山 西 大 学

2008 届博士学位论文

连续变量 1.5μm 非经典光场产生的理论和实验研究

姓　　名　冯 晋 霞

导　　师　张 宽 收　教 授

专　　业　光　学

研究方向　量子光学

培养单位　量子光学与光量子器件国家重点实验室

山西大学光电研究所

学习年限　2005 年 9 月-2008 年 6 月

二 〇 〇 八 年 五 月

A Dissertation Submitted for the Degree of Doctor of Philosophy

at the Shanxi University

Theoretical and Experimental Investigation for the Generation of Non-classical Light at 1.5μm with Continuous Variables

Name	**Feng Jinxia**
Supervisor	**Prof. Zhang Kuanshou**
Major	**Optics**
Field of Research	**Quantum Optics**
Department	**State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices Institute of Opto-Electronics**
Research Duration	**September 2005-June 2008**

May, 2008

关于学位论文使用授权的说明

山西大学有权以任何方式保留本论文及其复印件。学校可以公布论文的全部或部分内容，并允许论文被查阅和借阅。

作者签名：_____　　导师签名：_____

日　　期：_____　　日　　期：_____

目　录

目　　录……I
摘　　要……IV
ABSTRACT……VI
第一章 绪　论……1
1.1 引言……1
1.2 非经典光场的描述……3
1.2.1 光子数压缩态……3
1.2.2 正交压缩态……4
1.2.3 强度差压缩态……6
1.2.4 EPR 纠缠态……6
1.3 1.5μm 光通信波段非经典光场的描述……8
1.4 本文的主要工作……10
参考文献……11
第二章 1560nm 高功率连续单频激光光源产生的实验研究……17
2.1 引言……17
2.2 种子源注入光纤放大器技术……18
2.3 基本原理……19
2.3.1 光栅反馈半导体激光器……19
2.3.2 掺铒光纤放大器工作原理……24
2.4 改善激光运转特性的技术……28
2.4.1 采用共焦 F-P 腔反馈的理论……28
2.4.2 模清洁器的设计……31
2.5 高功率连续单频 1560nm 激光光源的研制及运转特性的研究……33
2.5.1 高功率连续单频 1560nm 激光光源的研制……33
2.5.2 采用共焦 F-P 腔反馈改善 1560nm 激光光源的运转特性……36
2.5.3 采用模清洁器过滤激光光源噪声的实验研究……42
2.6 本章小结……43
参考文献……43

第三章 利用准相位匹配晶体(PPLN)外腔谐振倍频产生 780nm 连续单频激光光源的理论和实验研究……46
3.1 引言……46
3.2 理论分析……49
3.2.1 二阶非线性过程概述……49
3.2.2 准相位匹配晶体介绍……51
3.2.3 倍频器的设计……55
3.2.4 影响倍频效率的参量……61
3.3 实验装置……66
3.3.1 实验装置……66
3.3.2 锁腔电子伺服系统……67
3.4 实验过程以及实验结果……69
3.4.1 采用单端输出腔型倍频过程……71
3.4.2 采用双端输出腔型倍频过程……74
3.5 本章小结……76
参考文献……76
第四章 利用简并光学参量过程产生 1560nm 压缩态光场的理论和实验研究……80
4.1 引言……80
4.2 理论分析……81
4.2.1 I 类简并光学参量放大(DOPA)过程的理论模型……81
4.2.2 I 类简并光学参量放大器的经典特性……84
4.2.3 I 类简并光学参量放大器的量子特性……88
4.2.4 抽运光场额外噪声对输出光场压缩度影响的数值模拟……91
4.3 实验装置……94
4.3.1 产生压缩态实验光路……94
4.3.2 非经典光场探测系统……95
4.4 实验过程以及实验结果…… 97
4.5 本章小结……100
参考文献……101
第五章 产生 1560nm 连续变量纠缠态光场的理论研究……105
5.1 引言……105

5.2 理论模型……..106
5.2.1 利用两束单模压缩光耦合产生纠缠态光场的理论计算……106
5.2.2 纠缠态光场产生过程中的影响因素……108
5.3 产生 1560nm 纠缠态光场的实验准备……113
5.4 本章小结……113
参考文献……113
全文总结与展望……115
博士期间已发表和将要发表的论文……...117
致谢……..……118
个人简况……119
承诺书……...120

中 文 摘 要

在过去近五十年里，量子光学研究的重大进展之一就是非经典光场的产生及其在量子信息研究领域的应用。量子信息研究最早起源于研究单粒子分离变量系统，后来拓展到具有无限维希尔伯特空间的连续变量体系。连续变量量子信息具有高的探测效率、可获得决定性纠缠、传输比特率高等优越性，所以引起了人们广泛的研究兴趣。近年来，利用连续变量的决定性量子纠缠已完成了量子保密通信、量子密集编码和量子纠缠交换等连续变量量子通信研究领域的重要原理性实验，但所用光源都集中在 1.06μm 和 1.08μm 波段。要实现实用的量子通讯系统，非经典光场需要在光纤中传输，上述的波长在光纤中传输损耗很大，特别是其量子特性随传输距离呈指数衰减。这就需要将非经典光场的波段扩展到光纤通信的最低损耗窗口--1.5μm。本学位论文围绕连续变量 1.5μm 光通信波段非经典光场的产生开展了一系列的理论和实验研究工作。完成的工作主要包括以下几个方面：

1) 制备了 1560nm 高功率连续单频激光光源，并采用共焦 FP 腔弱反馈技术改善光源质量。我们采用单频半导体激光器作为种子源注入掺铒光纤放大器技术，首先获得光通信波段的高功率连续单频激光光源，作为产生该波段非经典光场的泵浦和注入信号光场。实验上在种子源注入功率 1mW 时，产生最大输出功率为 2W 的连续单频 1560nm 激光输出。由于半导体激光器本身固有的噪声以及光纤放大器自发辐射等原因引入的噪声，输出激光强度噪声和位相噪声远高于散粒噪声极限，我们采用共焦 FP 腔弱反馈技术，压窄了光源的线宽，并降低了光源的强度噪声和位相噪声，为后续实验提供了较好的光源。

2) 利用准相位匹配晶体外腔谐振倍频获得了高效 780nm 激光光源。首先在理论上分析了获得最佳倍频效率的条件以及各参数的容差，作为实验研究的理论指导。泵浦源采用上述 1560nm 连续单频激光光源，泵浦用周期极化铌酸锂晶体构成的倍频腔，通过外腔谐振倍频技术，获得高效倍频 780nm 激光输出。当泵浦功率为 960mW 时，780nm 激光输出为 700mW，最大倍频效率为 73%。采用锁相放大技术及电子伺服系统锁定倍频腔，使 780nm 倍频激光长期稳定运转。

3) 采用光学参量过程获得压缩度为 2.4dB 的 1.5μm 连续变量真空压缩态。参量振荡器采用两镜驻波腔，非线性晶体为周期极化铌酸锂晶体。采用 1560nm 光场作为注入信号光场，780nm 光场作为抽运光场，通过阈值以下简并光学参量振荡器获得

了压缩度为 2.4dB 的 1.5μm 连续变量真空压缩态。并在理论上数值分析了抽运光场和信号光场额外噪声对于产生压缩态光场压缩度的影响。

4) 理论上设计了采用两个 1.5μm 单模压缩态光场在分束器上耦合获得 1.5μm 纠缠态光场的理论模型，数值分析了抽运场额外噪声以及耦合过程中模式失配对于所产生纠缠态光场的影响。讨论了在实验上所需要解决的技术问题，为产生连续变量 1.5μm 纠缠态光场实验研究做了充分的准备。

在上述研究工作中，属创新性的工作有以下几方面：

1. 在实验上首次获得了连续变量 1.5μm 光通信波段压缩真空态。
2. 利用准相位晶体外腔谐振倍频技术获得高效率 780nm 连续单频激光光源。
3. 利用种子源注入放大技术及共焦 F-P 腔外腔弱反馈技术，获得高功率窄线宽 1.5μm 连续单频激光光源。
4. 理论上研究了 1.5μm 纠缠态光场产生过程中，泵浦光场额外噪声以及采用 50/50 分束器产生纠缠态光场时模式失配对量子纠缠态光场纠缠度的影响。

总之，本论文在获得 1560nm 高功率连续单频激光光源的基础上，利用准相位匹配晶体、通过倍频和参量过程，进行了连续变量光通信波段(1560nm)的压缩态光场和纠缠态光场的理论和实验研究，为进一步发展实用化量子信息网络、量子计算机以及长距离量子通讯等奠定了基础。

关键词：连续变量；1.5μm；压缩态；量子纠缠态；倍频；光学参量过程

Abstract

In the past fifty years, one of the remarkable evolvement for the research of quantum optics fields is the generation of non-classical light and application in quantum information. Quantum information was originally investigated with the discrete variables (DV) and was recently extended to the continuous variables (CV) system in the infinite dimension Hilbert space. The CV quantum communication has attracted wide interest due to the potential advantages such as high bit transmission rate. Recently, the experimental investigation of quantum teleportation, quantum dense coding, entanglement swapping have been already realized with CV non-classical light. The wavelength in those experiments is at 1.06μm or 1.08μm. However, the non-classical light needs to be transmitted in fiber to realize the practical quantum information system. There is a higher negative dissipation for above-mentioned wavelength in the fiber transmission. Especially the quantum characters of the non-classical light will reduce exponentially. If a non-classical light at 1.5μm can be employed, there will be a lowest dissipation because of transparent windows for fiber at the wavelength. So during my PhD study, our group investigates the generation of CV non-classical light at 1.5μm in theoretical and experimental aspect. Following four parts will be presented in this thesis:

1) A high power continuous wave (CW) single frequency 1560 nm laser was experimentally generated based on a seeded fiber amplifier. A weak feedback technique with confocal FP cavity was utilized to improve the quantity of the laser source. The maximum output power of laser is 2W with the seeded power of 1mW. There were excess amplitude noise and phase noise for laser because of seeded source intrinsic noise and amplifier's ASE (Amplifier Spontaneous Eradiation) noise. So the weak feedback technique with confocal FP cavity was utilized to restrain the laser frequency fluctuation and excess noise.

2) A high power CW single frequency 780 nm laser was obtained by qusi-phase-matched crystal second harmonic generation (SHG). Fisrtly, we analyzed the SHG principle and tolerance of experimental parameters for the optimal efficiency. The above-mentioned laser was employed as pump source, A 700mW 780nm laser source was obtained with pump power of 960mW, the SHG conversion efficiency is 73%. The SHG cavity was locked in the frequency of pump laser for a steady-going 780nm output power employing the lock-in amplifier technique and electronic servo-system.

3) A 2.4dB CV squeezed vacuum at 1.5μm was experimentally generated by means of optical parametric process. There is a standing-wave cavity and Periodically Poled Lithium Niobite (PPLN) crystal for optical parametric oscillator (OPO). Above-mentioned laser source at 1560nm and 780nm were used for pump light and signal light with OPO process. Furthermore, we experimentally analyzed influence of fluctuation with pump light and signal light on generated squeeze.

4) A description for the generation of CV quantum entanglement at 1.5μm through coupling two single-mode squeeze on 50/50 beam splitter. And we analyzed influence of fluctuation with pump light and mode mismatch on the quantum entanglement.

In conclusion, we introduce the research, development and application of CV non-classical light in this thesis, especially for experimentally investigation for CV squeeze state, entangled state and its application in quantum information. Those investigation is a basis for our research. In this thesis , a CV squeezed vacuum at 1.5μm was generated, and two high power CW single frequency laser sources were obtained at 1560nm&780nm. Meanwhile some theoretical research were developed for instructional effect for experiment.

Key Words: Continuous Variables; 1.5μm; Squeezed State; Entangled State; Frequency Doubling; Parametric Process

第一章　绪　论

1.1　引 言

1900年12月14日，普朗克在柏林德国物理学会宣读了他的划时代论文《论正常光谱能量分布定律》。这一天便标志着量子论的诞生，它同1905年由爱因斯坦创立的相对论已共同成为20世纪人类科技文明的基石，也从哲学上根本改变了人们关于时间、空间、物质和运动的概念。

回顾量子理论诞生以前的物理学就能体会到量子物理的革命性影响。在1900年之前的一百年间，物理期刊论文基本上是描述关于物质和原子光谱的一些基本的可以测量的属性，例如粘性、弹性、电导率、热导率、膨胀系数、折射系数以及热弹性系数等。由于工作机制和科学研究实验方法的飞速发展，知识同时也以巨大的速度累积。然而，在同时代人看来最显著的事情是对于物质属性的简明描述基本上都是经验性的。成千上万页的光谱数据罗列了大量元素波长的精确值，但是谁都不知光谱线为何会出现，更不知道它们所传递的信息。对热导率和电导率模型的解释也只是符合大约半数的事实。虽有不计其数的经验定律，但都很难令人满意。量子理论的诞生提供了一种定量的物质理论。现在，我们原则上可以理解原子结构的每一个细节；周期表也能简单自然地加以解释；巨额的光谱排列也纳入了一个优雅的理论框架。量子理论为定量的理解分子、流体和固体、导体和半导体提供了便利。它能够解释诸如超流体、超导体等怪异现象，能够解释诸如中子星、玻色-爱因斯坦凝聚(BEC)等奇异的物质聚集形式。

量子光学(Quantum Optics)是以辐射场的量子理论研究光的产生、传输、检测及光与物质相互作用的学科。到了十九世纪，特别在光的电磁理论建立后，在解释光的反射、折射、干涉、衍射和偏振等与光的传播有关的现象时，光的波动理论取得了完全的成功。十九世纪末和二十世纪初发现了黑体辐射规律和光电效应等另一类光学现象，在解释这些涉及光的产生及光与物质相互作用的现象时，旧的波动理论遇到了无法克服的困难。1900 年，普朗克为了解决黑体辐射规律问题提出了能量子假设[1.1,1.2]，并得到了黑体辐射的普朗克公式，很好地解释了黑体辐射规律。1905 年，爱因斯坦提出了光子假设[1.3]，成功地解释了光电效应。爱因斯坦认为光子不仅具有能量，而且与普通实物粒子一样具有质量和动量。1923 年，康普顿利用光子与自由电子的弹性碰撞过程成功地解释了X射线的散射实验[1.4]。所有这一切为量子光学奠

定了基础。

爱因斯坦的杰出贡献还在于解释普朗克黑体辐射公式的同时，曾唯象地提出的光与原子相互作用时发生的三种物理过程，自发辐射，受激辐射，受激吸收[1.5]，奠定了激光产生的基础。而直到二十世纪六十年代，激光的问世再次推动了量子光学的发展，为量子光学的理论和实验都提供了有力的工具。量子光学在激光理论中建立了半经典理论和全量子理论。半经典理论把物质看成是遵守量子力学规律的粒子集合体，而激光光场则遵守经典的麦克斯韦电磁方程组。此理论能较好地解决有关激光与物质相互作用的许多问题，但不能解释与辐射场量子化有关的现象，例如激光的相干统计性和物质的自发辐射行为等。在全量子理论中，把激光场看成是量子化了的光子群，这种理论体系能对辐射场的量子涨落现象以及涉及激光与物质相互作用的各种现象给予严格而全面的描述。1963 年，美国哈佛大学物理学家Glauber教授首次从理论上提出“相干性量子理论”[1.6]这一概念，第一次将爱因斯坦的量子论用在光学领域，开创了一门全新的学科。此后又在《物理评论》等杂志上发表了几篇相关论文[1.7-8]，奠定了量子光学学科的理论基础，被誉为“量子光学之父“。

1965 年，Arecchi在实验上首次观察到了激光与热光场的光子计数分布[1.9]，成功地证实了一个理想的相干光源应该是单频的无任何噪声的光源，并且进一步揭示了激光的特性。

自 Glauber 的“相干态”概念提出，量子光学的研究进入了一个崭新的时代：相干态、粒子数态以及热光场具有相同的一阶相干度($\left|g^{(1)}(\tau)\right|=1$),但它们的二阶相干度却不同($g^{(2)}_{相干}(\tau)=1$，$g^{(2)}_{热}(\tau)>1$，$g^{(2)}_{粒子}(\tau)<1$)。这表明在单模热光场中，光场的强度涨落噪声比相干态要大，我们称这种现象为光子的聚束效应(Photon-bunching effect)。而光子数态呈现的$g^{(2)}(\tau)<1$是经典理论所不允许的，是一种光场量子特性的体现。通常将光场二阶相干度小于 1 的现象称为光场光子的反聚束效应（Photon anti-bunching effect），具有反聚束效应的光场是人们最早获得的非经典光场，除研究光场的量子统性以外，量子光学的研究还包括光与物质的相互作用和与其它学科交叉形成的新课题，如量子测量、量子非破坏测量，量子干涉等，到九十年代初人们对量子光学的发展已有了比较全面的认识，一些有关量子光学的专著也相继出版。

其中，量子信息就是量子理论与信息科学交叉融合的新兴学科，目前已成为世界关注的热门研究领域。量子信息可以突破现有信息技术的物理极限，开拓出新的信息功能，为信息科学的持续发展提供新的原理和方法。其中，量子密码特别是在光纤量子密钥分配方面的研究已取得重大突破，其目前的研究方向是低误码率、高

比特率、网络化和远程传输，以及研究可控单光子源和红外单光子探测技术等；量子因特网是基于量子纠缠的量子通信网络，目前仍然处于单元技术的基础研究阶段；量子计算机的研究仍然处于基础阶段，寻找物理上可扩展的具有容错能力的“量子芯片”是世界各国科学家当前奋斗的方向。

总而言之，量子信息领域各个方面，包括量子通信、量子计算、量子密码术以及量子离物传态等都是当前研究的重要课题，并取得了很多突破性进展，引起了各国政府、军界、科技界以及信息产业界的高度重视。

1.2 非经典光场的描述

在过去近五十年里，量子光学研究的重大进展之一，就是构造出许多非经典态，如：光子数态、多光子相干态、偶奇相干态、压缩态以及薛定谔猫态等。这些态都有各自的非经典性质，许多研究小组对其进行了和正在进行深入的理论和实验研究。本节中我们着重介绍非经典光场的定义、实验上的产生方式以及国内外各研究小组在该方面的进展。

从量子力学的基本原理—测不准原理出发，我们知道任何一对共轭量所决定的起伏必须满足如下测不准关系[1.10]：

$$\left\langle \Delta^2 A \right\rangle \left\langle \Delta^2 B \right\rangle \geq \frac{1}{4}\left|\left[A,B\right]\right|^2 \tag{1.1}$$

式中，$\left\langle \Delta^2 A \right\rangle = \left\langle A^2 \right\rangle - \left\langle A \right\rangle^2$ 表示物理量 A 的起伏，式(1.1)说明了我们不能同时精确测定一对共轭量的值。

我们定义任意一个态的两共轭量的值 A，B 满足 $\left\langle \Delta A \right\rangle^2 = \left\langle \Delta B \right\rangle^2 = \frac{1}{2}\left|\left[A,B\right]\right|^2$，即两个量均取最小不确定值。那么这个态就处于最小不确定态，对应分量的起伏，叫散粒噪声极限或量子标准极限[1.11]。那么如果一个态的某一分量的值低于这个最小不确定的值(即散粒噪声极限)时，我们就称该态为压缩态。目前实验上已产生了三种不同类型的压缩光。第一类是光子数压缩态(Photon Number Squeezed State)或强度压缩态(Intensity Squeezed State)，一定程度上又叫振幅压缩态(Amplitude Squeezed State)；第二类是正交压缩态(Quadrature Squeezed State)；第三类是强度差压缩光(Intensity Difference Squeezed Light)。

1.2.1 光子数压缩态

同理我们根据量子力学的测不准原理，电磁场的一对共轭量光子数 N 和位相 Φ 满足测不准关系：

$$\left\langle \Delta^2 N \right\rangle \left\langle \Delta^2 \Phi \right\rangle \geq \frac{1}{4} \tag{1.2}$$

当取等号时为最小数相测不准态，如果光场的光子数起伏：

$$\left\langle \Delta^2 N \right\rangle < \left\langle N \right\rangle \tag{1.3}$$

这样的光场称为光子数压缩态或振幅压缩态光场。通常在实验上实现的方法是采用高阻抗恒流源抑制半导体泵浦噪声的技术产生光子数压缩[1.12]、外部光学反馈压窄半导体线宽技术[1.13-18]、非线性二阶谐波过程以及三阶克尔效应过程[1.19-22]。

最早开展此方面实验的是Yamamoto研究组，采用高阻恒流源抑制半导体激光器泵浦噪声技术产生光子数压缩态光场[1.12]，泵浦噪声降低的半导体激光器要求从驱动电流到输出光有高的量子转换效率。随后，通过一些线宽压窄技术有效的抑制LD的边带纵模，例如，采用外部可调谐激光器进行注入锁定的方法[1.13]、采用外部光栅进行色散光反馈的方法[1.14-15]等，输出的振幅压缩光可达到 3dB或者更高的压缩度[1.16]。山西大学光电研究所在室温和低温下利用单模量子阱半导体激光器以及注入锁定、外腔光栅反馈和F-P腔反馈等技术也分别获得了光子数压缩光，并且利用LD输出的光子数压缩光进行了高灵敏的FM光谱[1.17]及光子数压缩光填补分束器真空通道实现QND测量的实验研究[1.18]。通过非线性过程产生也可以产生光子数压缩或者振幅压缩态：二次谐波产生的振幅压缩光具有高亮度并且可以扩展到短波长，S.F.Pereira[1.19]首先通过双共振二次谐波过程获得振幅压缩光，但双共振系统锁定较难，不能长时间稳定运转。随后，R.Paschotta[1.20] 采用简单稳定的单共振方式获得 30%的绿光压缩。山西大学光电研究所采用自行设计的全固化单频环行Nd:YAG激光器进行外腔谐振倍频，获得 30%的绿光压缩[1.21]。另一种可通过三阶克尔非线性Mach-Zehnder干涉仪来产生振幅压缩光[1.22]。

