匹配，有效非线性系数、波长调谐曲线等参数的设计外，还包括谐振腔膜系结构的设计和腔长的设计。

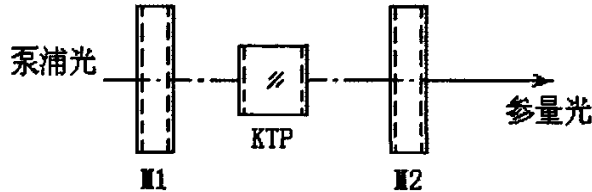


图 4.13 OPO 部分设计原理图

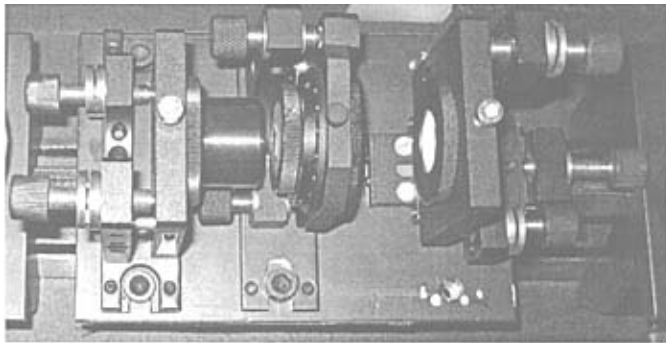


图 4.14 OPO 模块实物照片

上图给出了光参量振荡器结构设计图和实物照片图。*OPO* 谐振腔采用平-平腔，由介质膜片 M_1 和 M_2 构成，腔长在 30~50mm 之间连续可调。全反镜和输出镜固定在二维调整架上，可以方便的调整腔型，*KTP* 晶体固定在 0~360° 的角度刻盘上，通过改变晶体角度可以实现 *OPO* 波长的可调谐。输出镜安装在带纵向移动的调整架上，通过输出镜的纵向移动可实现 *OPO* 腔长的变化。

其中介质膜片和参振晶体 *KTP* 的镀膜参数如下：

- M_1 : 1 面: $HT@532nm=86\%$;
- 2 面: $HT@532nm=86\%$, $HR@1215nm\&946nm=90\%$;
- M_2 : 1 面: $HR@532nm\&946nm=82\%$;
- 2 面: $HT@1215nm=86\%$;
- KTP*: 1 面: $HT@532nm=86\%$;
- 2 面: $HT@1215nm=86\%$ 。

§ 4.3.3 *OPO* 物理参数测量及其结果分析

实验条件和装置：参量光闲频光 1215nm，信号光 946nm 都在近红外波段，人眼不可见。在参量振荡模块后仍然有透射的 532nm 泵浦光，实验中用棱镜分光。用响应波段在 850nm~1550nm 的红外转换卡片观察输出的参量光，用热释电能量探测器，配合数字示波器测定输出的能量。

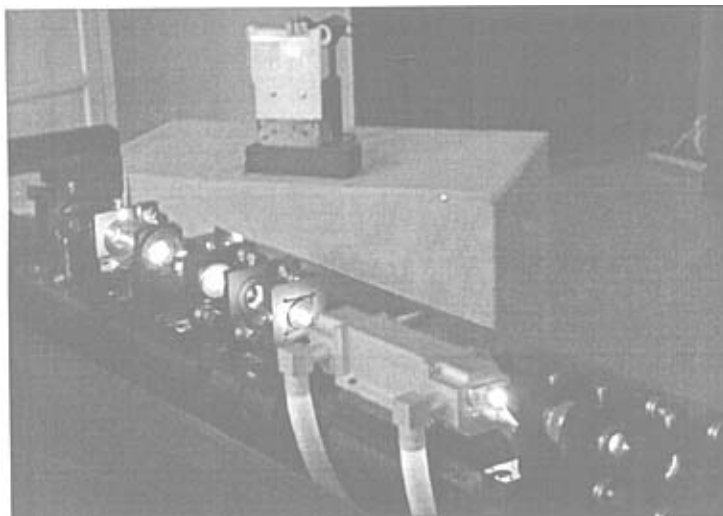


图 4.14 *OPO* 工作状态时实物照片

上图就是光参量振荡器工作状态的实物照片，整套实验装置性能稳定。棱镜分光后，在大约 1 米远处用红外卡片观测。如图所示，左边红色的是近红外的参量光，物理参数测量如下表所示。右边的是透过去的泵浦光 532nm 绿光。*OPO* 谐振腔的物理长度为 40mm。

实验数据如下表所示：

表 4-5 OPO 输出能量及转化效率数据表

E_m/J	泵浦光能量/mJ	E_{out}/mJ	$\eta/\%$
21.125	9.714	0.619	5.99
22.445	11.75	1.476	11.16
23.805	14.524	1.714	10.56
25.205	16.190	2.143	11.69
26.645	17.619	2.571	12.73
28.125	18.095	2.238	11.01

小结：从上面的实验结果可以看出，参量光随注入能量的增加而增加。最大光光转换效率接近 13%，继续增加泵浦光强效率反而降低。对一定长度的晶体，有一个最佳泵浦强度使其转换效率达到最大。转换效率的高低主要是因为参量振荡器中，腔长短输出光束质量不好，但易于起振，转换效率高。反之，腔长长，光束质量转好，但效率不高。实验中，采用的 OPO 模块输出镜固定在带纵向移动的燕尾滑块上，腔长能够在 35~55mm 连续调节。

光参量振荡器 OPO 不同于固体激光器，它不是依靠激光介质中高低能级间粒子数反转来实现激光振荡，而是在高功率脉冲激光的驰豫时间内，参量光在谐振腔中从噪声水平经非线性耦合放大建立起来。参量光输出的空间模式不但受到晶体的非线性双折射的影响，而且受到泵浦光及谐振腔结构的影响。在论文中，参量光的转化效率偏低，主要是因为泵浦源不是优化设计，没有达到单模输出的理想条件，激光发散角较大；另一个是由于 OPO 全反和输出镜的介质膜有损伤，对参量光反射和增透的效果均不理想，使其不能有效的输出^[24]。限于实验条件，对参量光的调谐波段没有进行实际检测，这是实验中不完善和在今后要改进的地方。

第五章 总 结

§ 5.1 总结

本文以非线性光学三波耦合方程为基础,从光参量振荡器设计的相关理论出发,构建了一套完整的光参量振荡器实验系统。并对其输出特性进行了实验,得出了如下结论:

1) 以光参量振荡的理论为指导,综合晶体的透过率曲线和色散曲线,以及实际条件,选择了参振晶体为 *KTP*。

2) 对 *KTP* 光学参量振荡器 (*KTP-OPO*) 进行了全面的理论设计,讨论了晶体的相位匹配,计算了 *KTP* 晶体的走离角、允许角和有效非线性系数,数值模拟了角度调谐曲线、增益曲线和有源非线性系数的变化曲线,从而确定了 *KTP* 晶体采用第 II 类非临界相位匹配对应的切割角为 72.5° , 调谐范围在 $1.09\mu\text{m}\sim 1.22\mu\text{m}$ 。

3) 研究了晶体参量作用的不同方式,针对双程泵浦的单谐振 *SRO*, 计算了在参量光中心波长时的泵浦阈值功率和阈值能量。

4) 构建的光参量振荡器的泵浦源为电光调 *Q* 的 *Nd: YAG* 二次谐波 532nm 的固体脉冲激光器。其基波 1064nm 稳定输出能量大于 350mJ , $\phi 3$ 小孔限模后动态基波输出稳定在 100mJ 左右,脉冲宽度 10ns 。实验中采用的是山大晶体研究所的 *KTP* 倍频晶体,尺寸 $8\times 8\times 6\text{mm}^3$, 倍频效率达到 60% 以上。为了提高参量光的转换效率,泵浦源最好采用单频光注入,并在光路中加入滤波模块,可有效地滤除基波 1064nm 的干扰。满足了光参量振荡要求。