半导体激光产生的振幅压缩光具有大的压缩带宽、合适的光功率、宽的调谐范围和丰富的输出波长，已用于提高铯、铷等原子的饱和吸收光谱的灵敏度[1.23,1.24]和验证原子与压缩光相互作用的一些基本现象[1.25]。

1.2.2 正交压缩态

考虑某一时刻，角频率为ω，被束缚在一模体积为 V 的腔中的电磁场为，

$$E(t) = E_0\left(ae^{-i\omega t} + a^+ e^{i\omega t}\right) \tag{1.4}$$

式中 $E_0 = \left(\frac{h\omega}{2V}\right)^{\frac{1}{2}}$， a, a^+ 存在对易关系 $\left[a, a^+\right] = 1$。

定义两正交分量算符为 X，Y，分别对应谐振子中的位置和动量，在连续谱电磁场中，则对应于电磁场的两个正交分量，我们称之为正交振幅分量何正交位相分量。它们满足对易关系式 $[X,Y]=2i$。其中，$X=a+a^{+}$，$Y=-i(a-a^{+})$，则可将电磁场(1.2)式表述为：

$$E(t)=E_0(X\cos\omega t+Y\sin\omega t) \tag{1.5}$$

由(1.1)式的海森伯不确定原理，X，Y 的量子起伏应满足：

$$\left\langle \Delta^2 X\right\rangle \bullet \left\langle \Delta^2 Y\right\rangle \geq 1 \tag{1.6}$$

因此对于真空态和相干态，两正交分量 X，Y 具有相同的起伏，满足 $\left\langle \Delta^2 X\right\rangle =\left\langle \Delta^2 Y\right\rangle =1$，这就是散粒噪声极限(SNL-Shot Noise Limit)。若光场的态在某一分量的值被压缩到散粒噪声极限以下，即 $\left\langle \Delta^2 X\right\rangle <1$ 或 $\left\langle \Delta^2 Y\right\rangle <1$，该称为正交压缩态。

早在七十年代，Stoler[1.26-27]，Yuan[1.28] 等在研究光场的正交位相分量的噪声过程中提出了正交压缩态的概念。1985 年美国贝尔实验室Slusher[1.29] 研究小组采用四波混频的方法首次在实验上观察到 0.7dB的正交压缩。同年，美国加州理工大学Kimble[1.30] 研究小组首次采用光学参量振荡(OPO)的方法获得正交压缩真空，实验采用内腔倍频稳频环行Nd:YAG激光器输出的绿光为泵浦光，以铌酸锂($LiNbO_3$)晶体为非线性介质，使用平衡零拍探测器测得 63%的压缩。德国Konstanz大学Schiller研究小组[1.31]用半导体泵浦的Monolithic Nd:YAG激光器作泵浦源，Monolithic $LiNbO_3$ 作OPO，由于该装置系统稳定性好，OPO输出耦合效率高，得到了 72%(5.5dB)的单模正交压缩态，稳定时间长达 36 小时。澳大利亚国立大学Bachor研究小组[1.31]也采用全固态激光光源及Monolithic OPO腔，得到 80%(7 dB)的单模正交压缩态。

由于双模正交压缩态光场比单模正交压缩态包含了更多的量子特性，因此也成为研究的热点。1992 年Kimble研究小组用II类匹配的KTP晶体作非线性介质，通过非简并参量放大过程，获得两正交偏振的双模压缩态，测得 3.6 dB的压缩，在此基础上完成了EPR佯谬的实验研究，证明两光场的量子关联[1.32]。我们实验室于 1992 年利用内腔倍频Nd:YAG激光器泵浦两块KTP晶体反向串接的非简并OPO，获得 30%的双模正交压缩真空光场[1.33]，1998 年改用内腔倍频Nd:YAP(540nm输出)的激光器泵浦半整块KTP非简并OPO，获得 60%(4dB)的双模正交压缩真空光场[1.34]。

近年来，随着正交压缩态光场成功的应用于低于散粒噪声的灵敏测量[1.35-39]等科学研究领域中，人们对于正交压缩态光场压缩度的要求也日益增高。许多研究小组都致力于提高光场压缩度的研究，以便其应用于更精确的科研领域。2006 年，日

本Furusawa研究小组采用准相位匹配晶体OPO过程相继获得了 7dB和 9dB的正交压缩[1.40-41]，2007 年，德国马普实验室Schnabel研究小组采用铌酸锂晶体阈值以下OPO过程获得了 10dB压缩光[1.42]。

1.2.3 强度差压缩态

1987 年，Reynaud[1.43]首先理论上证明，利用参量下转换产生的孪生光束之间存在着强的量子关联，其强度差起伏低于相应的标准量子极限。当两束光都为相干态时，其强度差噪声起伏等于其平均光强之和：

$$\left\langle \delta^2(\hat{I}_1-\hat{I}_2)\right\rangle=\left\langle \hat{I}_1\right\rangle+\left\langle \hat{I}_2\right\rangle \tag{1.7}$$

若两束光之间满足：

$$\left\langle \delta^2(\hat{I}_1-\hat{I}_2)\right\rangle<\left\langle \hat{I}_1\right\rangle+\left\langle \hat{I}_2\right\rangle \tag{1.8}$$

则称两束光为量子关联光束或强度差压缩光场。

在实验研究方面，法国国家科学研究中心Fabre研究小组于 1987 年首次采用高于阈值的OPO获得 30%的强度差压缩光[1.44]，1989 年将压缩度提高到 69%[1.45]，之后改进光源获得 86%的强度差压缩光[1.46]；另外，Kumar小组率先采用脉冲激光器泵浦非线性晶体获得 75%的宽带强度差压缩[1.47]。1998 年我所利用α切割的KTP及Nd:YAP系统获得 80%（7dB）频率近简并强度差压缩[1.34]，用α切割的KTP及Nd:YAG系统获得 88%（9.2 dB）频率非简并强度差压缩[1.48]。

强度差压缩光孪生光束可以应用于亚散粒噪声的调制吸收测量[1.49]、微弱信号恢复[1.50]和微弱吸收测量[1.51-52]等实验研究。

1.2.4 EPR 纠缠态

除上述压缩态之外，实验上可实现的另一非经典态便是量子纠缠(Quantum Entanglement)态。大约在十九世纪二十年代，量子力学理论框架的构建就已经基本完成，但是对这一理论的基础却一直有人持怀疑态度。其中最著名的是Einstein、Podolsky和Rosen (EPR)[1.53]于1935年发表的一篇关于局域实在性的论文，他们对量子力学的完备性提出的质疑引起了物理学家们对量子力学基本问题的广泛研究。其思想实验模型后来成为了量子信息科学研究的基本元素，称为量子纠缠态，纠缠态一词由Schröinger 首次给出。

Einstein等三人(EPR)设计了一个思想实验企图证明Heisenberg不确定原理是不完备的。假设一个粒子被分裂成两个完全相同的部分A和B。如图1.1所示，根据动量守恒定律，两个粒子具有相同的动量。同理，根据对称性，他们距爆炸中心的位移

始终保持相等，但方向相反。所以A的位置和动量信息能够揭示B的位置和动量信息。观察者可以通过观察B的位置或者动量来推知A的位置或者动量。Einstein坚持“如果不以任何方式干扰一个系统，我们可以确定的预言一个物理量的值，那么就存在一个物理实在要素对应于这个物理量。”因此他得出结论：在所描述的情况中，按照B处观察者的选择，粒子A必定具有一个确定的位置或者确定的动量。但是在量子力学中对于两个不对易的算符描述的物理量，不可能同时获得这两个物理量的精确值。因此按照Einstein的信念，量子力学的这一观点是不可思议的。

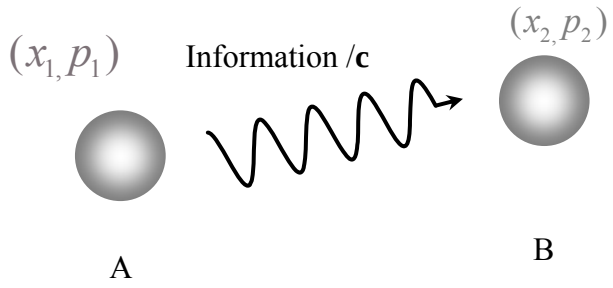


图1.1　EPR佯谬基本思想图解

Einstein 认为如果量子力学是完备的，这两个物理量就具有同时的物理实在，那么波函数给出的关于物理实在的描述是不完备的。在EPR思想实验中，两个相距很远，但关联着的粒子构成一个不可分割的量子系统。虽然没有直接信号在A和B之间穿过，按照量子力学的观点，这并不意味着当你讨论A的环境时，可以忽略对B实行的测量。所以，虽然没有实际的物理力在A和B之间传送，他们仍俨如同谋一般在其行动中合作。后来Bohr利用他提出的互补原理解释了这一佯谬[1.54]。但是Einstein 对此解释并不感到满意。这一争论持续了很久，需要一个可用实验检验的方案来对局域实在观和量子力学观点做出鉴别。1951 年，Bohm 给出了EPR假想实验的另一个版本—分立变量版本，为这一争论的实验检验及后来的量子信息研究奠定了基础。

1956 年Bell证明了一个强有力的数学定理[1.55]，为实验鉴别两种观点提供了强大的支持，把这一争论从哲学范畴转变到了实验物理范畴。他考察了对两个分离粒子同时实行测量的种种结果之间可能存在的种种关联。假设一个角动量为零粒子衰变为两个光子A和B，两个光子必定具有相同的偏振态。如果我们在某一个共同的方向上测量它们的偏振态，会发现A光子通过则B光子必通过。反之，如果两个偏振片垂直放置，则A 通过B 必被阻挡。关于这一点量子力学的预言和局域实在观是相符合的。当偏振片互相倾斜放置时，决定性的结果就出现了。贝尔给出了一个关于不同测量角度下测量结果的一个不等式。局域实在观要求这一不等式必定成立，但是，

量子力学却预言这一不等式必定被违背。这样贝尔定理开辟了对量子力学的基础做出直接检验的道路，为判决量子力学和局域实在观之间的分歧提供了可能。

为检验贝尔不等式，物理学家们提出了许多方案并做了大量的实验检验这一不等式，令人惊奇的是所有的实验都支持量子力学的解释，而否定了局域实在观。其中最有成效的是1982年Aspect 等人[1.56]对钙原子单次跃迁中同时发射的反向运动的光子对进行的偏振测量。用一对激光器将钙原子激发到激发态，利用两个声光开关装置，精巧地设计了一个等价于改变偏振片快速重新取向的系统(取向改变如此之快以致信号即使以光速也没有足够的时间从一边传递到另一边)，实验结果与贝尔不等式相违背，与量子力学预言相符。

值得注意的是上述的方案和实验都集中在EPR 佯谬的分立变量研究领域。1989年，Reid 和Drummond[1.57]提出利用非简并光学参量放大器可以实现原始的具有连续谱的EPR 关联，1992 年，Ou[1.32]等利用非临界匹配的KTP 晶体产生了双模压缩态，首次实验演示了具有连续谱动态变量的EPR 佯谬。

至此，作为量子信息领域研究领域的基本量子资源，量子纠缠态的研制成为大家研究的热点。量子纠缠也开始展现其广泛的应用前景，例如量子离物传态、量子密码术、量子密集编码和量子计算等。我们实验室采用全固态连续单频内腔倍频Nd:YAP激光器输出激光(1080nm&540nm)作为泵浦源，泵浦II类非简并光学参量放大器，获得了1080nm波长量子纠缠态光场[1.58]，此基础上通过双模压缩态通过线性光学变换产生三组份纠缠态，并用三组份纠缠态完成了具有网络通信性质的受控密集编码量子通信[1.59]，并实现了纠缠态的离物传送，即无条件纠缠交换[1.60]。2007年，我们实验室实验研制出连续变量四组份纠缠Cluster态与GHZ态[1.61]。

1.3 1.5μm光通信波段非经典光场的描述

我们实验室利用自制的激光器，在连续变量量子信息领域做了上述一系列创新性的研究工作，但所产生的量子纠缠态光场及相应的量子信息研究工作的光场的波长都位于 1080nm。因此，要想将量子纠缠态光场在量子通信领域的应用推广到实用化的水平，还有一定的距离。首先我们希望将获得的纠缠态的波段拓展到光通信波段 1.3μm~1.6μm，尤其是 1.5μm波段对应于光纤最低损耗窗口。我们制备 1.5μm量子纠缠态光场，有利于其在光纤中低损耗传输，而且最大程度的保留它的量子特性不受破坏，可以增加传输的距离；而且现有的光通信系统已经非常成熟，我们可以 1.5μm波段量子纠缠态光场直接和光通信系统相结合，进行量子通讯方面的研究以及应用；

另外可以通过外腔倍频产生780nm波段非经典光场，780nm对应于碱金属原子吸收线，因而可以作为信息的载体用于量子信息领域的存储。对于一个实际的量子信息系统，如果采用1.5μm光场低损耗传输、以780nm对应原子作为节点存储的话，可以认为是一种理想的方法。图1.2所示为著名的量子信息专家Cirac提到未来的量子信息的一个框架，他认为理想的量子信息处理过程应该事是通过原子或者是半导体固体器件来作为节点，来做逻辑门作为信息操控的工具。通过光子之间传递信息，这可能就是未来的实际量子信息的系统应该就是这样的[1.62]。

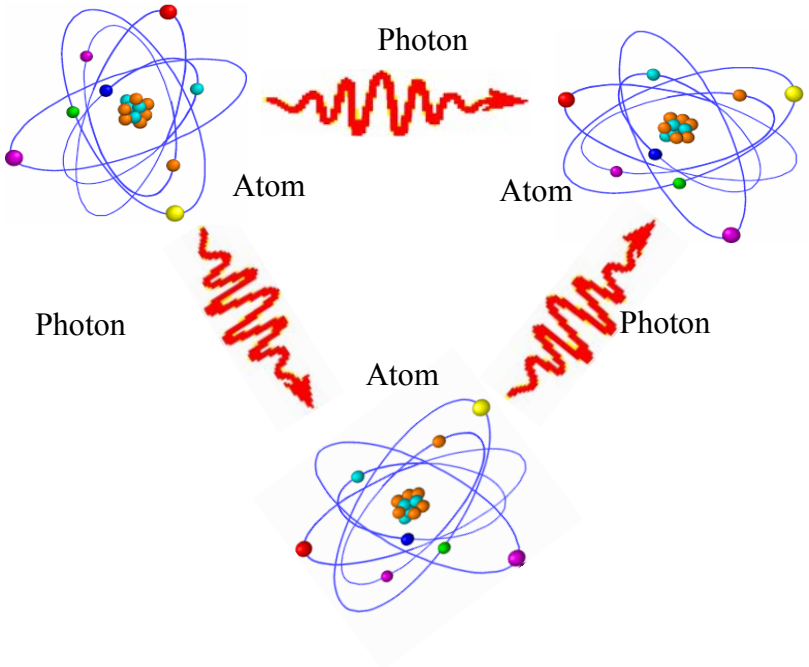


图1.2　一个理想的量子信息处理系统的框架

关于1.5μm量子纠缠态产生的实验研究，目前主要集中在分离变量研究领域[1.63-66]，实验上典型的产生方法是采用脉冲激光光源作为泵浦源，单次穿过非线性晶体，利用自发参量下转换过程获得纠缠光子对。纠缠的种类包括偏振方向的纠缠、时间与能量的纠缠。但是脉冲光单次穿过晶体，产生纠缠光子对的效率很低。近年来随着准相位匹配晶体的出现，很多研究开始采用准相位匹配晶体作为非线性晶体，有效地提高了非线性转换效率，产生所谓的“明亮”纠缠光子对。“明亮”只是相对于之前的采用块状晶体的实验所说的。相对于连续波来说，脉冲实验产生的纠缠光子效率还是很低。在波长位于光通信波段的连续波连续变量量子纠缠态光场的产生方面，据我们了解目前还未有相关报道。为进一步发展连续变量量子信息研究，我们进行连续变量1.5μm量子纠缠态产生源的探索研究，实验方案是在实验产生光功率连续单频1.5μm和780nm激光的基础上，通过两个I类简并的光学参量放大器，产生

两个单模压缩态光场，再通过50/50分束器耦合获得1.5μm量子纠缠态光场。

1.4 本文的主要工作

本文围绕连续变量1.5μm非经典光场的产生展开了一系列的理论和实验研究，首先介绍了连续变量领域中非经典光场的种类、产生方式、应用等，并且介绍了1.5μm非经典光场的产生方式、研究动态。我们实验上首先获得了种子源注入光纤放大器的方法获得了高功率窄线宽1.5μm光通信波段的连续单频激光光源；之后，利用上述实验产生的1.5μm激光光源及准相位匹配外腔谐振倍频技术产生了780nm连续单频激光光源；接下来采用1.5μm激光作为信号光场、780nm激光作为泵浦光泵浦简并光学参量振荡器产生1.5μm压缩态光场；并在理论上分析了产生1.5μm纠缠态光场过程中的一些影响因素。本文具体内容如下：

1) 介绍了 1560nm 高功率连续单频激光光源的产生方式以及实验过程。首先阐述了制备 1560nm 激光光源原理、实现方式。在介绍用种子源注入放大技术的特点，及连续单频半导体激光器、光纤放大器的运转原理的基础上，在实验上通过连续单频半导体激光器种子注入掺铒光纤放大器获得了高功率连续单频 1.5μm 激光光源。最后介绍我们采用共焦 FP 腔降低输出激光强度噪声和位相噪声、压窄激光线宽的理论原理以及实验过程；以及分析了采用另一种方式—模清洁器来过滤光源噪声改善光源光束质量的理论原理和实验结果。

2) 采用准相位匹配晶体外腔谐振倍频技术实现 780nm 连续单频光源的制备，泵浦场为已获得的 1560nm 激光光源。我们首先从理论上设计并优化倍频系统，获得尽量高的倍频效率；实验获得了 700mW 连续单频的倍频光输出，并通过优化倍频系统，最大倍频效率达 73%。

3) 利用阈值以下光学参量振荡过程获得了连续变量 1.5μm 压缩真空。上述的 1560nm 激光光源和 780nm 激光光源分别作为参量过程中的信号光场和泵浦光场。实验上获得了 2.4dB 的压缩真空，考虑到光路传输损耗以及探测器量子效率，实际输出压缩度为 6.5dB。并在理论上数值分析了抽运光起伏对于压缩度的影响。

4) 设计了产生连续变量 1.5μm 纠缠态光场的实验方案，以及在实验实现过程中可能遇到的技术问题；并在理论上数值分析了影响纠缠度的几个因素。

参考文献

[1.1] M. Planck, Verh, On an Improvement of Wien's Equation for the Spectrum, Deutseh phys. Ges, 1900, Vol.**2**, 202-204

[1.2] M. Planck, Verh, On the Theory of the Energy Distribution Law of the Normal Spectrum, Deutseh phys. Ges, 1900, Vol.**2**, 237-244,

[1.3] A. Einstein, Uber Einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes Betreffenden Heuristischen Gesichtspunkt, [J].Ann.phys, 1905, Vol.**17**, 132-148

[1.4] A. H. compton, A Quantum Theory of the Scattering of X-rays by light Elements Phys. Rev., 1923, Vol.**21**,483-502

[1.5] A. Einstein, Zur Quantentheorie der Strahlung, [J]. Phys Z, 1917, Vol**18**, 121-128

[1.6] R. J. Glauber, The Quantum Theory of Optical Coherence, Phys.Rev., 1963, Vol.**130**, 2529-2539

[1.7] R. J. Glauber, Coherent and Incoherent States of the Radiation Field, Phys. Rev., 1963, Vol.**131**, 2766-2788

[1.8] R. J. Glauber, Photon Correlations, Phys. Rev. Lett., 1963, Vol.**10**, 84-96

[1.9] F. T. Arecchi, Measurement of the Statistical Distribution of Gaussian and Laser Sources, Phys.Rev.Lett. 1965, Vol.**15**, 912-916

[1.10] 曾谨言，量子力学，科学出版社，1993

[1.11] D. F. Walls, G. J. Milburn, Quantum Optics, Springer-Verlag, 1994

[1.12] S. Machida, Y. Yamamoto, Observation of amplitude squeezing in a constant-current–driven semiconductor laser, Phys. Rev. Lett. 1987, **58**, 1000-1003

[1.13] H. Wang, M. J. Freeman, D. G. Steel, Squeezed light from injection-locked quantum well lasers, Phys.Rev.Lett. 1993, **71**, 3951-3954

[1.14] J. Kitching, A.Yariv, Y. Shevy, Room Temperature Generation of Amplitude Squeezed Light from a Semiconductor Laser with Weak Optical Feedback , Phys. Rev. Lett. 1995, **74**, 3372-3375

[1.15] T.-C.Zhang, J.-Ph.Poizat, P.Grelu, J.-F.Roch, P.Grangier, F.Marin, A.Bramati, V.Jost, M.D.Levenson and E.Giacobino, Quantum noise of free-running and externally-stabilized laser diodes Quant. & Semiclass. Opt., 1995, **7**, 601-613

[1.16] D. C. Kilper, D. G. Steel, R. Craig, D. R. Scifres, Polarization-dependent noise in

photon-number squeezed light generated by quantum-well lasers, Opt.Lett. 1996, **21**, 1283-1285

[1.17] Jing Zhang, Hong Chang, Xiaojun Jia, Hongxiang Lei, Runlin Wang, Changde Xie and Kunchi Peng, Suppression of intensity noise of LD-pumped single-frequency ring Nd:YVO4/KTP green laser by opto-electronic feedback, Opt. Lett. 2001, **26**, 695-697

[1.18] J. X. Zhang, R. F. Dong, T. C. Zhang, C. D. Xie, K. C. Peng, Intensity noise squeezing of laser diode with inphase external weak feedback by half wave plate, Acta Physica Sinica, 2001, **50**:33, 462-466,

[1.19] S. F. Pereira, Min Xiao, H. J. Kimble, J. L. Hall, Generation of squeezed light by intracavity frequency doubling Phys.Rev. A, 1988, **38**, 4931-4934

[1.20] R. Paschotta, M. Collett, P. Kuerz, K. Fiedler, H. A. Bachor, J. Mlynek, Bright squeezed light from a singly resonant frequency doubler, Phys.Rev.Lett. 1994, **72**, 3807-3810

[1.21] 张宽收，张靖，谢常德，彭堃墀，利用二次谐波过程产生 532nm强度压缩光的实验研究，物理学报，2000, **49**, 80-84

[1.22] A. Lambrecht, J. M. Courty, S.Reynaud, E.Giacobino, Cold atoms: a new medium for quantum optics, Appl. Phys. B, 1995, **60**, 129-134

[1.23] F. Marin, A. Bramati, V. Jost, E. Giacobino, Demonstration of high sensitivity spectroscopy with squeezed semiconductor lasers, Opt.Commun. 1997, **140**, 146-157

[1.24] S. Kasapi, S. Lathi, Y. Yamamoto, Sub-shot-noise FM noise spectroscopy of trapped rubidium atoms, J.Opt.Soc.Am. B, 1998, **15**, 2626-2630

[1.25] E. S. Pozik, J. Carri, H. J. Kimble, Spectroscopy with squeezed light Phys.Rev.Lett. 1992, **68**, 3020-3023

[1.26] D. Stoler, Equivalence Classes of Minimum Uncertainty Packets, Phys. Rev. D, 1970, Vol.**1**, 3217-3219

[1.27] D. Stoler, Equivalence Classes of Minimum-Uncertainty Packets II, Phys. Rev. D, 1971, Vol.**1**, 1925-1926

[1.28] H. P. Yuan, Two-photon coherent states of the radiation field, Phys. Rev. A, 1976,Vol.**13**, 2226-2243

[1.29] R. E. Slusher, L. W. Hollberg, B. Yurke, J. C. Mertz, J. F. Valley, Observation of

Squeezed States Generated by Four-Wave Mixing in an Optical Cavity, Phys. Rev. Lett. 1985, **55**, 2409-2412

[1.30] Ling-An Wu, H. J. Kimble, J. L. Hall, Huifa Wu, Generation of Squeezed States by Parametric Down Conversion, Phys. Rev. Lett. 1986, **57**, 2520-2523

[1.31] G. Breitenbach, T. Muler, S. F. Pereira, J-Ph. Pozat, S. Schiller, J. Mlynek, Squeezed Vacuum from a Monolithic Optical Parametric Oscillator, J.Opt.Soc.Am. B, 1995, **12**, 2304-2309

[1.32] Z. Y. Ou, S. F. Pereira, H. J. Kimble, K. C. Peng, Realization of the Einstein-Podolsky-Rosen paradox for continuous variables, Phys. Rev. Lett. 1992, **68**, 3663-3666

[1.33]彭堃墀，黄茂全，刘晶，廉毅敏，张天才，于辰，谢常德，郭光灿，双模光场压缩态的实验研究，物理学报，1993, **42**, 1079-1085

[1.34] Kunchi Peng, Qing Pan, Hai Wang, Yun Zhang, Hong Su, Changde Xie, Generation of two-mode quadrature-phase squeezing and intensity-difference squeezing from a cw-NOPO, Appl. Phys. B, 1998, **66**, 755-758

[1.35] M. Xiao, L. A. Wu, H. J. Kimble, Precision measurement beyond the shot-noise limit, Phys. Rev. Lett. 1987, **59**, 278-281

[1.36] P. Grangier, R. E. Slusher, B. Yurke, et.al, Squeezed-light–enhanced polarization interferometer, Phys. Rev. Lett. 1987, **59**, 2153-2156

[1.37] R. Bruckmeier, K. Schneider, S. Schiller, J. Mlynek, Quantum Nondemolition Measurements Improved by a Squeezed Meter Input, Phys. Rev. Lett. 1997, **78**, 1243-1246

[1.38] R. Bruckmeier et.al, Repeated Quantum Nondemolition Measurements of Continuous Optical Waves, Phys. Rev. Lett. 1997, **79**, 1463-1466

[1.39] K. Bencheikh, J. A. Levenson, Quantum Nondemolition Demonstration via Repeated Backaction Evading Measurements, Phys. Rev. Lett. 1995, **75**, 3422-3425

[1.40] S. Suzuki, A. Furusawa, 7dB quadrature squeezing at 860nm with PPKTP, Appl. Phys. Lett. 2006, **89**, 061116: 1-3

[1.41] Y. Takeno, A. Furusawa, Observation of -9dB quadrature squeezing with improvement of phase stability in homodyne measurement, Opt. Express, 2007, **15**, 4321-4327

[1.42] Henning Vahlbruch, RomanSchnabel, Observation of squeezing light with 10dB quantum noise reduction, Observation of Squeezed Light with 10-dB Quantum-Noise Reduction, Phys.Rev.Lett. 2007, **100**, 033602-033612

[1.43] S. Reynaud, Generation of Twin Photon Beams by a Nondegenerate Optical Parametric Oscillator, Europhys. Lett. 1987, **4**, 427-432

[1.44]A. Heidmann, R. J. Horowicz, S. Reynaud, E. Giacobino and C. Fabre, Observation of Quantum Noise Reduction on Twin Laser Beams Phys.Rev.Lett, 1987, **59**, 2555-2557

[1.45] T. Debuisschert, S. Reynaud, A. Heidmann, E. Giacobino, C. Fabre, Observation of large quantum noise reduction using an optical parametric oscillator, Quantum Optics, 1989, **1**, 3-9

[1.46] J. Mertz, T. Debuisschert, A. Heidmann, C. Fabre and E. Giacobino, Ïmprovements in the observed intensity correlation of optical parametric oscillator twin beams, Opt. Lett, 1991, **16**, 1234-1236

[1.47] C. Kim, P. Kumar, Quadrature-Squeezed Light Detection Using a Self-Generated Matched Local Oscillator Phys. Rev. Lett. 1994, **73**, 1605-1608

[1.48] Gao Jiangrui, Cui Furong, Xue Chengyang, Xie Changde and Peng Kunchi, Generation and application of twin beams from an optical parametric oscillator including an α-cut KTP crystal, Opt. Lett. 1998, Vol.**23**, 870-872

[1.49] P. R. Tapster, J. G. Rarity, S. Satchell, Use of parametric down-conversion to generate sub-Poissonian light, Phys. Rev. A, 1988, **37**, 2963-2967

[1.50] C. D. Nabors, R. M. Shelby, Two-color squeezing and sub-shot-noise signal recovery in doubly resonant optical parametric oscillators, Phys. Rev. A, 1990, **42**, 556-559

[1.51] 王 海，潘庆，张云，薛晨阳，谢常德，彭堃墀，低于散粒噪声极限的微小吸收测量,，中国科学，1998, A**28**, 342-347

[1.52] P. H. S. Riberiro, C. Schwob, A. Maitre, C. Fabre, Sub-shot-noise high sensitivity spectroscopy with optical parametric oscillator twin beams**,** Opt. Lett, 1997, 22, 1893-1895

[1.53] A. Einstein, B. Podolshy, N. Rosen, Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality Be Considered Complete? Physics Review, 1935, vol**47**, 777-780

[54] N. Bohr, Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality be Considered Complete? Physics Review, 1935, vol**48**, 696-702

[1.55] J. S. Bell, On the Einstein-Podolsky-Rosen paradox, Physics, 1965, vol**1**, 195-200

[1.56] A. Aspect, P. Grangier, G. Roger, Experimental Realization of Einstein-Podolsky-Rosen Bohm Gedanken experiment: A New Violation of Bell's Inequalities, Phys. Rev. Lett. 1982, vol**49**, 91-94

[1.57] M. D. Reid, P. D. Drummond, Quantum Correlations of Phase in Non-degenerate Parametric Oscillation, Phys. Rev. Lett. 1988, Vol **60**, 2731-2733

[1.58] Zhang Yun, Wang Hai, Li Xiaoying, Jing Jietai, Xie Changde, Peng Kunchi, Experimental generation of bright two-mode quadrature squeezed light from a narrow-band nondegenerate optical parametric amplifier, Phys. Rev. A, 2000, **62**, 023813-023816.

[1.59] Jing Jietai, Zhang Jing, Yan Ying, Zhao Fagang, Xie Changde, Peng Kunchi, Experimental Demonstration of Tripartite Entanglement and Controlled Dense Coding for Continuous Variables, Phys. Rev. Lett. 2003, **90**, 167903-167906.

[1.60] Jia Xiaojun, Su Xiaolong, Pan Qing, Gao Jiangrui, Xie Changde, Peng Kunchi, Experimental Demonstration of Unconditional Entanglement Swapping for **Co**ntinuous Variables, Phys. Rev. Lett. 2004, **93**, 250503-250506.

[1.61] Su Xiaolong , Peng Kunchi, et. al., Experimental Preparation of Quadripartite Cluster and Greenberger-Horne-Zeilinger Entangled States for Continuous Variables, Phys. Rev. Lett. 2007, **98**, 070502-070505.

[1.62] Cirac et al, How Much Entanglement Can Be Generated between Two Atoms by Detecting Photons? Phys. Rev. Lett. 2007, **98**, 010502: 1-4

[1.63] A. Yoshizawa, R. Kaji, and H. Tsuchida, Generation of polarisation-entangled photon pairs at 1550 nm using two PPLN waveguides, Elec. Lett. 2003, **39**, 621

[1.64]X. Y. Li, P. L. Voss, J. E. Sharping, and P. Kumar, Optical-fiber source of polarization-entangled photons in the 1550 nm telecom band Phy. Rev. Lett. 2005, **94**, 053601:1-4

[1.65]S. Tanzilli, W. Tittel, M. Halder, O. Alibart, P. Baldi, et al., A photonic quantum information interface, Nature , 2005, **437**, 116-120

[1.66]F. Konig, E. J. Mason, F. N. C. Wong, and M. A. Albota, Efficient and spectrally

bright source of polarization-entangled photons, Phy. Rev. A , 2005, **71**, 033805:1-7

[1.67] 郭光灿，量子信息引论，量子力学新进展(第一辑) ，北京大学出版社，2000

第二章　1560nm 高功率连续单频激光光源产生的实验研究

2.1 引言

1.3μm~1.6μm长波长激光光源具有光纤传输损耗低，色散小等优点，使得其成为光纤通信领域不可替代的光源。尤其是在1.5μm处衰减最小，在单模光纤中传输时低达0.2dB/km[2.1]。而波长大于1.4μm的光与0.88μm的光相比，人眼对前者最大容许曝光量高一万倍以上。因为这一波段的光能被水强烈吸收，当其入射到人眼时几乎可被其角膜完全吸收而不会到达视网膜，从而不会对人眼造成伤害。而且1.5xμm波段穿透烟雾性能较好，因此这一波段激光光源在军事和民用上都有广阔前景，包括激光测距、目标指示、激光雷达、环境传感与监测等领域。同时由于其低损耗传输的特性被广泛用于光通信、高精细度激光测量以及高分辨率光谱学，但是大多数研究领域对于光源的频率稳定性、功率稳定性、激光线宽以及噪声特性都有很高的要求。

我们实验上产生1560nm高功率连续单频激光光源的主要目的，是为此后的工作提供一个高质量的光通信波段的源，然后利用外腔倍频产生780nm高功率连续单频激光光源，来作为光学参量振荡过程的泵浦源。从而利用光学参量振荡过程这样一个非线性过程获得1560nm光通信波段的非经典光场，包括压缩态光场和纠缠态光场。我们实验室在连续变量非经典光场产生以及应用方面做了大量工作，包括压缩态和量子纠缠态的产生[2.2]、量子密集编码[2.3]、密钥分配[2.4]、离物传送[2.5]、纠缠交换[2.6]以及四组份Cluster态制备[2.7]等。但是由于所采用的激光光源我们实验室自己研制的制的波长为1080nm全固态Nd:YAP连续单频激光器，以及通过内腔倍频获得的540nm激光光源，因此实验获得的非经典光场波段位于1080nm。该波段光场在光纤中传输、进行量子信息网络工作时损耗相对较大，非经典光场的量子特性迅速衰减，不利于进一步发展和实用化。因此我们希望将现有的波段拓展到光通信波段上，将传输中的损耗色散降低到最小，最大程度保留非经典光场的量子特性不受破坏。同时值得一提的是完全可以利用现有的光通信系统去做工作。1560nm波段高功率连续单频激光光源的研制将为制备1560nm量子纠缠态产生源并且在光纤中进行量子信息、量子测量等方面的工作奠定基础。

目前，产生 1560nm波段激光光源所采用的典型技术有以下几种，第一种方法是全固态激光技术，随着激光二极管(LD)工作性能的不断提高，LD泵浦的全固态激光(DPL)技术也得到了迅猛发展。DPL集LD与固体激光器的优势于一体，具有能量转化

效率高、光束质量好、体积小、可靠性高、寿命长和使用方便等优点，成为其他传统激光器的替代品。特别是全固态单频激光器具有稳定性高、窄线宽等特点，受到人们的广泛关注。全固态激光技术由于泵浦能量集中的原因，所以容易达到模式匹配，进而控制激光器的运转模式，提高激光器的转换效率。1560nm波段的固体激光器采用掺铒的硅酸盐玻璃作为增益介质，直接输出激光。早在 1965 年，E.snitzer和Woodcock采用掺Er^{3+}硅酸盐玻璃直接实现 1.54μm激光输出[2.8]。但是铒玻璃(Er:glass)属于三能级结构，受激发散截面小，对泵浦辐射的吸收小，阈值较高而且转换效率低；对腔内损耗和温度都很敏感；加之基质是玻璃成份，其物理机械特性较晶体材料差。因此铒玻璃固体激光器要得到长足的发展还是要在工作物质上不断探索和研究。

另外两种比较典型成熟的技术是通过光学参量振荡技术[2.9-10]和拉曼频移技术[2.11-13]。这两种技术通常采用已经发展非常成熟的 1.06μm的激光经过非线性晶体的非线性过程进行频率变换而间接获得的。但是这样一来整个系统结构非常复杂，稳定性和可靠性较差。而且一般还需要电子伺服系统锁定来获得相对稳定的激光输出。

半导体激光器也可以直接输出的 1560nm 波段的激光，它的优点在于尺寸小、效率高而且成本低，但是存在输出功率低以及噪声高等问题。以及近两年兴起的光纤激光器，采用掺铒光纤作为增益介质，系统稳定简洁尺寸很小。但输出功率仍然相对较低。因此，寻找一种技术可以装置简单稳定并且高效率产生高功率高质量 1.5xμm 波段的激光，成为人们关注的问题之一。

2.2 种子源注入光纤放大器技术

随着光纤放大器的迅速发展和广泛应用，采用激光种子源注入光纤放大器获得高功率连续单频激光光源逐渐成为一种趋势[2.14-15]。激光种子源通常采用LD泵浦的非平面环型激光器，光纤放大器采用掺杂稀土元素的光纤作为增益介质。光纤放大器可以将小功率高质量激光光源的功率放大，同时使激光的运转特性不发生大的变化。我们在实验中就采用这样一种技术，利用单频半导体激光器注入掺铒光纤放大器的方案获得了 1560nm波段高功率连续单频激光输出，并对种子源以及光放大器输出激光的特性进行了研究。

利用这种技术获得高功率连续单频激光光源的研究工作大部分集中在 1.06μm波段[2.16-19]。直到上个世纪 80 年代末，掺铒的光纤放大器开始活跃于光纤通信领域[2.20]，那么利用种子源注入掺铒的光纤放大器可获得光通信波段的光源。这种方法主要集

中于 1.5xμm脉冲激光的研究[2,21,22]。利用种子源注入光纤放大器技术获得 1560nm高功率连续单频激光的研究，据我们了解还未见报道。

种子源注入光纤放大器技术，它的优点很明显：装置简单运转稳定，效率很高，只需要毫瓦量级的注入就能经过放大得到瓦级以上的输出。但是它的缺点也很明显：额外噪声太大，远高于散粒噪声极限。这对于很多从事经典光学的实验研究可能不是问题，只要输出功率足够大就可以。但是在量子光学实验研究中，一个理想的光源应该是相干光源，噪声水平是散粒噪声极限，不存在任何额外的噪声。引入噪声的原因一方面是种子源—半导体激光器。半导体激光器中存在三种独立的噪声源：即自发辐射噪声、泵浦噪声和真空耦合噪声。反转原子由于自发辐射过程而存在一有限寿命，它会导致非激射光子的产生而带来噪声；泵浦噪声可以看成是这种自发衰减过程的逆过程,它同样带来一部分独立的噪声。输出耦合镜会耦合部分真空起伏到内腔，从而引起光子寿命衰减。同时经过光纤放大器后，由于放大自发辐射等原因还会引入一部分噪声，这些在接下来的两节我们将详细介绍这些问题。

2.3 基本原理

在本节，首先介绍了种子源单频半导体激光器的运转原理，包括单频半导体激光器的组成元件及其作用、电流和温度对单频半导体激光器的模式和噪声影响，以及单频半导体激光器选频原理。然后介绍了掺铒光纤放大器的基本组成结构、光放大的工作原理以及光放大的一些常用特性参数。

2.3.1 光栅反馈半导体激光器

半导体激光器又称半导体激光二极管，简称激光二极管(Laser Diode)，它的优点在于效率高、寿命长、体积小、结构紧凑，可采用简单的电流注入方式来泵浦；其工作电压和电流与集成电路兼容，因而有可能与之单片集成；并且还可用高达GHZ的频率直接进行电流调制以获得高速调制的激光输出，可实行温度调谐和电流调谐。半导体激光器由于其显著的优点而有着广阔的应用前景。例如光通信领域、信息存储与处理、军事医学以及科学研究等领域。半导体激光器应用方式主要可分为两种：一种是作为泵浦固体激光器的泵浦源，诸如泵浦Nd:YAG、Nd:YVO_4等固体激光介质，获得高效、紧凑、稳定的固体激光器；另一种是直接利用LD的辐射，用于激光雷达成像、空间光通信、光存储等方面。

半导体激光器同样也是由三部分组成：激光工作物质、谐振腔和泵浦源。激光

工作物质通常采用直接带隙半导体材料--砷化稼(GaAs)、砷化铟(InAs)、铝稼砷(A1xGaAs)、铟磷砷(InPxAs)等。激光器的谐振腔是由半导体的自然解理面作为反射镜形成的，用半导体解理面构成共振腔，能获得的反射率一般只有 30%左右，为适应某些应用的要求，腔镜达到高反射率，可以在有源层两侧各交替迭加许多层折射率不同的半导体材料。泵浦源通常采用电压很低的直流电源，为了形成稳定振荡，激光媒质必须能提供足够大的增益，以弥补谐振腔引起的光损耗及从腔面的激光输出等引起的损耗，不断增加腔内的光场。这就必须要有足够强的电流注入，即有足够的粒子数反转，粒子数反转程度越高，得到的增益就越大，即要求必须满足一定的电流阈值条件。当激光器达到阈值时，具有特定波长的光就能在腔内谐振并被放大，最后形成激光而连续地输出。

激光器输出功率随电流变化曲线如图 2-1 所示，当注入电流$I < I_{th}$时，激光器的增益小于谐振腔的损耗，无法形成激光振荡，激光器输出荧光。当注入电流$I > I_{th}$时，输出光功率随注入电流的增加而迅速增大，产生激光振荡。I_{th}被称为阈值电流，其大小由激光器的结构决定并与激光器的温度有关，随着温度的降低，I_{th}减小。当注入电流一定时，输出功率随温度降低而增大。

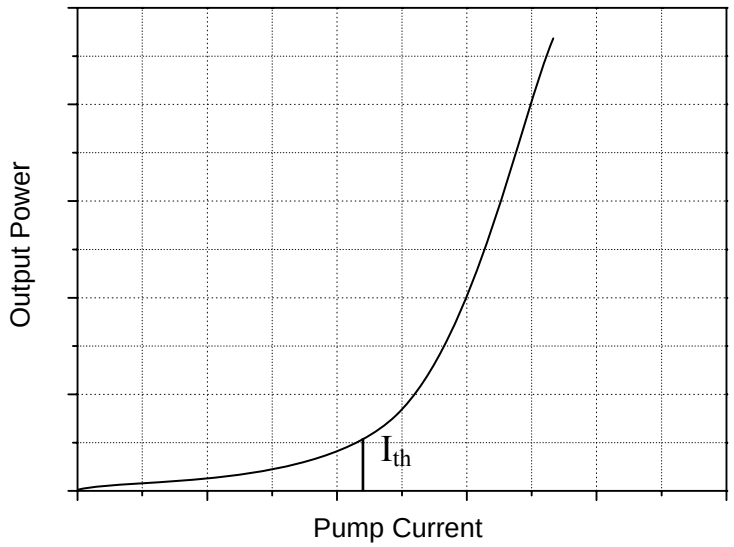


图 2-1　激光器输出功率随电流变化曲线

由于LD的矩形波导结构和半导体材料带-带激发的工作机理，使LD的发散角比较大、方向性和单色性差。但是在对激光器要求不高的情况下，如短距离激光测距、污染检测等方面仍有广泛的应用。随着科学技术的发展和科学研究的深入，人们对激光光源的要求日益提高，使用窄线宽、可调谐的LD成为趋势。