5) 通过实验,分析得到了一些比较实用的结论,诸如影响参量光转换效率的因素有:泵浦光的功率密度、泵浦脉冲宽度和线宽、晶体长度等等。

§ 5.2 展望

对未来的工作,可以从以下几个方面展开:

1) 进一步提高参量光的输出能量和转换效率^[35]

一方面可通过在单位面积损伤阈值范围内,增加晶体横截面积和通过扩束望远镜增加泵浦光束直径^[36];另一方面可以增加泵浦脉冲宽度提升晶体表面损伤阈值能流密度值,保证在大能量注入的情况下,晶体不受损伤。一般来讲,单模、窄线宽和高峰值功率脉冲泵浦的光参量振荡器的转换效率较高^[37]。

2) 改善参量光束质量^[38],文中的 *KTP-OPO* 在谐振腔长 40mm 时,输出参量光斑直径相当于光源 532nm 光斑的 2~3 倍,发散角太大,严重影响 *OPO* 的输出效率和应用。下一步的工作从泵浦光源和 *OPO* 谐振腔两个方面考虑提高输出光束质量^[39]。

3) 腔外光学参量振荡器的转换效率对腔长特别灵敏, 当腔长变长时效率显著下降, 然而光束质量会提高^[40]。而非稳共振腔在改善外腔光学参量振荡器的光束发散角方面显著优于稳定腔^[41]。所以下一步工作, 采用非稳腔来改善转换效率和光束发散角的问题^[42]。

光学参量振荡器*OPO*是基于二阶非线性效应的固体可调谐激光光源^[43]。与传统的可调谐激光器(如掺钛蓝宝石激光器)相比它具有调谐范围宽、转换效率高、全固化、小型化等特点。一直以来是人们研究的重点和热点, 作者坚信, *OPO*作为固体可调谐光源, 将会越来越多的应用于未来的军事及民用中^{[44]~[46]}。

致 谢

在论文完成之际，首先我要感谢导师丁蕴丰副教授，在恩师的关怀和悉心指导下完成此论文。三年多的学习和实验期间，我得到了老师的悉心指导和无微不至的关照。丁老师娴熟的实验技巧和丰富的实践经验，令我深深钦佩。尤其在科研、教学以及为人处世上的言传身教，都令我终生受益。在此，谨向我的恩师致以深深的谢意和由衷的敬意。

在这种轻松、活泼的学习气氛中，不仅加深了课堂上所学的理论知识，而且还提高了实验技能。是他从真正的意义上把我带进了激光专业性的学习当中，并孜孜不倦地引领我在学习的道路上前进。在理论学习中，老师严格要求我们要培养扎实的理论基础，拓宽学习渠道；在实验操作方面，他一步步耐心地指导我们，讲解基础原理，从不轻易放过任何一个细节问题。

在学习之余，丁老师更是深入我们的生活，从实际中关心大家，热心地帮助大家，可以说是我们的良师益友。常教导我们做任何事情都要有认真的态度；要动手，要用实践说明问题。实践需要多方面知识的积累和汇总；所学知识应该为实际的问题所用。这是我通过跟丁老师学习，深深体会到的。