LD 激光器在自由运转时会有很宽的频率范围，激光线宽大约在 100MHz，LD 与其它传统激光器相比，输出光功率和频率受温度和注入电流的影响显著。因此 LD 的波长调谐可采用温度调谐和注入电流调谐。在半导体中，温度和禁带宽度之间存在着依赖关系，禁带宽度的变化又引起波长的变化。禁带宽度随温度升高变窄，半导体激光器的波长发生红移。典型的温度调谐曲线随着温度的升高，半导体激光器的发射波长以阶梯形式跳跃变化，跳跃是由增益曲线移动引起的纵模之间的跳变引起的。同时，半导体激光器的发射波长既与增益系数有依赖关系，又受折射率变化的影响。半导体激光器的注入电流的变化导致的载流子浓度的变化不但会引起材料折射率的改变，而且也会改变增益系数。因此半导体激光器的波长会随着注入电流的改变而改变。典型的电流调谐曲线与温度调谐曲线很相似，也是以阶梯形式变化的。也就是说，改变半导体激光器的温度和电流可以对其输出激光的中心波长进行粗略调谐，但是由于可能发生剧烈的模式跳变，导致频率不能被连续调谐，而存在一些频率间隙。有时所需要的激光频率正好落在这种频率间隙内，仅靠改变温度和注入电流无法使其工作在所需要的频率区段。

因此，人们发展了多种基于外部光学反馈的技术手段[2.23-25]，来解决上述问题。通过光栅[2.23]、平面镜[2.24]、光纤反馈[2.25]等反馈元件将输出光束的部分光反馈回半导体激光器，使激光器中各纵模所获得的净增益发生变化，从而使特定的模式振荡同时抑制其它模式。在众多的外部光学反馈中，光栅外部反馈是一种简单而有效的技术。本文中我们主要分析光栅反馈的情况。光栅外腔技术是压窄线宽、实现调谐的有效方法之一。与其它的可调谐激光器相比，光栅外腔反馈半导体激光器具有结构紧凑、效率高、线宽窄、波长调谐范围宽等优点，在高分辨率光谱、激光冷却俘获原子、光通讯等领域得到了广泛的应用。

根据光栅反馈的不同结构，又可以分为Littrow[2.23]和Littman[2.26]两种方式：在Littrow方式中，经光栅衍射后产生的一级衍射光直接沿入射光路反馈回激光器，零级光作为输出光。Littman方式中，经光栅衍射后产生的一级衍射光先投射到一个反射镜上，由反射镜原路反射回光栅，产生第二次衍射使一级衍射光反馈回激光器。Littman方式的优点在于可以将半导体激光器的线宽压的更窄，并且不会改变输出光的方向。Littrow方式的优点是没有光的损失，调节起来比Littman方式简单。在实验中我们采用的是Littrow方式光栅反馈半导体激光器。所采用的光栅为反射式闪耀光栅，其形状如图2-2所示，每毫米1000线。θ为光栅的闪耀角，N表示光栅平面法线，n表示刻槽平面法线。光栅选模、压窄线宽的原理如图2-2所示。激光经过光栅衍射后

不同级次的衍射光满足光栅方程：

$$d(\sin\varphi+\sin\theta)=m\lambda \tag{2-1}$$

式中θ为入射光与光栅法线的夹角，φ为衍射光与光栅法线的夹角(φ与θ位于法线同一侧时，φ取正值；否则取负值)；d为光栅常量；m为衍射级次，若第m级衍射光恰好沿入射光方向(即腔轴方向)返回LD增益区时(即$\varphi=\theta$时)，即有：

$$2d\sin\theta=m\lambda \tag{2-2}$$

此时第 m 级衍射光反馈回腔内，使得波长λ附近的损耗急剧下降， 增益损耗差大大增加。模竞争的结果使得只有满足上式的波长才能形成激光振荡。这种光栅反馈结构称为自准直结构。对于反射光栅，当光栅常量满足 0.5λ＜d＜1.5λ时，衍射光中的 0 级与 1 级衍射效率最高。

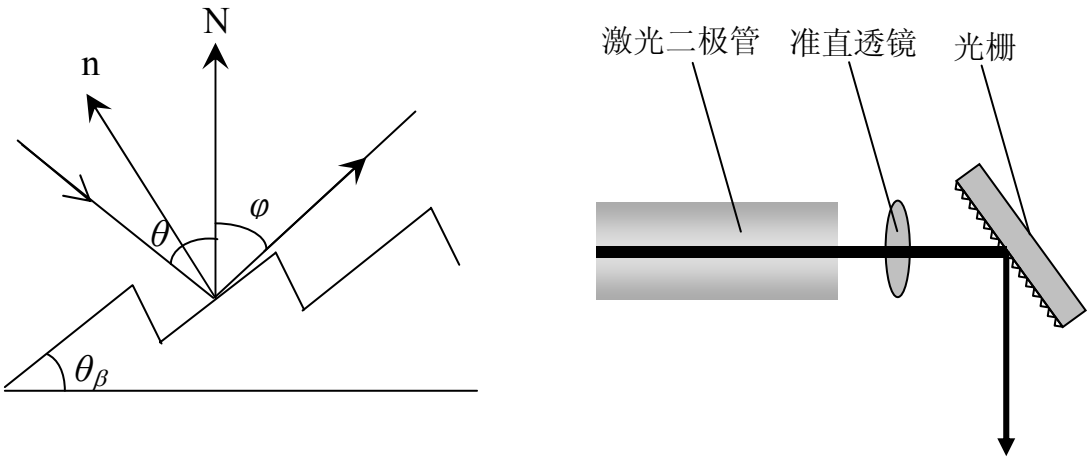


图 2-2　光栅结构以及反馈原理

若连续转动光栅使角度改变，则输出波长也连续变化，从而实现了波长调谐目的。光栅调谐由于采用的是反射光栅，不存在吸收损耗问题。如果选择光栅常数足够小，可以实现很窄线宽的激光输出。

因此光栅外腔反馈半导体激光器可以实现激光器单频运转，被广泛应用于科学研究等领域。通常结构是激光二极管所发出的光经过短焦距透镜准直，准直后的光再经过光栅反馈。光栅装置在特定的调节架上，调节光栅使得一级衍射光反馈回激光二极管。被反馈回的光聚焦到激光二极管谐振腔中，当从光栅反馈回激光二极管的功率远大于从激光二极管的前表面反馈的功率时，激光器就会共振。外部谐振腔主要由激光二极管的后表面和光栅组成，谐振腔腔长约几个厘米，这种谐振腔的自由光谱区会比单个激光二极管(谐振腔只有几百个微米)的自由光谱区小很多，这就使系统有较高的精细度，激光线宽在 1MHz 左右。图 2-3 是单频半导体激光器的结构

示意图，激光二极管被放进可以容纳激光二极管和准直透镜的小孔中，放置时应该首先检查激光二极管的偏振方向，保持与光栅要求一致。一般情况下，激光二极管发出的光是椭圆形状的光，长短轴之比是 3:1。输出光束经过短透镜准直，来调节输出光束的质量。光栅被固定在某一特定的装置上，并且将光栅以 littrow 角放置。通过调节光栅 littrow 角可以小范围的调节半导体激光器的输出波长。如果需要调节波长超出激光可调谐的范围时，激光二极管将跳回自由运转时的波长处。通过调节温度也可以调节半导体激光器的波长，升高温度将导致波长增大。

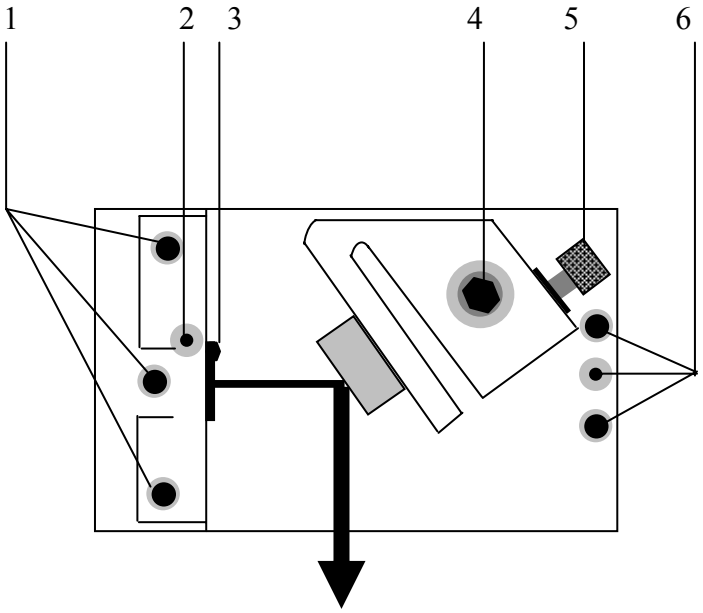


图 2-3 单频半导体激光器的结构示意图

1.准直透镜垂直调节　　2.准直透镜锁定　　3.准直透镜聚焦调节

4. 固定光栅转角　　5.微调光栅转角　　6.光栅反馈微调

单频半导体激光器的选频原理可以通过一个简单明了的示意图说明，如图2-4所示。激光器单频运转是由多个因素决定的，包括激光二极管、光栅与激光二极管的倾角、光栅与激光二极管的距离、激光二极管的温度、电流等。半导体激光器单频运转是由于四条曲线叠加的结果：曲线1是激光二极管增益曲线，在很宽的范围内增益平坦；曲线2是激光二极管的本身内部谐振腔的模结构图，主要是由单频半导体激光器激光二极管的腔长所决定；曲线3是激光二极管的外部谐振腔结构，主要是单频半导体激光器的光学腔长(从激光二极管的后表面到光栅表面的距离)所决定；曲线4是由于光栅的角度色散和反射面引起，可以通过调节光栅的角度来进行控制。

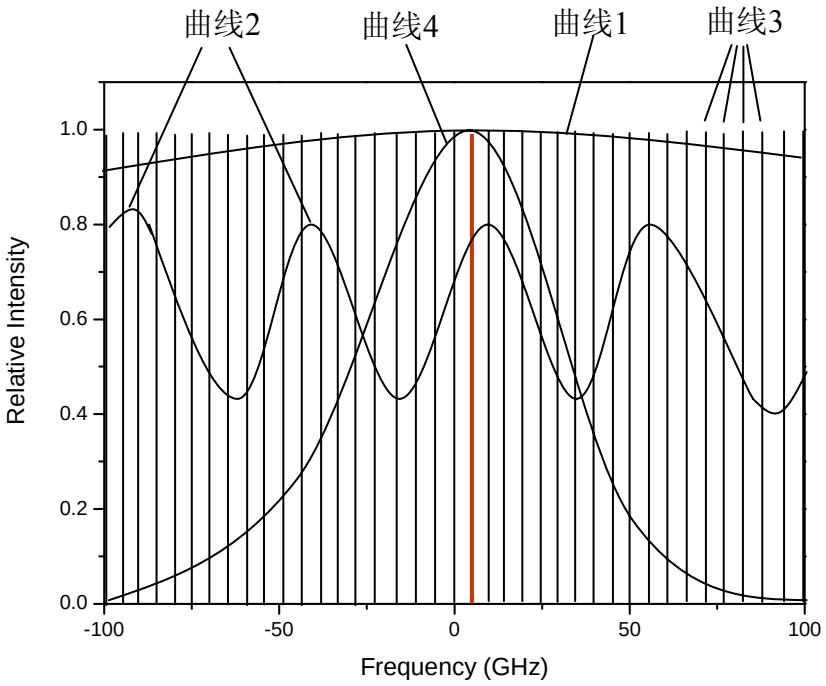


图2-4　单频半导体激光器单频运转原理

调节半导体激光器的泵浦电流时，曲线2和曲线3会以不同的速度移动。在激光二极管特定电流处，外腔模和内腔模达到平等，这时候半导体激光器就会单纵模运转。因此，激光器多纵模的运转和相干长度降低有时候可以通过调节激光二极管的电流来消除。调节激光二极管的控制温度时，曲线1-4都会以不同的速度移动。温度的改变可以帮助激光器在小的电流范围内跳到某一特定的频率处。因此，激光器可以在某一确定的频率处，实现最大功率输出和单纵模运转。

2.3.2 掺铒光纤放大器工作原理

光纤放大器属于全光放大器，不需要经过光电转换、电光转换和信号再生等复杂过程，可直接对光信号进行放大。在普通的光纤中掺入稀土元素，使原来只作为光传输介质的光纤变为有活性的有源光纤，经过特定的泵浦就可以产生与掺杂离子发射光谱对应的增益。许多稀土元素如铒、钬、钕、钐、镨、铥和镱等，都可用于制造工作在从可见光到红外区的不同波长上的光纤放大器。

早在1964年人们就开始研究光纤放大器[2.27]，随着低损耗稀土掺杂光纤工作特性和制造技术的不断发展，直到1986年才开始实际使用[2.28]。20世纪90年代以来，掺铒光纤放大器(EDFA, Er Doped Fiber Amplifier)的出现是光纤放大器的重大突破[2.29]。

在光纤中掺杂稀土元素铒离子(Er^{3+})，可以在1.5xμm波段实现30-50nm的增益宽度，而且工作波长正好位于光纤通信最低损耗窗口。掺铒光纤优点在于增益较高，泵浦功率低，而且掺铒光纤本身就是增益介质，因此线路损耗很小。

掺铒光纤特性与普通光纤完全不同，与掺杂元素及其能级结构密切相关。掺铒光纤放大器的基本工作原理是：图2-4所示为简化的铒离子三能级系统，铒离子在未受任何光激励的情况下，处在最低能级E_1(基态)上。当泵浦光入射，铒离子吸收泵浦光能量向上能级E_3(激发态)跃迁，由于E3态的粒子寿命很短，粒子通过碰撞很快以非辐射跃迁的形式快速弛豫到亚稳态E_2能级上，粒子在亚稳态能级上有较长的寿命，由于源源不断地进行泵浦，亚稳态E_2能级上的粒子数不断增加，从而实现了粒子数反转。当波长为1.5xμm的信号光通过这段掺铒光纤时，亚稳态的粒子以受激辐射的形式跃迁到基态，并释放出和信号光子完全相同的光子，从而增加信号光子数量，以实现信号光的放大[2.30]。在上能级E_2和下能级E_1之间满足辐射跃迁选择定则的情况下，即使没有任何外界的作用，E_2上的粒子也将自发地跃迁到能级E_1，并且发射一个频率为v、能量为$hv = E_2-E_1$的光子，这个过程就是自发辐射。

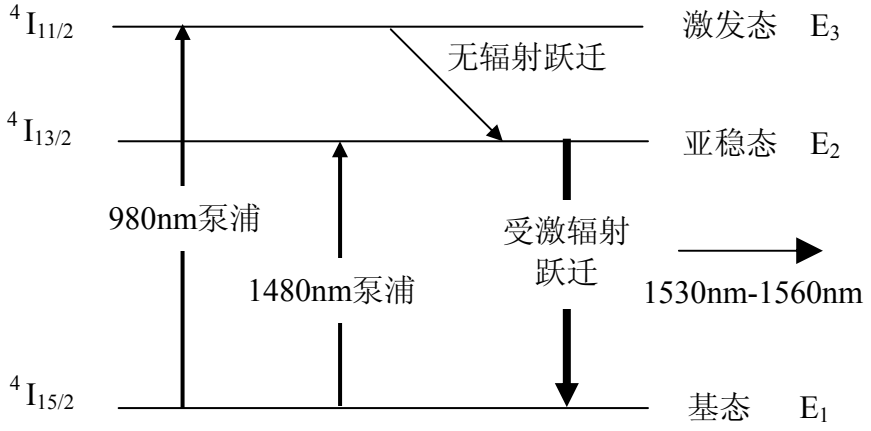


图2-4 铒离子三能级系统泵浦简图

对于大量处于上能级的粒子来说，它们各自独立、随机地发射一个个光子，或者说各自独立地发射一列列频率相同的光波。各列光波之间的相位无关，偏振方向不同，并且每个粒子所发的光可以沿着所有可能的方向传播。粒子能级之间的这一跃迁过程完全是自发的，与外界无关。当掺铒光纤被980nm或1480nm激光泵浦时，随着泵浦光的加强，粒子数将呈反转分布，这些高能级原子产生的杂乱无章自发辐射光在光纤中传播时，不断地受激放大，从而形成放大的自发辐射(ASE)噪声，并消耗了部分泵浦能量，因此需要设置光滤波器，以降低ASE对系统的影响。

图2-5表示一个实用光纤放大器的构成方框图：构成光纤放大器的关键元件包括掺铒光纤、高功率泵浦源、作为信号光和泵浦光复用的波分复用器(WDM)以及为了防止光反馈和减小系统噪声在输入和输出端使用的光隔离器和外部用来耦合信号光的光纤耦合器。

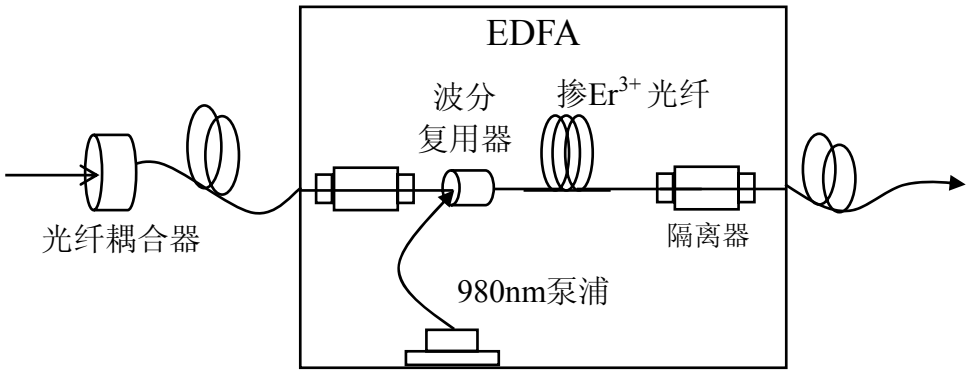


图2-5　实用光纤放大器构成方框图

熟悉掺铒光纤放大器常用的性能指标对于分析设计高性能的掺铒光纤放大器以及操作使用都是十分必要的。通常用来衡量一个光纤放大器，它的常用指标包括：增益、增益带宽和增益平坦度，噪声系数，饱和输出功率以及量子转换效率等。

1) 增益 *G*(Gain)

G 用来表征放大器的放大能力，是放大器最基本的参数。它定义为输出信号光功率与输入信号光功率的比值，用分贝(dB)来表示。表达式如下：

$$G(dB)=10\log_{10}\frac{P_{signal-out}}{P_{signal-in}} \tag{2-3}$$

测量时使用光谱分析仪来测量输入信号光与输出信号光的光功率。由于ASE噪声会伴随着信号光输出，所以在实际计算中必须将测量到的输出光功率扣除掉噪声功率部分，因此式子(2-3)修正为[2.31]：

$$G(dB)=10\log_{10}\frac{P_{signal-out}-P_{noise-out}}{P_{signal-in}} \tag{2-4}$$

2) 增益带宽和增益平坦度

增益带宽定义为光放大器的最高增益G_m下降NdB时所对应的信号光波长范围，单位为nm，通常取N=3。这时，增益G降为G_m的一半，因此，又被称作半高全宽带宽(*FWHM*)；

增益平坦度 *GF*(Gain Flatness)指在整个可用的增益带宽内，最大增益波长点的增益与最小增益波长点的增益之差(*ΔGF*)，单位 dB。在波分复用系统系统中 *GF* 越小越好。否则，各信道的增益不一，特别是在多个 EDFA 级连后，这种增益差值会线性积累，以致到达接受端时，增益高的波长信道可能使接受机输入过载，而增益小的波长信道，则信道比达不到要求，整个系统不能正常工作。因而，单个放大器的 *GF* 应限制在 1dB 以内。

3) 噪声系数 *NF*(Noise Figure)

NF 用来表征光放大器本身的噪声特性，反映信号光在放大前后的信噪比(Signal-to-Noise Ratio, SNR)变化程度，定义为放大器的输入信噪比与输出信噪比之比值，用分贝(dB)来表示，表达式如下：

$$NF\left(dB\right)=10\log_{10}\frac{\left(SNR\right)_{in}}{\left(SNR\right)_{out}} \tag{2-5}$$

式中放大器输入端的信噪比$(SNR)_{in}$与输出端的信噪比$(SNR)_{out}$都是以在将光信号转换成光电流后的电功率来计算的，而不是光功率电平之比。根据噪声系数的定义进一步分析，可将噪声系数表示为[2.32]：

$$NF=10\log_{10}(\frac{S_{shot}}{2hvG^2P_{in}}+\frac{S_{ex}}{2hvG^2P_{in}}) \tag{2-6}$$

上式中右边括号中第一项表示散粒噪声，$S_{shot}=2hvGP_{in}$为由检测到的光信号功率引起的散粒噪声密度，其中v为信号光频率，P_{in}与G分别为光放大器的输入光功率及其增益(线性放大倍数)。第二项表示额外噪声，在给定光功率条件下，与信号功率有关的噪声(散粒噪声除外)通常大于此信号功率下的散粒噪声，即额外噪声，S_{ex}为光放大器产生的额外强度噪声密度，包括信号-自发发射差拍噪声、自发发射-自发发射差拍噪声、剩余泵浦光引起的噪声，以及在光放大器内部由于反射引起的信号相位或频率波动转换而来的强度噪声等。通常，只需额外噪声中前两项作用比较明显，主要是由于它们和散粒噪声共同引起SNR变化，于是，噪声系数可以简化为：

$$NF(dB)=10\log_{10}(\frac{P_{ASE}}{hvB_0G}+\frac{1}{G}) \tag{2-7}$$

其中，B_0表示光谱分析仪的解析带宽，单位Hz。对于精度Δλ为 0.5nm的光来说，$B_0=\frac{c}{\lambda^2}\Delta\lambda=6.2\times10^{10}Hz$，$P_{ASE}$表示测量带宽$B_0$内的放大自发辐射功率。上式表明，只要精确测量到信号光增益与放大自发辐射功率，就可以计算得到噪声系数。噪声

系数的光学测量方法有时域消光法[2.33]、减少光源法[2.34]、偏振削光法[2.35]、信号替代法[2.36]以及折合光源法等多种方法，其目的都是将放大自发辐射功率与信号或其他噪声功率分开。通常，在没有输入信号时，P_{ASE}可以很容易的用光谱分析仪测量得到，但随着输入信号光功率的增加，P_{ASE}会因自饱和而受到压制，此时的P_{ASE}就难以直接测量到。

在本节中，简要介绍了光栅反馈半导体激光器和掺铒光纤放大器的工作原理以及结构组成，以方便调节和操作使得光源稳定运转满足实验要求。光栅反馈半导体激光器和掺铒光纤放大器将分别作为种子源和光放大器来获得高质量光通信波段激光光源，为以后量子光学实验提供实验光源。

2.4 改善激光运转源特性的技术

我们在实验上利用种子源注入光纤放大器获得高功率高质量的激光光源，这种技术高效简捷系统稳定，但是不足之处是光源存在很高的额外噪声。噪声的来源在上节已经提到过，一方面是种子源半导体激光器。半导体激光器中存在三种独立的噪声源：即自发辐射噪声、泵浦噪声和真空耦合噪声。半导体激光器中的自发辐射效应会引起激光相位和强度噪声的起伏，而这一起伏又会引起载流子密度的变化。进一步导致半导体激光介质折射率和增益的变化，从而使得半导体激光线宽增加。另一方面经过光纤放大器后，由于放大自发辐射、信号光与自发发射光差拍以及自发发射光之间差拍等原因还会引入一部分噪声。量子光学实验中，一个理想的光源应该是相干光源，噪声水平是散粒噪声极限，不存在任何额外的噪声。因此，在本节中我们在理论上分析能够降低激光源额外噪声以及压窄其线宽的技术。

2.4.1 采用共焦 F-P 腔反馈的理论

采用高阻抗恒流源驱动可以降低激光器的振幅噪声甚至获得光子数压缩，在这些过程中激光器输出的位相噪声几乎不受影响[2.37]。利用外部平面镜、光纤等反馈系统可以减小激光线宽，且激光的线宽减小与反馈量和$(L/d)^2$成正比[2.38]。其中L是外部反馈元件到LD的距离, d为LD的长度。但平面镜、光纤等的直接反射光反馈属于强反馈，对于提高激光器的全程效率不利，从而对于激光器运转以及噪声的降低也会产生消极影响。采用共焦法布里-珀罗腔(Confocal Fabry-Perot, CFP)反馈的技术[2.38-40]，是利用CFP腔内的共振光强反馈，属于弱反馈技术，不存在上述问题。

共焦 FP 腔(CFP)反馈原理如图 2-6 所示，从半导体激光器(LD)出射的光经过准

直后，部分光入射到 CFP 腔内。从 CFP 腔直接反射的光被挡掉，而只有从腔内反射的部分光才能沿原光路返回 LD 中，这部分携带腔共振信号的光起到反馈的作用。由于 CFP 腔的 Q 值远高于半导体激光器谐振腔的 Q 值，因此 CFP 腔反馈使得激光器线宽被压窄，噪声被降低。并实现对 LD 的频率锁定。图 2-7 中给出了扫描 CFP 腔时各部分输出光的变化情况的理论模拟，此时假设 CFP 腔的输入输出镜反射率均为 95%。从中不难看出只有从 B 反射的光携带了 CFP 腔的共振信号，才能实现对 LD 频率的锁定。而且由于 CFP 是一种很好的色散原件，它的频率选择性使其可以降低位 LD 的位相噪声。

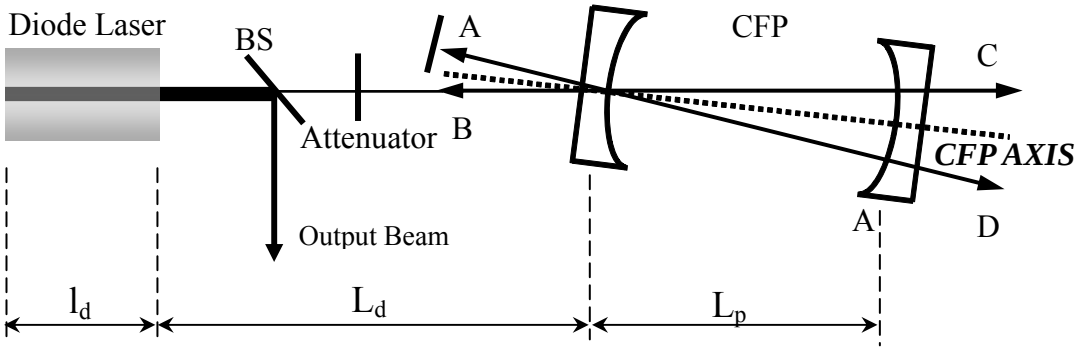


图 2-6　CFP 腔反馈半导体激光器示意图

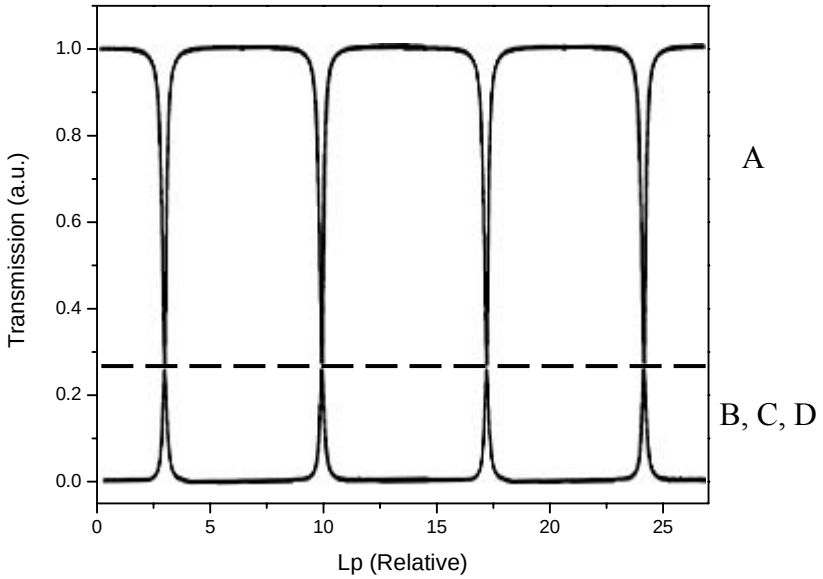


图 2-7　理论计算扫描 CFP 腔时各部分输出光的变化情况

我们可以从理论上详细地推倒这一物理过程，假设半导体材料的响应是瞬时的。考虑单模运转，此时电场运动方程如下[2.41]：

$$\frac{d}{dt}\left(E(t)e^{i[\omega t+\phi(t)]}\right)=\left[i\omega_N+\frac{1}{2}(G-\Gamma)(1+i\alpha)\right]E(t)e^{i[\omega t+\phi(t)]} \tag{2.8}$$

然后在整个介质内进行积分。其中，ω为LD激光频率，$\phi(t)$为位相，$\omega_N=N\pi c/\eta l_d$为腔模的共振频率，ηl_d为LD的光学长度，G为受激发射的净速率，Γ为包括腔镜耦合损耗在内的一切光损耗所引起的光子衰减速率。

考虑 CFP 腔弱反馈情况，上式可以写成：

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt}(E(t)e^{i(\omega t+\phi(t))})&=[i\omega_N(n)+\frac{1}{2}(G(n)-\Gamma)(1+i\alpha)]E(t)e^{i(\omega t+\phi(t))}\\&+\sum_{m=0}^{\infty}K_mE(t-\tau_m)e^{(\omega(t-\tau_m)+\phi(t-\tau_m)}\end{aligned} \tag{2.9}$$

其中 $\tau_m=\tau_d+(2m+1)\tau_p$ 是LD与CFP之间在CFP每次反射时引起的延迟，τ_d是LD与CFP之间来回一次的时间，τ_p是CFP腔内来回一次的时间。耦合系数：

$$K_m=\frac{c}{2\eta l_d}\frac{(1-r_0^{\,2})}{r_0}\sqrt{\beta}r(1-r^2)(r^4)^m \tag{2.10}$$

式中β为功率耦合因子，r和r_0分别是CFP腔镜(假定对称)以及LD的前表面的振幅反射率。

由于 $E(t)$与 $\phi(t)$都是随时间依赖的解，我们只在稳态解附近讨论，则可以分别得到实部和虚部：

$$\omega=\omega_N+\frac{\alpha}{2}(G-\Gamma)-\sum_{m=0}^{\infty}\mathrm{K}_m\sin(\omega\tau_m) \tag{2.11}$$

$$(G-\Gamma)=-2\sum_{m=0}^{\infty}\mathrm{K}_m\cos(\omega\tau_m) \tag{2.12}$$

将式(2.12)代入(2.11)，我们可以得到：

$$\omega=\omega_N-(1+\alpha^2)^{1/2}\sum_{m=0}^{\infty}\mathrm{K}_m\sin(\omega\tau_m+\theta) \tag{2.13}$$

其中，$\theta=tg^{-1}\alpha$，同时我们将(2.10)代入(2.13)，得到：

$\omega_N=\omega+\mathrm{K}\dfrac{\sin[\omega(\tau_d+\tau_p)+\theta]-r^4\sin[\omega(\tau_d-\tau_p)+\theta]}{1+F^2\sin^2\omega\tau_p}$，其中精细常数 $F=\dfrac{2r^2}{(1-r^4)}$，

$\mathrm{K}=(1+\alpha^2)^{1/2}\dfrac{c}{2\eta l_d}\sqrt{\beta}\dfrac{1-r_0^2}{r_0}r\dfrac{(1-r^2)}{(1-r^4)^2}$。我们考虑一个高精细常数的 FP 腔，则 r≈1，

上式变换为：

$$\mathrm{K}=(1+\alpha^2)^{1/2}\sqrt{\beta}\frac{c}{2\eta l_d}\frac{1}{2}\frac{F_{cfp}}{F_d} \tag{2.14}$$

F_{cfp}、F_d分别表示反馈腔以及半导体激光器的精细常数。由此我们得处，被压窄的线宽$\Delta\nu$和$\Delta\nu_0$的关系如下[2.39]：

$$\Delta\nu=\frac{\Delta\nu_0}{(1+2\mathrm{K}\tau_p)^2}=\frac{\Delta\nu_0}{(1+(1+\alpha^2)^{1/2}\sqrt{\beta}\frac{L_p}{\eta l_d}\frac{F_{cfp}}{F_d})} \tag{2.15}$$

由于自由运转的半导体激光器线宽$\Delta\nu_0$相对于肖洛–汤斯极限[2.42]$\Delta\nu_{s.t.}$ 增加了$(1+\alpha^2)$倍[2.43]，即$\Delta\nu_0=(1+\alpha^2)\Delta\nu_{s.t.}$，同时我们假设$2\mathrm{K}\tau_p>>1$，因此上式可以写为：

$$\Delta\nu=\frac{\Delta\nu_{s.t.}}{\beta(\frac{L_p}{\eta l_d}\frac{F_{cfp}}{F_d})^2} \tag{2.16}$$

可以看到，CFP 腔腔长越长、精细度越高越有利于压窄激光线宽，关于实验中CFP 腔的选择我们在后面的一节中详细介绍。

2.4.2 模清洁器的设计

另一种改善输出激光性能的技术就是使用一个无源腔来降低输出激光噪声，并改善其光束质量。相对于固体激光器来说，半导体激光器输出激光的空间模式比较好，但是在以后实验中，例如非经典光场的产生过程、测量过程等，光束之间的模式匹配对于激光空间模式要求就很严格，否则就引入很大的损耗，对实验结果产生消极影响。这种用来改善输出激光性能的无源腔又叫模清洁器。本小节分析了模清洁器的噪声谱特性，首先从理论上说明了模清洁器的工作原理。然后对于模清洁设计过程需要考虑的因素做一个简要的描述。

我们考虑如图 2-8 所示的三镜环形F-P腔构成的模清洁器。其中，A_{in}，A_{refl}，A_{out}，A 分别为模清洁器的输入场、反射场、透射场和内腔场。A_{vac}是从腔镜M_2输入的真空起伏场。经过计算，可以得到模清洁器的透射场和反射场的归一化强度噪声表达式[2.44]：

$$V_{out}=\frac{4k_1k_2V_{in}+(k_2-k_1-k_3)^2+\omega^2+4k_2k_3}{(k_1+k_2+k_3)^2+\omega^2} \tag{2.17}$$

$$V_{refl}=\frac{((k_1-k_2-k_3)^2+\omega^2)V_{in}+4k_1k_2++4k_1k_3}{(k_1+k_2+k_3)^2+\omega^2}$$

其中，V_{in} 为输入场的强度噪声，k_1，k_2 和 k_3 分别为腔镜 M_1，M_2 和 M_3 的透射引入的场的损耗速率：$k_i = t_i^2/2\tau\,(i=1，2，3)$，$t_i$ 为腔镜对场的振幅透射系数，τ 是腔的往返时间，ω 是分析频率。

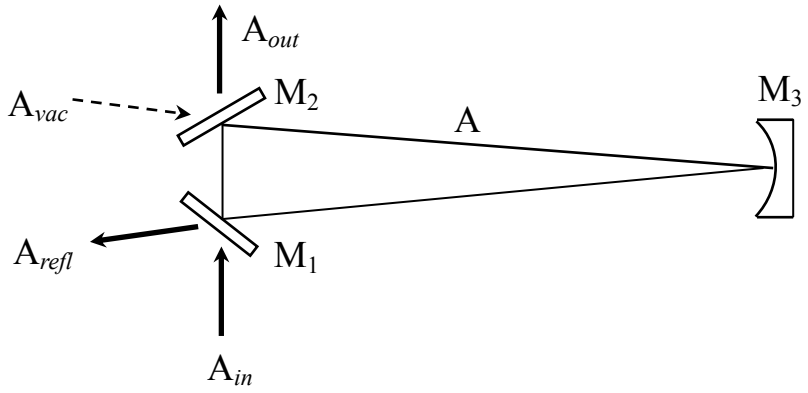


图 2-8　模清洁器示意图

在理想情况下：$k_1 = k_2 = k$，$k_3 = 0$，式(2.17)可以简化为：

$$V_{out} = \frac{\gamma_{cav}^2 V_{in} + \omega^2}{\gamma_{cav}^2 + \omega^2} \qquad (2.18)$$

$$V_{refl} = \frac{\omega^2 V_{in} + \gamma_{cav}^2}{\gamma_{cav}^2 + \omega^2}$$

其中，$\gamma_{cav} = \frac{k_1 + k_2 + k_3}{\tau}$ 为腔的线宽。由式(2.18)我们可以明显看出：当分析频率趋于零时(远小于腔的线宽)，透射场的强度噪声趋于输入场的强度噪声，反射场的强度噪声趋于散粒噪声。当分析频率趋于无穷大时(远大于腔的线宽)，透射场的强度噪声趋于散粒噪声，反射场的强度噪声趋于入射场的强度噪声。也就是，模清洁器类似于一个“低通滤波器”：在低频和从输出镜输入的真空起伏场的噪声则全部反射。根据模清洁器的通低频阻高频的特性，我们就可以利用它来改善激光器的强度噪声，使得通常处，对于入射场和从输出镜输入的真空起伏场的噪声全透；在高频处，对于入射场在几十兆处才能达散粒噪声的光场，在几兆处就可以达散粒噪声极限。

为了有效地降低输出激光的噪声并改善光束的空间模式，模清洁器腔的线宽应该尽可能的窄。获得窄线宽的方法有两种：一是增加腔长；二是提高腔的精细度。使用长腔必然会导致腔的机械稳定性变差，给锁腔带来困难，而且腔精细度过高也会减小透射效率。因此在设计模清洁器腔时，应兼顾窄线宽与透射效率两方面的要求。我们首先根据现有元件的内腔损耗和所需达到的最低透射效率选定输入输出耦

合镜的透射率，然后再根据所要求的腔线宽确定腔的长度。

模清洁器的透射效率：$\eta = \dfrac{4T_1T_2}{\left(T_1 + T_2 + \delta/2\right)^2}$

其中δ为内腔损耗，包括镜面散射以及由凹面镜不完全反射带来的损耗。T_1和T_2表示输入输出镜的透射率。根据所需要最佳透射率来决定腔镜镀膜参数。腔镜参数选定后再确定模清洁器腔长，此时腔长的选取就要由实验中需要的腔带宽决定了。

2.5 高功率连续单频 1560nm 激光光源的研制及运转特性的研究

2.5.1 高功率连续单频 1560nm 激光光源的研制

我们在实验中采用连续单频光栅反馈的半导体激光器作为种子源(德国 TOPICA Photonics AG 公司，型号 DL100)，波长为 1560nm，常温下阈值电流 40mA，最大输出功率 14mW，此时泵浦电流为 200mA。输出激光为垂直线偏振光。要得到高质量的高功率激光光源，种子源的选取特别重要。在第二节中我们提到种子源单频半导体激光器的工作温度和驱动电流影响其运转特性。实验过程中，改变单频半导体激光器的工作温度，半导体激光器的激光线宽会发生改变。这种变化没有规律具有随机性。而且随着温度点的改变，激光器会发生跳模现象。在某些工作温度点，激光器是多纵模运转的。但是改变驱动电流对单频半导体激光器的激光线宽影响不大。因此固定驱动电流，在不同的工作温度点测量种子源的线宽、频率漂移、短期功率波动以及强度噪声，通过综合考虑选取种子源最佳工作点驱动电流 120mA，温度为 21℃。

光栅反馈的半导体激光器可以通过调节光栅转角调节旋钮实现波长粗调，但是在调节过程中波长不是连续变化的，中间会出现突变和阶跃，粗调光栅转角实现在 nm 量级的调谐；而通过扫描驱动光栅的压电陶瓷可以实现连续几十 GHz 的调谐。粗调过程中调节光栅决定了反馈效果，反馈效果的好坏直接决定了激光二极管输出激光是否能够单频运转。

产生 1560nm 高功率连续单频激光光源系统的实验装置如图 2-9 所示。连续单频半导体激光器输出的激光，首先经过光隔离器以实现光的单向传播，防止反馈回的激光影响半导体激光器的正常运转。再经过半波片和偏振分束棱镜分成两束，一束光注入法布里-帕罗腔(F-P 腔)监视半导体激光器的单频运转模式；另一束光作为种子源信号光注入掺铒光纤放大器。全反镜 1(Mirror1)和全反镜 2(Mirror2)用来准直要耦

合的激光光路，通过调节光纤耦合器使得激光种子源最大效率耦合进入掺铒光纤放大器，光束耦合效率为 90%。

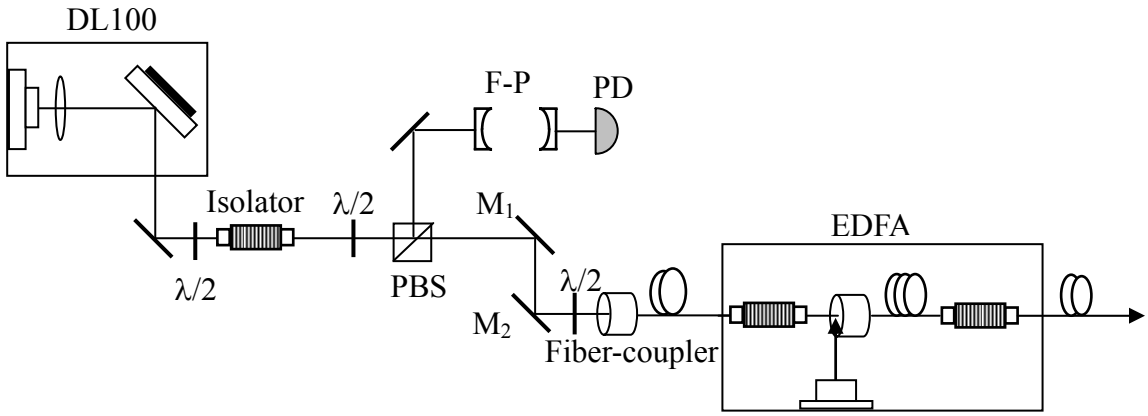


图 2-9　1550nm 高功率连续单频激光光源系统的实验装置

光纤耦合器前面的半波片非常关键，它是用来控制注入光的偏振方向和光纤放大器内部偏振面保持一致。如果一个任意线偏振光注入，则经过光纤放大器放大后输出的光偏振面就在持续不断的旋转，对于后续实验中功率大小的调节控制等非常不便。加上半波片后偏振面的旋转也不能绝对避免，但偏振面旋转却比不加半波片之前小很多。

掺铒光纤放大器(EDFA)利用掺铒光纤作为介质，以 980nm半导体激光器作为泵浦源，可以使 1560nm波长窗口传输的光信号得到有效放大。光纤放大器(美国IPG Photonics公司，型号：EAD-2K-C-LP)，增益带宽为 1540-1563nm，中心波长为 1550nm，其增益典型值为 33dBm，饱和增益为 33.5dBm。光放大后的输出激光为连续单横模 TEM_{00}，光斑直径约为 5mm，线偏振输出。

改变掺铒光纤放大器的泵浦电流，得到掺铒光纤放大器的输出功率与泵浦电流的关系如图 2-10 所示呈线性关系。当种子源信号光的注入功率为 1.0mW，泵浦电流为 2.6 安培(光纤放大器最大泵浦电流)时，掺铒光纤放大器最大单频输出功率为 2.27W。此时放大器放大增益已经趋于饱和，增加种子源注入功率，输出功率将不会继续增加。