感谢固体激光实验室的所有兄弟姐妹，在研究生的整个期间，大家不仅在学习中给予帮助，更是在生活上互相关怀，更让我倍感大家庭的温暖。

感谢母校七年来对我的培养。感谢长春理工大学物理学院和光学系为本论文的完成提供了必要的条件和保障。最后向所有帮助过我，鼓励过我的老师和同学表示衷心的感谢！

参考文献

- 1 姚建铨, 于意仲. 光电子技术. 北京: 高等教育出版社, 2006, 326~330
- 2 彭玲. 红外宽带光参量振荡器及其应用的研究: [硕士学位论文]. 四川: 四川大学光学专业, 2003
- 3 秦莉娟, 周志饶, 包学诚. 高功率可调谐激光器—光学参量振荡器的新进展. 现代科学仪器. 2000, (1): 31~32
- 4 刘强, 王月珠, 王骥. 发展中的光参量振荡器技术. 激光杂志. 1999, 20 (2): 11~14
- 5 李朝阳, 黄骝, 蔡山. 纳秒光参量振荡器的综述. 激光技术. 2003, 27 (2)
- 6 姚建铨. 非线性光学频率变换技术综述. 激光与电子学进展. 1995, 4期: 11~12
- 7 石顺祥, 陈国夫, 赵卫等. 非线性光学. 西安: 西安电子科技大学出版社, 2003, 75~94, 124~144
- 8 李港. 激光频率的变换与扩展—实用非线性光学技术. 北京: 科学出版社, 2005: 253~260
- 9 刘颂豪, 赫光生. 强光学及其应用. 广州: 广东科技出版社, 1995, 156~220
- 10 蓝信锯. 激光技术. 北京: 科学出版社, 2001: 237~240
- 11 W. 克希耐尔 (著), 孙文, 江泽文, 程国祥译. 固体激光工程. 北京: 科学出版社, 2003: 540~550
- 12 杨经国, 冉瑞江, 杜定旭等. 光电子技术. 成都: 四川大学出版社, 1990, 228~300
- 13 刘敬海, 徐荣甫. 激光器件与技术. 北京: 北京理工大学出版社, 1995, 120~140
- 14 姚宝权, 王月珠, 刘强等. 中红外 LiNbO₃ 和 KTP 光参量振荡器的比较研究.
- 15 姚建铨. 非线性光学频率变化及激光调谐技术. 北京: 科学出版社, 1995: 161~206
- 16 Darrell J. Armstrong, Arlee V. Smith. 150mJ 1550nm KTA OPO with good beam quality and high efficiency. Nonlinear Frequency Generation and Conversion. 2004, proc. of SPIE. vol. 5337:71~80
- 17 柳强, 巩马理, 闫平等. 光学参量振荡器的相位匹配. 激光杂志. 2002, 23 (2): 1~3
- 18 李春, 安毓英, 曾小东等. 3~5 μm 角度调谐 LiNbO₃ 光参量振荡器的理论设计. 激光与红外. 2001, 31 (6): 348~350
- 19 Valdas Pasiskevicius, Jonas Hellström, Shunhua Wan, et al. Broadly Tunable Noncollinear Optical Parametric Oscillator with Periodically Poled KTiOPO₄. In Nonlinear Materials, Devices, and Applications, Proceedings of SPIE Vol. 3928 (2000)
- 20 郁道银, 谈恒英. 工程光学. 北京: 机械工业出版社, 2004, 322~335
- 21 波恩, 沃耳夫 (著), 杨荫荪等译. 光学原理. 北京: 电子工业出版社, 2005, 哈尔滨工业大学学报. 2003, 35 (10): 1228~1231
- 22 姚宝权, 王月珠, 王骥等. 高效率非临界相位匹配KTP光参量振荡器. 中国激光. 1999, 26 (11)
- 23 柳强, 巩马理, 闫平等. 光学参量振荡器的相位匹配. 激光杂志. 2002, 23 (2)
- 24 杨胜利, 陈谋智. 双轴晶体主平面上倍频的相位匹配. 光电子. 激光. 2002, 13 (6)
- 25 李春, 安毓英等. 3~5 μm 角度调谐 LiNbO₃ 晶体光参量振荡器的技术研究. 光子学报. 2002, 31 (8): 937~939
- 26 D. Lee, N. C. Wong. High-performance tunable optical parametric oscillator. Proceedings of SPIE Vol. 1837 (1992) / 419
- 27 N. V. Kondratyuk, O. Manko, A. Shagov. Features of the angle-tuned phase-matched OPO with pump beam reflected. Laser Optics. 2003, 5478 (2004): 189~192
- 28 张凤娟, 王加贤, 庄鑫巍. 非临界相位匹配KTP光学参量振荡器的研究. 激光与红外. 2006, 36 (5): 354~357
- 29 包照日格图, 裴博. 1.57 μm非临界相位匹配KTP参量振荡器. 激光与红外. 2001, 31 (5)
- 30 Tso Yee, C. E. Huang, B. Q. Hu et al. Second harmonic generation and accurate index of refraction measurements in flux-grown KTiOPO₄. Applied Optics. 1987, 26(12):2390~2394

- 31 苗杰光, 檀慧明, 边会坤. 纳秒近红外 KTP 光学参量振荡器的理论设计. 光学精密工程. 2006, 14 (3): 374~378
- 32 李春, 冯喆珺, 曾小东等. $3\sim 4\mu\text{m}$ 光参量振荡器中双轴晶体计算的新方法. 光学学报. 2001, 30 (12): 1457~1459
- 33 金锋, 时顺森. 人眼安全光学参量振荡器最佳泵浦脉宽. 激光杂志. 2001, 22 (6): 36~37
- 34 作者缺. 人眼安全的高效腔内 KTP 光学参量振荡器. 激光与光电子学进展. 2004, 41 (10): 39~41
- 35 Thierry DEBUISSCHERT, Jean RAFFY, Jean-Marie DUPONT, et. al. Nanosecond optical parametric oscillators. Physique appliquée/Applied physics. C. R. Acad. Sci. Paris, t. 1, Série IV, p. 561~583, 2000
- 36 WANG Yuezhu, YAO Baoquan, JU Youlun, et al. 1.2W ZnGeP2 optical parametric oscillator. 强激光与粒子束. 2005, 17 NO: 163~165
- 37 Sarah E. Hewitt, J. Nathan Kutz. Propagation of spatially periodic waves in the optical parametric oscillator. Nonlinear Frequency Generation and Conversion. 2004, SPIE Vol. 5337:81~95
- 38 姚宝权, 王月珠, 柳强. KTP 光学参量振荡器输出激光的空间模式和光束质量. 中国激光. 2001, 28 (8): 693~697
- 39 包照日格图, 苟涛, 韩隆等. 小型人眼安全 OPO 激光器. 激光与红外. 2003, 33 (3)
- 40 裴博, 包照日格图, 周昀等. 内腔式 KTP OPO 发散角的实验研究. 中国激光. 2002, 29 (1)
- 41 王月珠, 姚宝权, 王麒. 临界及非临界相位匹配 KTP 光学参量振荡器. 光学学报. 2000, 20 (10)
- 42 金锋, 时顺森, 瞿刚等. $1.57\mu\text{m}$ 内腔光学参量振荡器研究. 红外与激光工程. 2002, 31 (1)
- 43 Sheng Wu, Geoffrey A. Blake, Sunny Sun. An efficient compound OPO cavity with narrow bandwidth. SPIE Vol. 3263
- 44 M. Ghotbi, A. Esteban-Martin, M. Ebrahim-Zadeh. BiB3O6 femtosecond optical parametric oscillator. OSA. 2006, 1~7
- 45 S. Pearl, Y. Ehrlich, S. Fastig. Optical parametric oscillator with unstable resonators. Nonlinear Frequency Generation and Conversion. Proceedings of SPIE Vol. 4972 (2003)
- 46 吕卫, 于意仲, 李喜福等. 小型一体化 $1.57\mu\text{m}$ 人眼安全激光频率转换 KTP OPO. 光电子. 激光. 2002, 13 (2): 120~123