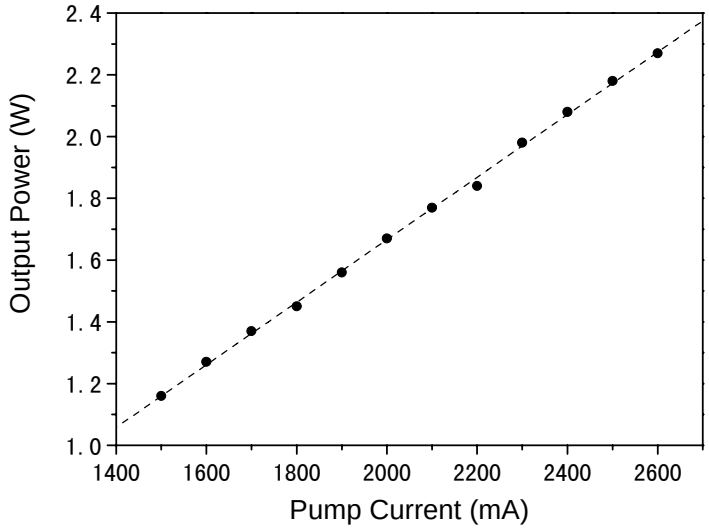


图 2-10　掺铒光纤放大器的输出功率与泵浦电流的关系曲线

在实验中我们采用一个精细度 F=1000 的腔测量了输出激光的线宽，共焦 F-P 腔的自由光谱范围 750MHz。

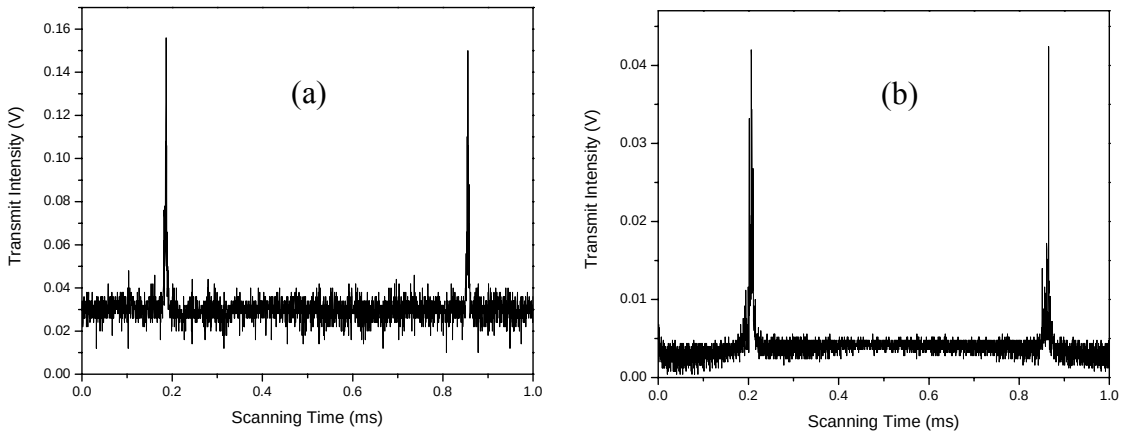


图 2-11　扫描高精细度腔时，(a)半导体激光器透射曲线
(b)光纤放大器输出光透射曲线

图 2-11 (a)为测量半导体激光器线宽时所记录的高精细度腔的透射曲线，光栅反馈连续半导体激光器的线宽为 1.6MHz，同时可以看到激光器单频运转。图 2-11 (b)是测量的经过光纤放大器后输出激光的线宽，线宽为 3.1MHz，同时为单频运转。

衡量一个激光光源重要的标准不仅包括输出光在单位时间内频率的稳定性(通常

我们用线宽来表示)，还包括输出光功率的长期稳定性。我们采用功率计探测到输出光的功率，经过数据采集卡(美国 National Instrument 公司，型号 NI-PC6014)接入计算机，记录了输出激光运转一小时的功率稳定性曲线如图 2-12 所示，长期稳定性优于±1.3%。

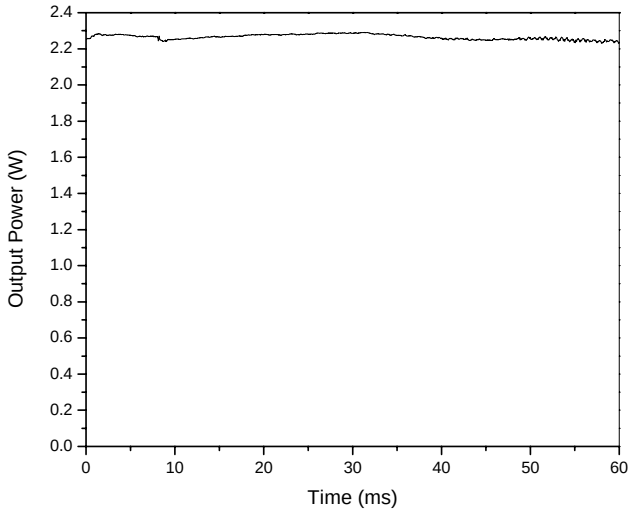


图 2-12　激光光源输出功率长期稳定性曲线

单频半导体激光器以及激光光纤放大器输出的激光，其强度噪声和位相噪声均远高于散粒噪声极限。具体测量噪声数据曲线将在下一节详细介绍，以便和共焦 F-P 腔反馈后噪声做比较。

2.5.2 采用共焦 F-P 腔反馈改善 1560nm 激光光源的运转特性

正如上一节理论分析所述，我们制备了 1560nm 高功率连续波单频激光光源，但是额外噪声很高，频率起伏明显。因此我们采用共焦 F-P 腔弱反馈技术来压窄激光线宽，降低激光噪声。

实验装置如图 2-13 所示，从半导体激光器输出激光经过一个波片和偏振分束棱镜分光系统分束, 一部分光注入光放大器输出；另一部分光入射到共焦腔(CFP)，其中由前镜直接反射的光被腔前小孔光阑挡住，只有 CFP 腔内振荡的激光才能沿原光路反馈回 LD。

从CFP腔镜到激光二极管表面就构成了除光栅外腔反馈后的另一个外腔反馈装置。由于光栅外腔反馈的半导体激光器相对于自由运转激光二极管，精细度要高的多。理论上光学锁定的强度是和反馈腔与激光谐振腔精细度比值的平方成正比[2.39,2.45]，即

激光谐振腔精细度越低或者反馈腔精细度越高，反馈后跟随的范围所占的自由光谱区越宽，更容易锁定而且锁定时间长。但反馈腔精细度越高调节的难度就会增加，这里有个最佳值。我们在实验中用到CFP腔的腔长为 50mm，精细度为 400，自由光谱区为 1.5GHz。从腔镜到激光二极管表面的距离大约为 350mm，我们将CFP腔倾斜 1°放置，使得光线在腔内沿V型简并方式共振传播。

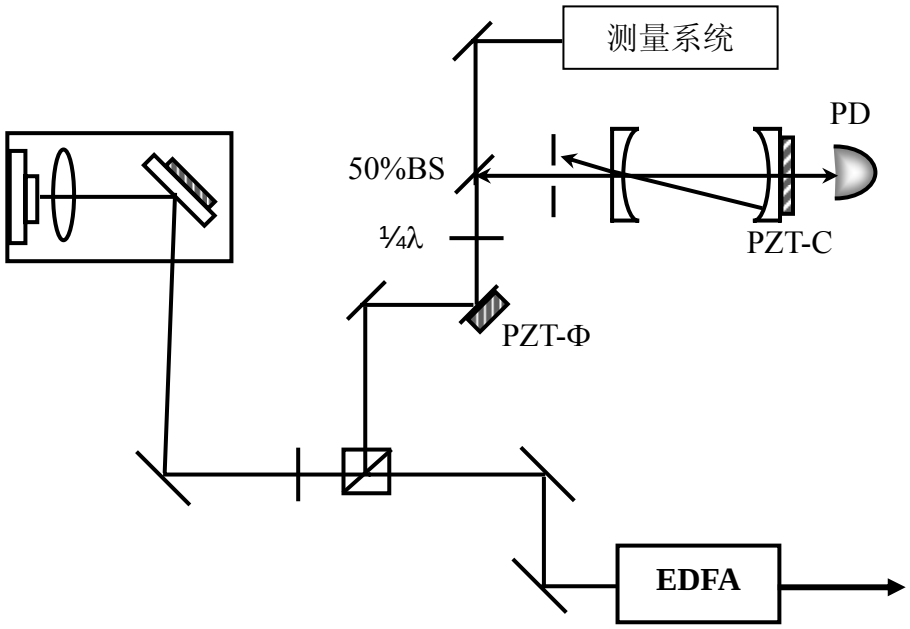


图2-13　CFP腔反馈实验装置图

为了有效控制CFP腔反馈, 我们在CFP腔前导光镜背后以及CFP的后镜上分别装了压电陶瓷PZT-Φ和PZT-C。由于在实验过程中，温度漂移、机械振动等原因会使反馈光路径发生变化，从而引起频率漂移及失锁的情况。PZT-Φ用来控制反馈光路的位相，使得激光频率始终保持在CFP腔的共振频率范围内。而且在实验中半导体激光器和反馈系统一起放置在减震平台上的殷钢板上来隔离外界的震动，并用罩子密封起来来减少气流以及温度的影响。PZT-C用来控制CFP腔腔长，将激光频率锁定在CFP腔共振频率上。如图2-13所示，从分束系统中分出的光经λ/4波片之后，到达CFP腔。因此通过旋转λ/4波片就可以控制反馈光的光强，实验中我们观察到如果反馈量很大的时候，会出现很多模式或者跳模现象，影响激光器稳定运转。

图2-14是扫描CFP腔腔长时，记录下的激光频率跟随CFP腔的锁定曲线。在同一扫描电压下，自由运转时和加入反馈时的一个比较。其中，跟随的范围越宽越容易锁定。

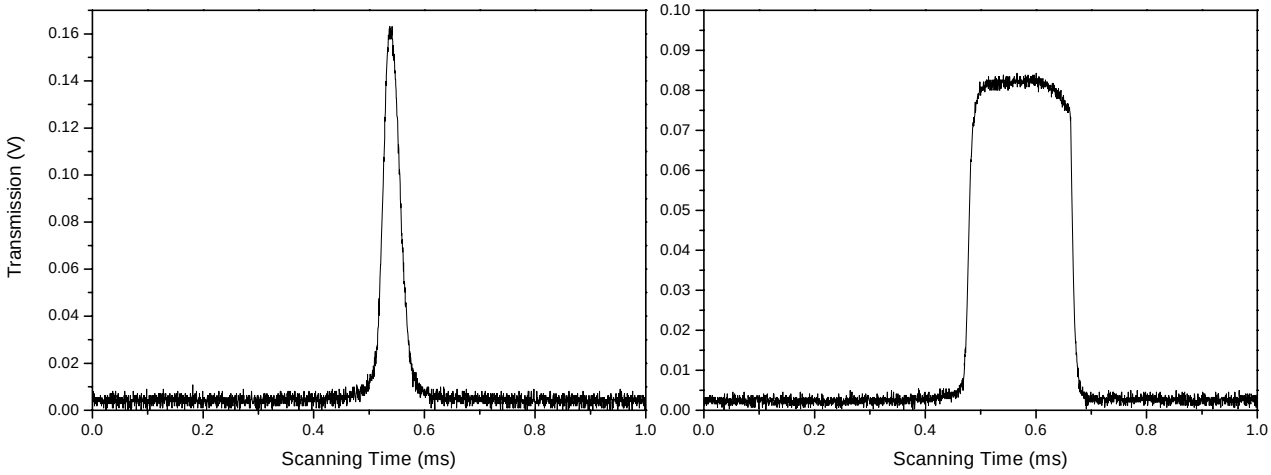


图2-14　扫描CFP腔腔长，自由运转和加入反馈后的比较

在实验装置图 2-13 可以看到，CFP 腔前导光镜中，有一个为 50%分束器，将一部分光分出去用来测量反馈后激光器运转特性。我们采一个高精细度腔(F=1000)测量了经过反馈后，半导体激光器和光纤放大器输出激光的线宽如图 2-15 所示，和图 2-11 相比较，可以很明显地观察到线宽被压窄了，测量结果：半导体激光器输出激光经过反馈后，线宽小于 150kHz，该激光注入光纤放大器后的输出激光的线宽小于 200kHz。这里需要指出的是，半导体激光器输出激光线宽测量值是高精细度腔的极限带宽(F=1000，FSR 为 150MHz)。

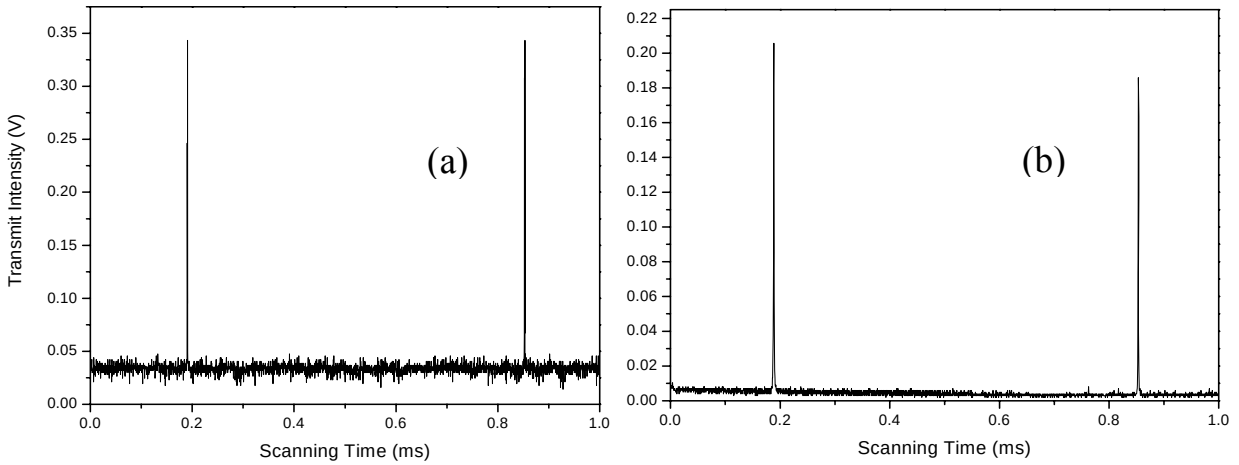


图 2-15　反馈后扫描高精细度 F-P 腔记录：(a)半导体激光器透射曲线
(b)光纤放大器输出光透射曲线

图 2-16 是光纤放大器输出激光在有反馈和无反馈时，扫描高精细度 F-P 腔的透射曲线（灰线是无反馈时的曲线，黑线是有反馈时的曲线）。可以明显地观察到经过 CFP 腔反馈后，输出激光的频率的起伏减少很多，线宽也明显被压窄了。

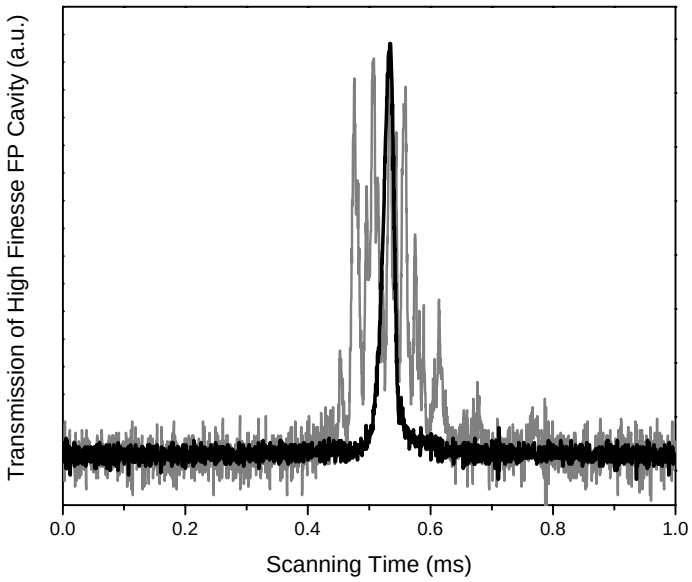


图 2-16　同一扫描电压下精细度 F-P 腔反馈前后透射峰的比较

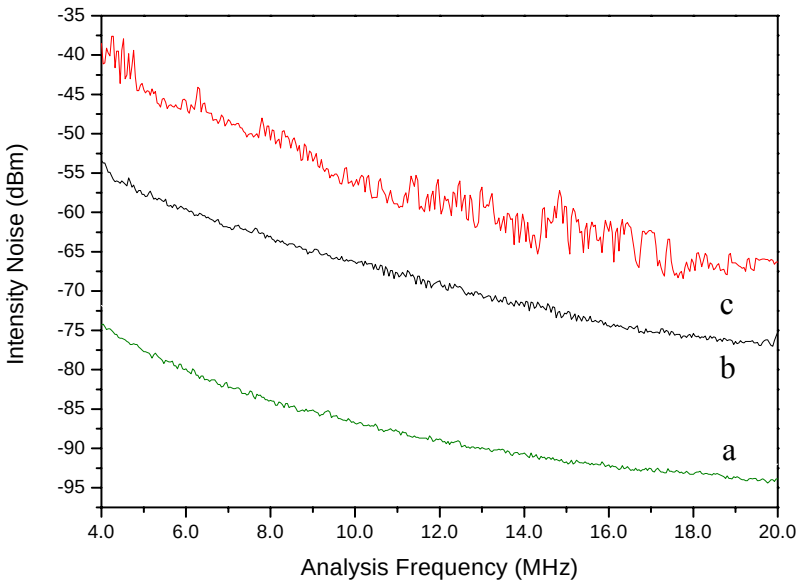


图 2-17　CFP 腔反馈前后 EDFA 输出激光的强度噪声谱

在上述研究的基础上，我们研究了 CFP 腔反馈前后 EDFA 输出激光的强度噪声和位相噪声。

在输出激光的强度噪声测量中，我们采用单个探测器直接测量的方法，用白光给出散粒噪声极限，探测器电子学噪声远低于散粒噪声极限。测量的输出激光的强度噪声谱如图 2-17 所示，曲线 a 为散粒散粒噪声极限，曲线 c 和 b 分别为 CFP 腔反馈前后 EDFA 输出激光的强度噪声谱。可以观察到 CFP 腔反馈使 EDFA 输出激光强度噪声降低了 13dB，但是仍然远高于散粒噪声极限 20dB。要想进一步降低输出激光的强度噪声，使之接近散粒噪声极限，还需要探索别的实验方法。

在输出激光的位相噪声测量中，我们采用了一种可以把激光的位相噪声转化为强度起伏的实验装置[2.46]来间接测量输出激光的位相噪声。实验装置如图 2-18 所示，是一个输入输出不对称的无源FP腔，输入耦合镜透射率T = 8%，输出镜为高反镜R=99.9%。FP腔腔长为 450mm。采用环行腔的优点是相对于两镜驻波腔来说反射光和入射光不重合，提取非常简单，测量的时候只需要将光电探测器放置在反射光路中。所用的探测装置是自己研制的低噪声放大器，光电二极管是中电集团重庆四十四研究所生产的型号为GT3551Y的光电二极管，量子转换效率约为 80%。

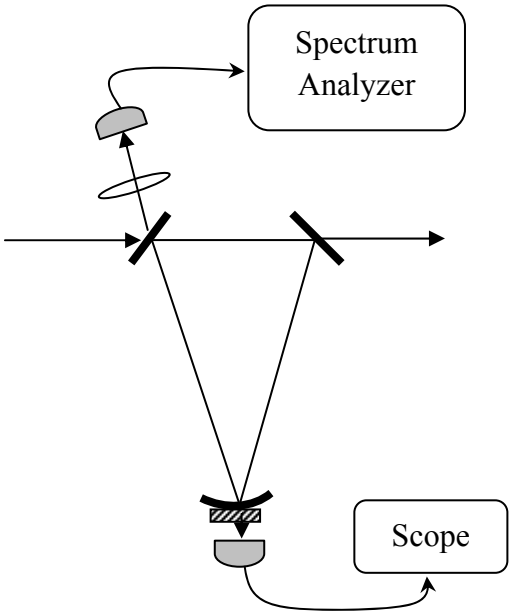


图 2-18　位相噪声的测量装置

我们采用两套位相噪声测量装置，测量了不同分析频率处 CFP 腔反馈前后半导体激光器输出光场以及光纤放大器输出光场的位相噪声，如图 2-19 所示。

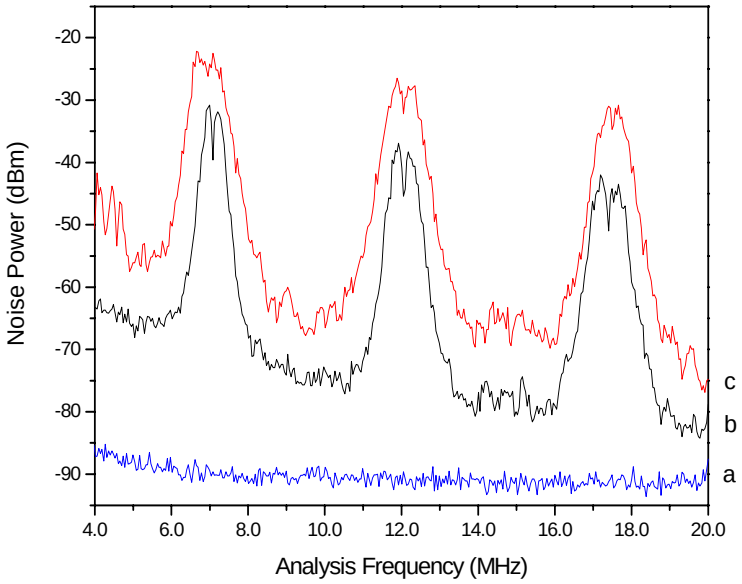


图 2.19(I)　CFP 腔反馈前后半导体激光器的位相噪声

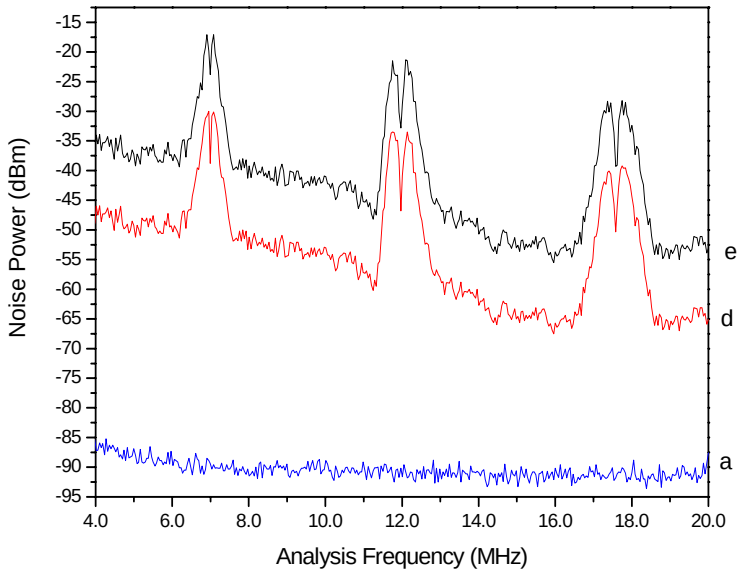


图 2.19(II)　CFP 腔反馈前后光纤放大器输出激光的位相噪声

图 2.19(I)是测量得到的 CFP 腔反馈前后半导体激光器输出激光的位相噪声曲线。曲线 a 为散粒噪声极限，由相同光强的相干态光场给出；曲线 c 为半导体激光

器自由运转状态下，用位相噪声测量装置测量到的输出激光的位相噪声；曲线 b 为 CFP 腔反馈后半导体激光器输出激光的位相噪声。用位相噪声测量装置测量到的输出激光的位相噪声时，当扫描测量腔的腔长，探测器测量得到噪声谱为 M 形状。当测量腔近共振时，噪声功率最大处于 M 峰的峰顶，此时测量的噪声为输出激光的位相噪声；而当腔远失谐时，测量的噪声为输出激光的强度噪声。可以看出，当半导体激光器自由运转时，输出激光的位相噪声远高于散粒噪声极限；经 CFP 腔反馈后半导体激光器输出激光的位相噪声降低了将近 10dB，但仍高于散粒噪声极限 35dB。

图 2.19(II)是测量得到的 CFP 腔反馈前后 EDFA 输出激光的位相噪声曲线。曲线 a 为散粒噪声极限；曲线 e 为半导体激光器自由运转状态下，EDFA 输出激光的位相噪声；曲线 d 为 CFP 腔反馈后 EDFA 输出激光的位相噪声。可以看出，当半导体激光器自由运转时，EDFA 输出激光的位相噪声远高于散粒噪声极限；经 CFP 腔反馈后 EDFA 输出激光的位相噪声降低了将近 15dB，但仍高于散粒噪声极限 50dB。

2.5.3 采用模清洁器过滤激光光源噪声的实验研究

采用共焦腔虽然将输出光的噪声降低了一些，但仍然没有达到散粒噪声极限，我们希望通过模清洁器二次过滤输出激光的噪声使之达到散粒噪声极限。实验中，我们首先设计了一个三镜环形腔模清洁器：由于实验中对功率的要求，我们确定模清洁器的透射效率不低于 60%，综合考虑内腔各损耗为 1%后，设计两个平面镜透射率T_1和T_2均为T_s =1%。我们设计模清洁器的带宽为 2MHz左右，希望输出光噪声在2MHz以后就达到SNL。因此实验中要求模清洁器的腔长为 1.83m(两平面镜距离为30mm，平面镜距离凹面镜各 900mm)。

选择合适的透镜使得模清洁器模式匹配达到最好，实验中我们选择匹配透镜f=300mm，匹配效率达到 98%以上。测的模清洁器精细度为 1000(S 偏振)，400(P 偏振)。模清洁器的腔镜都是固定在同一个整体的大理石板上以减小机械振动对腔的影响，并用罩子密封起来以减小气流的影响。图 2-20 记录了锁定模清洁器后的透射曲线，锁定后透射效率为 70%。后面波动较大的是我们迅速挡掉 CFP 腔反馈后记录的锁定模清洁器透射曲线，同样说明了反馈对频率起伏的改善很有效。但是前面有反馈的透射曲线依然只能锁定在峰值高度的十分之一处。锁定后波动大直接影响了噪声的过滤，经过模清洁器后噪声几乎没有降低。

我们分析可能的原因主要是在装置的机械稳定性上，首先分离元件搭建的模清洁器本身就机械稳定性差，而且大理石板直接放置在减震平台上，隔振效果差一些。

因此我们在实验上正在改进模清洁器的装置，粗步设计是将分离元件整体化，并且将整体化后的腔不直接和平台接触，中间用一层沙来隔振。后续的实验正在进行中。

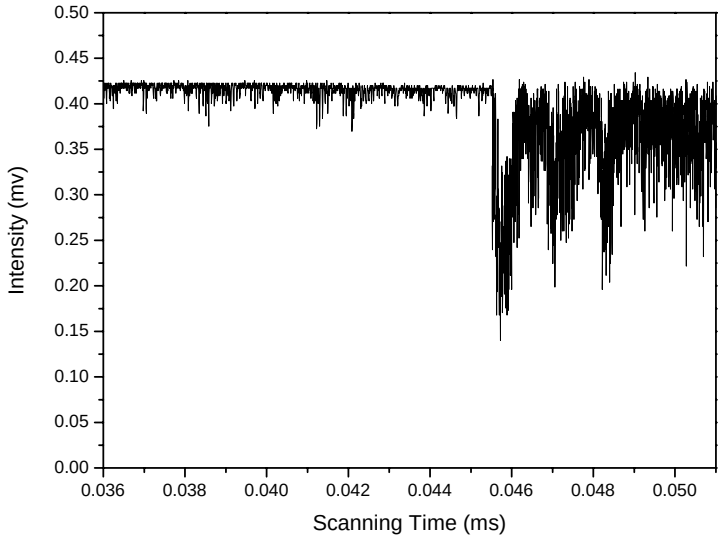


图 2-20 有无反馈时锁定模清洁器后透射功率曲线

2.6 小结

本章首先简要介绍了光栅反馈的半导体激光器和掺铒光纤放大器的工作原理。详细介绍了我们在实验上采用种子源半导体激光器注入光纤放大器的技术和装置，获得了 2.27W 高功率单频 1560nm 激光光源，并采用共焦腔反馈技术压窄激光线宽，降低激光的强度噪声和位相噪声，EDFA 输出激光的线宽由 2MHz 压窄至 200kHz，强度噪声降低了 13dB，位相噪声降低了 15dB，但仍高于散粒噪声极限。

参考文献

[2.1] 蓝信钜，激光技术，科学出版社，第八章 P343.

[2.2] Zhang Yun, Wang Hai, Li Xiaoying, Jing Jietai, Xie Changde, Peng Kunchi, Experimental generation of bright two-mode quadrature squeezed light from a narrow-band nondegenerate optical parametric amplifier, Phys. Rev. A, 2000, **62**, 023813-023816.

[2.3] Li Xiaoying, Pan Qing, Jing Jietai, Zhang Jing, Xie Changde, Peng Kunchi,

Quantum Dense Coding Exploiting a Bright Einstein-Podolsky-Rosen Beam, Phys. Rev. Lett. 2002, **88**, 047904-047907.

[2.4] Jing Jietai, Zhang Jing, Yan Ying, Zhao Fagang, Xie Changde, Peng Kunchi, Experimental Demonstration of Tripartite Entanglement and Controlled Dense Coding for Continuous Variables, Phys. Rev. Lett. 2003, **90**, 167903-167906.

[2.5] 翟泽辉，李永明，王少凯，郭娟，张天才，郜江瑞，连续变量量子离物传态的实验研究, 物理学报, 2005, Vol.**54**, No.6, 2710-2716.

[2.6] Jia Xiaojun, Su Xiaolong, Pan Qing, Gao Jiangrui, Xie Changde, Peng Kunchi, Experimental Demonstration of Unconditional Entanglement Swapping for Continuous Variables, Phys. Rev. Lett. 2004, **93**, 250503-250506.

[2.7] Su Xiaolong , Peng Kunchi, et. al., Experimental Preparation of Quadripartite Cluster and Greenberger-Horne-Zeilinger Entangled States for Continuous Variables, Phys. Rev. Lett. 2007, 98, 070502-070505.

[2.8] E. Snitzer, R. Woodcock, Yb^{3+}–Er^{3+} glass laser，Appl. Phys. Lett. 1965, **6**, 45-46.

[2.9] P. G. Zverev, J. T. Murray, R. C. Powell,and R. R. Basiev, Stimulated Raman scattering of picosecond pulses in barium nitrate crystals, Opt. Commun. 1993, **97**, 59-64.

[2.10] J. T. Murray, D. Smith and W. Austin, R. A. Stolzenberger, Generation of 1.5-mm radiation through intracavity solid-state Raman shifting in $Ba(NO3)_2$ nonlinear crystals, Opt. Lett. 1995, **20**, 9, 10170-1019

[2.11] L. R. Marshall and A. Kaz, J. Eye-safe output from noncritically phase-matched parametric oscillator, Opt. Soc. Am. B 1993, **10**, 9, 1730-1736.

[2.12] W. R. Bosenberg, L. E. Myers and R.L. Byer, Continuous-wave singly resonant optical parametric oscillator based on periodically poled LiNbO3, Opt. Lett. 1996, **21**, 10.713-175

[2.13] Yuye Wang , Jianquan Yao etc., High-peak-power, high-repetition-rate intracavity optical parametric oscillator at 1.57 microns, Chinese Optics Letters 2007, **5**,2.93-95

[2.14] I. Zawischa, K. Plamann, H. Zellmer and A. Tunnermann, All-solid-state neodymium-based single-frequency master-oscillator fiber power-amplifier system emitting 5.5 W of radiation at 1064 nm, Opt. Lett. 1999, **24**, 7,469-471.

[2.15] A. Liem, J. Limpert, H. Zellmer and A. Tünnermann, 100-W single-frequency

master-oscillator fiber power amplifier, Opt. Lett. 2003, **28**,17，1537-1539

[2.16] I. Zawischa, K. Plamann, C. Fallnich, and H. Welling, All-solid-state neodymium-based single-frequency master-oscillator fiber power-amplifier system emitting 5.5 W of radiation at 1 064 nm, Opt.Letter. 1999, **24**, 7, 469-471.

[2.17] P. Webels, M. Auerbach, C. Fallnich, Narrow-linewidth master oscillator power amplifier system with very low amplified spontaneous emission, Optics Communications 2002, **205**, 215-219.

[2.18] S. Hofer, A. Liem, J. Limpert, H. Zellmer, and A. Tunnermann Single-frequency master-oscillator fiber power amplifier system emitting 20 W of power, Opt.Letter. 2001, **26**, 17, 1326-1328.

[2.19] A. Liem, J. Limpert, H. Zellmer, and A. Tunnermann, 100-W single-frequency master-oscillator fiber power amplifier, Opt.Letter, 2003, **28**, 17, 1537.

[2.20] H. Zellmer, A.Tunnermann, H.Welling, V.Reichel, Optical Amplifiers and their Applications, Technical Digest 1997, WC**7-1**, 251

[2.21] V. Dominic, S. MacCormack, R. Waarts, S. Sanders, S. Bicknese, R. Dohle, E. Wolak, E. Zucker, 110 W fibre laser, Electr.Lett. 1999, **35**, 1158-1160.

[2.22] P. A. Champert, S. V. Popov, and J. R. Taylor. 3.5 W frequency-doubled fiber-based laser source at 772 nm, Appl. Phys. 2001, **78**, 17, 2420-2421.

[2.23] R. Ludeke and E. P. Harris, Tunable GaAs laser in an external. dispersive cavity, Appl. Phys.Lett. 1972, **20**, 499-450.

[2.24] D. R. Hjelme and A. R. Mickelson, On the theory of external cavity operated single-mode semiconductor lasers, IEEE J. Quantum Electron, 1987, **QE-23**, 1000-1004.

[2.25] L. Fiqueroa, K. Y. Lau, H. W. Yen, Studies of GaAlAs injection lasers operating with an optical fiber resonator, J Appl Phys. 1980, **51**(11), 3062~3071.

[2.26] K. C. Harvey, C. J. Myatt, External cavity diode laser using a grazing incidence diffraction grating, Opt.Lett. 1991, **16**, 910-912.

[2.27] C. J. Koester, E. Snitzer, Amplification in a Fiber Laser, [J]. Applied Optics, 1964，**3**(10): 1182-1184.

[2.28] S. B. Poole, D. N. Payne, Fabrication and characterization of low-loss optical, [J]. Fibers Containing Rare-Earth Ions lightwave technology, 1986, **LT-4**(7): 870-877.

[2.29] L.Reekie, I.M.Jauncey, S.B.Poole, etal, Diode-laser-pumped operation of an Er^{3+}-doped single-mode fibre laser, Electron. Lett, 1987, **23**, 1076-1078.

[2.30] G. P. Agrawal, Nonlinear Fiber Optics(Second Edition)[M]. Boston：Mass Academic, 1995, 471-521.

[2.31] P. C. Becker, N. A. Olsson, J. R. Simpson, fundamentals and technology [M].USA: Academic Press, 1999.

[2.32] D. M. Baney, P. Gallion, R. S. Tucker, Theory and Measurement Techniques for the Noise Figure of Optical Amplifiers, [J] Optical Fiber Technology, 2000 **(6)** 122-154.

[2.33] D. M. Baney [C]. in OFC' 97, Tech.Digest, Paper Wal, 1997.

[2.34] D. M. Baney, J. Stimple, WDM EDFA gain characterization with a reduced set of saturating channels, IEEE Photon. Technol.Lett, 1996, **8** (12): 1615-1617.

[2.35] J. Aspell, J. F. Federici, B. M. Nyman, D. L. Wilson and D. S. Shenk, in OFC'92, Tech.Digest, Paper TahA4, 1992.

[2.36] S. Poole, In NIST Tech.Digest-symposium on optical fiber measurem -ents, Boulder, CO.NIST special publication 864, 1994, 1-6.

[2.37]Y. Yamamoto and S. Machida, O. Nillson, Amplitude squeezing in a pump-noise-suppressed laser oscillator, Phys.Rev.A 1986, **34**, No.5, 4025-042.

[2.38] B. Dahmani, L. Hollberg and R. Drulliger, Frequency. stabilization of semiconductor lasers by resonant. optical feedback, Opt. Lett. 1987, **12**, No.11, 876-878.

[2.39] P. H. Laurent, A. Clairon, and C. H. Breant, Frequency noise analysis of optically self-locked diode lasers, IEEE J. Quantum Electroni -cs 1989, Vol.25**,** No.**6**, 1131.

[2.40] A. Hemmerich, D. H. Mcintyre, D. Schropp, Ji., D. Mescfede and T. W. Hansch, Optically Stabilized Narrow Linewidth Semiconductor Laser for High Resolution Spectroscopy, Optics Communications, Vol.75, **2**, 118.

[2.41] G. P. Agrawal and N. K. Dutta, Long-wavelength Semiconductor lasers, New York: Van Nostrand Reinhold, 1986 and reference therein.

[2.42] A. L. Schawlow, C. H. Townies. Infrared and optical masers, Phys.Rev. 1958, **112**(6), 1940-1949.

[2.43] C. H. Henry. Theory of the semiconductor lasers, IEEE J Quantum Eletron, 1982, **18**(2), 259.

[2.44] 张宽收，法国巴黎六大与山西大学联合培养博士研究生学位论文，2002

[2.45] Kazuhiro Hayasaka, Frequency stabilization of an extended-cavity violet diode laser by resonant optical feedback, Optics Communications 2002, **206**, 401-409

[2.46] 张　云，张天才，李廷鱼，谢常德，法布里-珀罗腔对相位噪声测量的影响，光学学报，2000, Vol.20, No.**4**, 465-471

第三章　利用准相位匹配晶体(PPLN)外腔谐振倍频产生 780nm 连续单频激光光源的理论和实验研究

3.1 引言

光波的倍频产生，又叫二次谐波产生(Second Harmonic Generation, SHG)是一种典型的非线性光学过程，它源自介质对光场的二阶非线性响应或极化。1961 年，P. A. Franken[3.1]等人首次观察到红宝石激光的二次谐波辐射，验证了非线性的光学现象。倍频技术作为一种频率转换技术，可以将激光光源拓展到更短的波段，在科研和生产中有着广泛的应用。近年来，倍频技术发展的方向是产生更短波长的激光，以更高的倍频效率获得更稳定的输出。

其中，外腔倍频技术是获得高效倍频稳定输出激光的手段之一。1966 年，A. Ashkin[3.2]等人首先提出利用外腔倍频的技术来获得高效稳定的倍频输出。此技术就是在一个外腔中放置倍频晶体再建立一个倍频谐振腔。它的优点是由于谐振腔中共振产生高的内腔循环功率密度，可以最大程度利用泵浦光源能量，产生高效倍频光；而且激光光源和外谐振腔最大限度分立，尽量互相不干扰，使它们各自独立达到最佳状态。随着激光技术的发展以及高质量非线性晶体的出现，使得高效、稳定、连续可调谐非线性光学频率转换技术有了长足发展[3.3]。而且随着准相位匹配技术逐渐趋于成熟，准相位匹配晶体可以利用晶体最大非线性系数进行频率变换，而且在晶体整个透明区域内相互作用的耦合波都可以获得较严格的相位匹配，拓宽了频率变换的波长范围，因而被应用于不同波长范围内频率变换实验[3.4-6]。

本章的主要实验工作是利用上一章所述的高功率 1560nm连续单频激光作为泵浦光源，准相位匹配晶体外腔谐振倍频获得 780nm高功率连续单频激光光源。进行这项工作的目的是利用上述激光光源及光学参量过程获得光通信波段 1560nm量子纠缠态光源，希望利用该量子纠缠源在光纤中可以最低损耗传输、其量子特性尽量保持不变的特点，加快量子器件的实用化进程，促进量子信息技术的发展。同时，780nm高功率激光光源在量子信息存储[3.7]、激光冷却与俘获原子[3.8]、新型量子频标[3.9]等前沿科学研究中也有着广泛的用途。在科研以及实际应用中，大多数期望 780nm光源是一个高功率(百mW量级)窄线宽(~1MHz)光源，才能满足实验要求。过去通常采用钛宝石激光器来提供这样一个 780nm波段光源，但是钛宝石激光器成本很高，而且系统庞大复杂。因此，人们尝试开发新的技术，来更为简捷地产生 780nm光源以满足科研和实用的需求。2003 年，Thompson等人[3.10]采用种子源注入光纤放大器

获得高功率泵浦源并采用单次穿过两块串联的准相位匹配晶体的倍频过程产生了900mW单频 780nm激光源(泵浦功率为 5W)，转换效率为 18%。2006 年，法国Grangier小组[3.11]利用单次穿过一块准相位匹配晶体倍频产生平均功率 80mW的 780nm的光源，转换效率为 10%。采用这种技术来获得 780nm激光光源相对简单一些。因此我们实验上也采用准相位匹配倍频技术来获得后续实验所必需的 780nm激光光源，不同的是我们采用外腔谐振倍频过程，这样可以有效利用泵浦光功率，提高倍频效率。

3.2 理论分析

在本节中，我们首先从原理上简要介绍二阶非线性过程，特别是 SHG 过程；然后介绍准相位匹配晶体的工作原理以及发展背景；并从理论上考虑倍频腔的最优化设计，利用实验参数从理论上讨论影响倍频效率的各种因素以及如何最优化系统获得最佳倍频效率。

3.2.1 二阶非线性过程概述

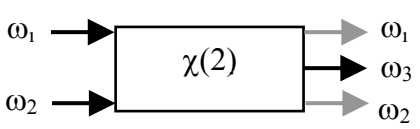
非线性光学发展成为今天这样一门重要的学科，可以说是从激光出现之后开始的。激光问世之前，基本上是研究弱光束在介质中的传播，表征介质光学性质的折射率或极化率是一个常数，与光强无关。介质的极化强度与光波的电场强度 E 成正比，光波叠加时遵守线性叠加原理,这属于线性光学领域。激光的出现提供了强度高和相干性好的光束，例如当光波的电场强度可与原子内部的库仑场相比拟时，光与介质的相互作用将产生非线性效应，反映介质性质的物理量(如极化强度等)不仅与电场强度 E 有关，而且还取决于电场强度的高次方项，从而导致线性光学中不明显的许多新现象出现，这就属于非线性光学领域。宏观的极化量 P 是经过物质的电磁场 E 和 B 的函数，可以展开成一个收敛的级数：

$$P = \chi^{(1)}\tilde{E} + \chi^{(2)}\tilde{E}^2 + \chi^{(3)}\tilde{E}^3 + \ldots \tag{3.1}$$

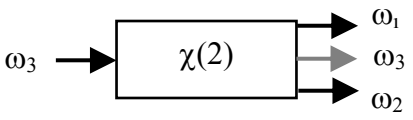
其中χ(1)表示线性极化率，χ(2)和χ(3)则表示电介质中更弱的、更高阶的非线性极化率。χ(1)项描述线性光学效应，例如电光效应等；χ(3)描述三阶非线性效应，例如四波混频、三次谐波产生自相位调制(光学克尔效应 Optical Kerr Effect)、交叉相位调制(交叉克尔效应 Cross-Kerr Effect)、双光子吸收和拉曼过程(Raman Processes)。我们这里着重介绍与 χ(2)相关的光学二阶非线性过程，从(3.1)式中可以看出，二阶非线性效应和电场强度平方成正比，即和光强有关。

光学二阶非线性效应大致可以分为频率上转换和频率下转换两种类型，频率上

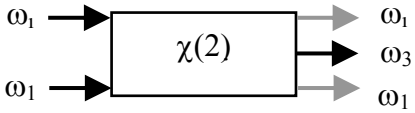
转换是由两个低频的光子经过非线性介质后转换为一个高频光子。频率下转换则是由一个高频光子转换为两个低频的光子。如图3.1所示是光学二阶非线性过程的原理图[3.12]，我们假设两束低频光的能量相等，不考虑相位。图3.1的abcd部分属于四个基本的二阶非线性过程，同一行对应的则是各自的逆过程。图3.1(a)是和频产生(SFG)，两个频率分别为ω_1和ω_2的场相加得到频率为ω_3的场。SFG常用于频率链、微弱信号探测等领域。图3.1(b)是二次谐波产生(SHG)，它是SFG过程的简并形式，此时ω_1和ω_2两个低频光子来自同一光场，频率相等。由于比起其他过程更简单，所以成为一种典型的产生高频光的技术手段。通常，低频率的光场一般称为“基频场”，高频率的光场一般称为“二次谐波场”。关于频率下转换过程的分类我们将在第四章详细讲述。



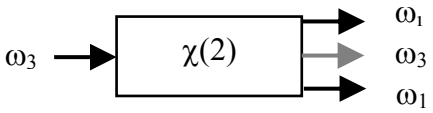
(a)和频 (SFG)



(c)简并光学参量振荡 (SFG)



(b)倍频 (SHG)



(d)非简并光学参量振荡

图3.1 几种基本光学二阶非线性过程

二阶非线性过程必须保证两个守恒条件，能量守恒和动量守恒。ω_1和ω_2表示低频光场，ω_3表示高频光场，则能量守恒可以简单地用频率关系来表示：$\omega_1+\omega_2=\omega_3$。动量守恒用光波矢表示：$K_1+K_2=K_3$。当上面两个等式完全满足的时候，表示系统达到了完全的相位匹配。对没有完全达到相位匹配的情况，我们定义了相位失配量$\Delta k \equiv K_3-(K_1+K_2)$，二阶非线性介质中的波矢$K$和折射率n有如下关系：

$$K_i = n_i\omega_i / c \tag{3.2}$$

其中，i=1,2,3。n_i对应不同频率光波在介质中的折射率。我们考虑特殊的SHG情况($\omega_1=\omega_2$)，当满足上述能量守恒和动量守恒($2\omega_1=\omega_3$, $2K_1=K_3$)时，将(3.2)式代入可以得到：

$$n(\omega_1) = n(\omega_3) \tag{3.3}$$

式(3.3)说明在倍频过程中基频光激发的极化波的相速度和波长由$n(\omega_1)$决定，而产生的谐波场电磁波的相速度和波长由$n(\omega_3)$决定。为了让极化波的能量顺利转移到相应的电磁波，必须满足$n(\omega_1) \approx n(\omega_3)$，也就是说在非线性介质内相互作用的不同频率的两束光波必须在介质内折射率近似相等才能满足波矢相位匹配条件。

我们在实验上采用非线性晶体作为非线性介质，晶体中的折射率一般都是与偏振方向有关的，这种关系使得满足上述相位匹配条件成为可能。通常按光束在介质中传播的偏振方向，将其分为I类相位匹配方式和II类相位匹配方式。I类相位匹配方式指两基频光场偏振方向相同，与倍频光场偏振方向可以垂直也可以一致(e+e-e, o+o-e,e+e-o, o+o-o)。II类相位匹配方式指两基频光偏振方向互相垂直，倍频光的偏振方向与其中一束基频光偏振方向相同(e+o-e, e+o-o)。这里所说的o光和e光指的就是在介质中传播时所定义的寻常光和非常光。

也可以根据光线传播方向与晶体主轴的夹角不同，将其分为临界相位匹配和非临界相位匹配两种。临界相位匹配方式中光线传播方向不与晶体的一个主轴平行，基频光和二次谐波功率的流向(能量密度矢量)将不在一条直线上，它们之间有一个小夹角，经过一段距离后二者不再重合，这种现象叫光束走离(Walk-off)效应，严重限制相互作用的距离。而且临界匹配时波矢失配量Δk对角度的变化比较敏感。这种匹配方式一般通过按特定取向切割晶体实现，优点是可以在常温下实现，缺点是不能有效利用晶体的非线性系数，对入射光方向和环境温度变化比较敏感。非临界相位匹配方式中光线传播方向与晶体的一个主轴垂直，这时没有Walk-off效应，而且波矢失配量Δk对角度的变化不太敏感。临界相位匹配一般通过在常温下使入射光与晶体主轴成特定的夹角来实现，所以又称为角度匹配。非临界相位匹配时，入射光与晶体主轴的夹角已经固定，一般通过改变晶体的温度达到相位匹配，所以又称为温度匹配。

3.2.2 准相位匹配晶体介绍

准相位匹配技术是人们为了突破非线性转换过程中相位匹配条件的限制而提出的一项技术。简单来说就是通过晶体非线性光学系数的周期变化，弥补相互作用光波在晶体中传播时由于色散引起的相位差，从而实现相对相位的匹配，产生有效的非线性效应。通常人们采用双折射晶体中o光和e光的差别来满足相位匹配条件。但双折射相位匹配依赖于材料的固有特性，对于某种具体的非线性材料，只能在某些波长范围内达到相位匹配条件。这样一方面不能利用晶体的最大非线性系数，另一

方面限制了非线性转换过程的波长范围。

准相位匹配技术的概念是在二十世纪六十年代由Armstrong[3.13]和Franken[3.14]分别独立提出，发展到现在这项技术已经非常成熟了。我们以倍频过程为例，它实质上是一种用来补偿由于自然色散而导致的非线性晶体中基频光和倍频光之间的相速度色散的技术。由于基频光(K_1)和倍频光(K_2)相速度不同，传播一个相干长度(L_c)后，K_1和K_2存在一个π的相位差，这时通过对非线性晶体的非线性极化率进行周期性翻转，就可以使得相速度的失配得到周期性地补偿，满足相位匹配条件。这样，基频光就能够有效地转化为倍频光，使倍频光增益得到持续放大。通过准相位匹配技术，在晶体的整个通光区域内晶体的最大非线性极化率就能够被有效利用，而不受晶体整个本身固有双折射特性的限制，无走离效应。

图3.2三条曲线则进一步形象地说明了准相位匹配的概念，三种不同相位匹配情况下二次谐波产生过程中倍频光的增益随着光线传播距离的变化关系。

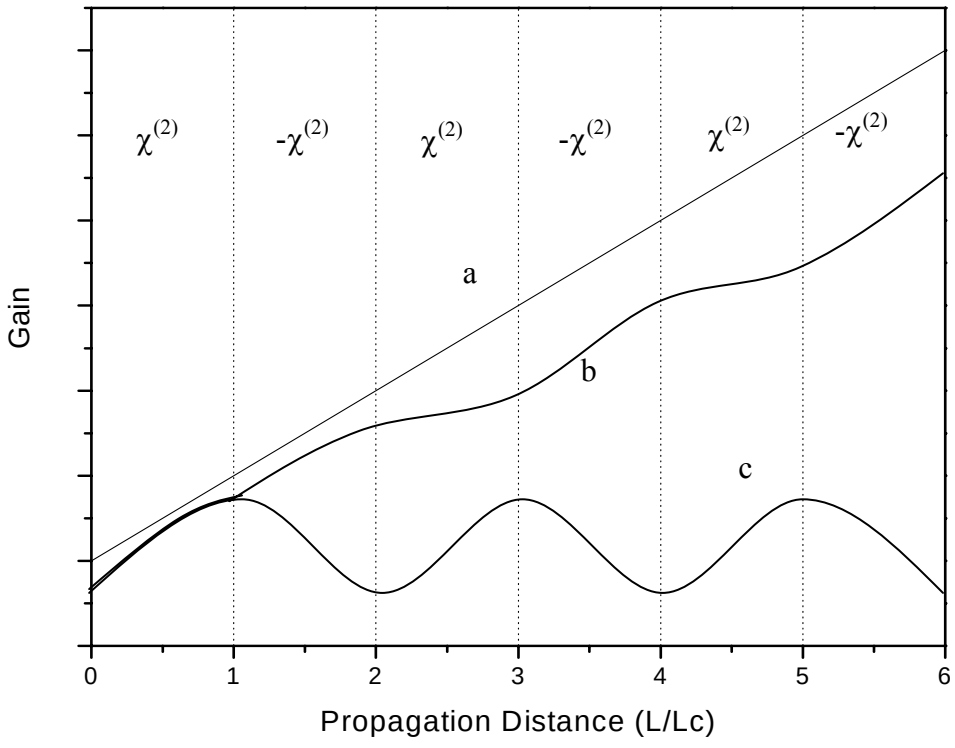


图3.2　二次谐波产生过程中，倍频光增益随着传播距离的变化曲线。曲线a代表严格相位匹配情况；曲线b代表一阶准相位匹配情况；曲线c代表相位失配情况。

通常情况下，在晶体中基频光和倍频光的相位是不匹配的($\Delta k \neq 0$)，这样它们的

能量将随着传播距离的增加而周期性的相互转换，转换的周期为$2L_c$，其中，L_c为相干长度。定义$\Delta k = \pi/L_c$。在这种情况下倍频光的增益得不到有效的放大，如图3.2中曲线c所示。如果采用一阶准相位匹配技术，晶体的二阶非线性极化率以L_c为周期被周期性的反转，如图3.2中曲线b所示，这时相位的失配被周期性的补偿，倍频光的能量能够持续得到增加，而不是周期性地和基频光相互转化。如果能够利用晶体的各向异性特性使相位得到严格的匹配(在晶体中相互作用方向上的任意一点都满足$\Delta k = 0$)，倍频光的能量就能够以较准相位匹配情况更快的速度增加，如图3.2中曲线a所示。从图3.2中，我们还可以看出，对于给定的非线性相互作用方向，严格的相位匹配(双折射匹配)同准相位匹配相比，效率更高。

理论计算表明[3.15]，准相位匹配同双折射匹配相比会引入一个有效非线性系数降低因子：$d_Q = \frac{2}{\pi} d_B$，其中，d_Q为准相位匹配的有效非线性系数率；d_B为双折射匹配的有效非线性系数。但是如果利用晶体的双折射特性来获得相位匹配，晶体的最大非线性系数就无法被利用，可供利用的有效非线性系数比较小，同时在人们感兴趣的某些波长处通过晶体的双折射特性根本无法获得相位匹配[3.16]。而对于准相位匹配来说，由于可以利用晶体的最大非线性系数，即使考虑到引入的有效非线性系数降低因子，它的有效非线性系数还是远远高于双折射匹配情况。例如对于$LiNbO_3$晶体来说，采用准相位匹配和采用双折射匹配相比，增益因子提高了约20倍[3.15]：$(2d_{33}/\pi d_{31})^2 \approx 20$。同时，准相位匹配的相位匹配表达式中多了一项可以控制的量(晶体的非线性系数反转周期)，从而具有更多的自由度：

$$\Delta k = k_3 - 2k_1 - k_m \tag{3.4}$$

其中，$k_m = 2\pi m / \Lambda$，k_m表示m阶傅立叶分量的光栅矢量，Λ表示准相位匹配晶体的极化反转周期。

从六十年代准相位匹配的概念提出后，人们就开始了这项技术的探索历程，具体的方法包括最简单的将晶体薄片按自发极化方向交替变化的方式堆积起来[3.17,3.18]、高温钛扩散[3.19]、在晶体生长过程中进行调制[3.20-23]等。这些办法都存在不同程度的缺陷：如晶体的极化反转周期均匀性很差、极化深度太浅、条件过于复杂导致成本过高等问题，限制了准相位匹配器件的批量生产和实际应用。1993 年, Yamada等人[3.24]首次利用外加电场极化法制备了厚0.2mm的周期极化$LiNbO_3$单晶(PPLN)。至此一种新的制作准相位匹配晶体技术被提出—通过外加电场极化对铁电晶体的铁电畴实现周期性极化反转，从而使得非线性系数反转的方法，这种技术能够以较高的质量、较低的成本、批量生产准相位匹配器件，使得准相位匹配材料由

实验室走向商业化生产。迄今为止，通过利用外加电场周期极化技术，准相位匹配已经在铁电晶体：$LiNbO_3$[3.25]，$LiTaO_3$[3.26]，KTP[3.27]，RTA[3.28]，$KNbO_3$[3.29]中得以实现并能达到实用的水平。我们实验室使用最广泛的准相位匹配晶体是经过周期极化后的$LiNbO_3$[3.30-32]和KTP[3.33,3.34]。

周期极化铌酸锂晶体(PPLN)优点在于：晶体质量较高，有效非线性系数大，而且晶体尺寸可以做到很大。但是PPLN晶体光损伤阈值低、光折变效应明显，因此工作温度必须在100℃以上。而且极化时需要的矫顽场电压很高，大约为20KV/mm，所以目前晶体的厚度做不厚，在1mm左右。KTP晶体在极化时需要的电压仅为$LiNbO_3$晶体的十分之一，所以很容易实现几个毫米厚的周期极化反转(目前报道最厚为3mm)，而且KTP晶体有较高的光损伤阈值，对光折变效应不敏感因此在常温下就可以工作。但是KTP晶体相对于$LiNbO_3$晶体，有效非线性系数要低一些，非线性相互作用效率会低一些。我们在实验中使用周期极化铌酸锂晶体，只要工作点温度控制在100℃以上，完全可以避免光折变效应。

我们实验上采用周期极化铌酸锂晶体进行倍频过程，铌酸锂晶体为负单轴晶体，空间群为R3C(C_{3v}^6)，透光范围为400-5000nm。以下为实验测得的PPLN晶体非常光折射率随着光波波长和晶体温度的变化关系[3.35]：

$$n_i(\lambda,T)=\left(A_i+B_iT^2+\frac{C_i+D_iT^2}{\lambda^2-(E_i+F_iT^2)^2}-G_i\lambda^2\right)^{1/2} \tag{3.5}$$

其中，i=o,e分别表示寻常光和非常光两种情况；T表示晶体工作温度，单位为开尔文(K)；λ表示波长，单位为纳米(nm)。上述关系在波长为400-5000nm，温度为0-400℃范围内都成立。经验公式(3.5)中铌酸锂晶体折射率参数如下表3.1所列，我们可以计算不同波长不同温度下晶体折射率：

表3.1 铌酸锂晶体的折射率参数

i	*A*	*B*	*C*	*D*	*E*	*F*	*G*
o	4.9130	0	1.173×10^{5}	1.65×10^{-2}	2.12×10^{2}	2.70×10^{-5}	-2.78×10^{-8}
e	4.5567	2.605×10^{-7}	0.97×10^{5}	2.70×10^{-2}	2.01×10^{2}	5.40×10^{-5}	-2.24×10^{-8}

要利用PPLN晶体最大非线性系数d_{33}，实验中采用的基频光偏振方向为e偏振光。因此采用的折射率公式用到的是非常光折射率的计算参数。PPLN晶体采用的匹配方式是如前所述的准相位匹配方式，不考虑角度问题，通过控制晶体的工作温度达到最佳的相位匹配，获得高效倍频光输出。我们从理论上计算了晶体在某个极化周期

下所对应的中心温度以及带宽：处于中心温度时，位相失配量为零，倍频效率最高；当温度向中心温度两边偏移时，失配量逐渐增大，倍频效率迅速下降。图3.3给出了归一化的倍频效率随晶体温度变化的理论曲线，我们计算中取晶体极化周期为18.4μm，基频光波长为1560nm，晶体长度为20mm，理论计算出倍频过程中非线性晶体中心温度为176℃，当倍频效率下降到极大值的一半时，此时的温度偏离中心温度的值就是晶体温度的带宽。从图3.3我们可以看出，温度带宽为4℃左右。在同一波长下，晶体的极化周期越短，位相匹配条件所需要的工作温度越高。而中心温度越高，温度带宽容差量越小。

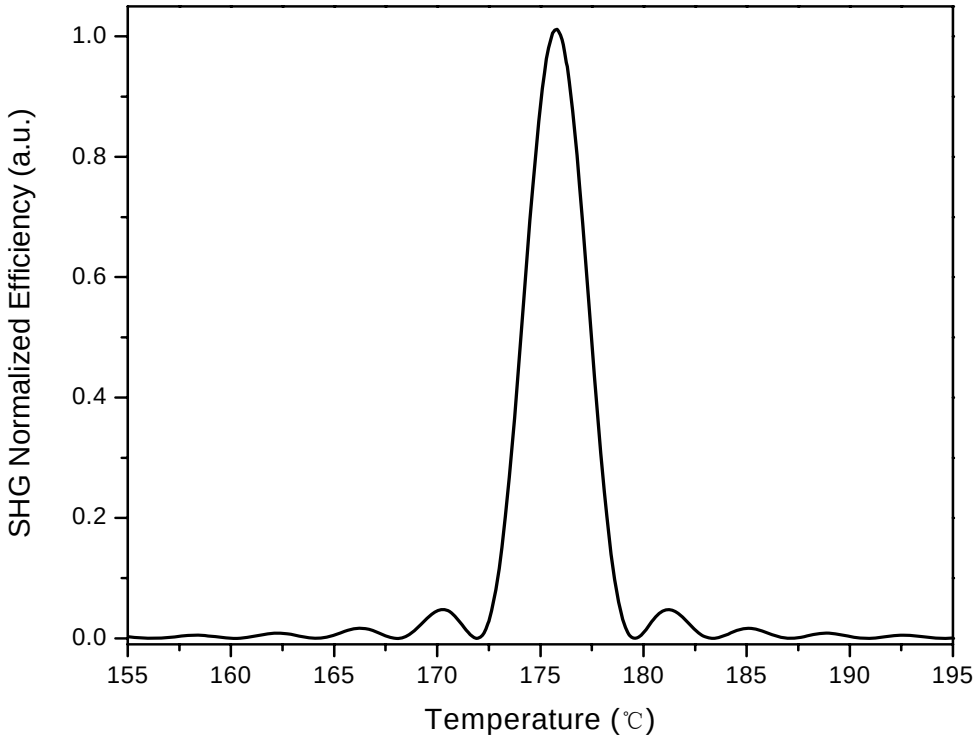


图3.3　归一化倍频效率随晶体温度变化的理论曲线

3.2.3 倍频器的设计

在熟悉了准相位匹配晶体的工作原理和运转特性后，我们考虑倍频器的设计。倍频器主要是由倍频腔和非线性晶体组成。

我们考虑一个两镜驻波腔来作为倍频腔，和环形腔相比较，驻波腔的腔镜数量少损耗小，腔镜镀膜只要求零度入射的反射率容易实现，而且容易调节。首先我们通过已有晶体的固定参数(长度、对基频光和倍频光的折射率和吸收系数以及有效非

线性系数等)来确定最佳倍频条件下的腔长以及腔内腰斑的值。当一束基模高斯光束通过非线性倍频晶体时，如图3.4所示是高斯光束在晶体中传播简图，非线性倍频系数γ_{SH}由下式[3.36]给出：

$$\gamma_{sh}=\frac{16\pi^2 d_{eff}^2 hl}{\lambda_1^3 n_1 n_2 \varepsilon_0 c} \tag{3.6}$$

c是真空中光速，ε_0是真空中的介电常数，n_1和n_2分别是基频光和倍频光在晶体中的折射率，λ_1是基频光波长，，l是晶体长度，d_{eff}是非线性倍频晶体的有效非线性系数，h是Boyd-Kleinman(B-K)聚焦因子，表示了晶体中高斯光束的形状对非线性转换系数的影响。最佳聚焦因子[3.36]：

$$h_{opt}=h(\sigma,\beta,\kappa,\xi,\mu) \tag{3.7}$$

其中，$\sigma=b\Delta k/2$，$b=\omega_0^2 k_1$定义为共焦参数(ω_0是光束腰斑半径)，$\Delta k=2k_1-k_3$表示波矢失配量(K_1,K_3分别表示基频光和倍频光的传播常数)；$\beta=\rho\sqrt{bk_1}/2$，ρ是双折射角；$\kappa=\alpha b/2$，$\alpha=\alpha_1-\frac{1}{2}\alpha_2$，$\alpha_1$、$\alpha_2$分别表示晶体对基频光和倍频光的吸收系数。$\xi=l/b$，$\mu=(1-2f)/l$，如图3.4所示$l$是晶体长度，$f$是光束腰斑到晶体一边的距离，$\mu$则为光束腰斑偏离晶体中心的归一化距离。我们可以通过设计倍频腔的结构来改变共焦参数，从而达到优化最佳聚焦因子的目的，使得高斯光束最佳聚焦，提高倍频效率。

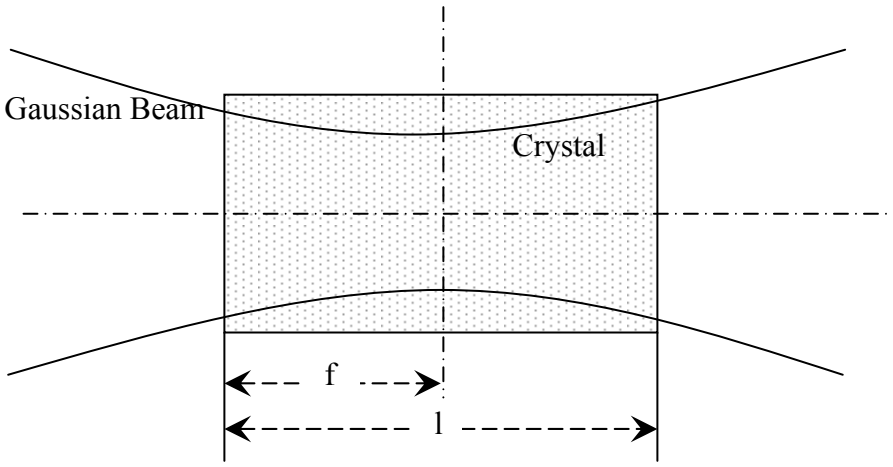


图3.4　晶体中的高斯光束

在倍频器的设计中主要考虑的就是如何实现模式匹配和阻抗匹配，从而实现高效倍频。模式匹配就是通过设计腔长腰斑等得到最佳聚焦因子，使得光束腰斑最佳聚焦与晶体中心，并和腔模腰斑很好地匹配，从而提高有效相互作用转换效率，并

获得高的倍频光功率。

我们通过理论拟合以及对腔的设计，达到模式匹配的要求。其中，理论计算最佳聚焦因子以及非线性倍频系数时用到各参数数值如下表3.2所示，将这些数值代入式(3.6)，(3.7)可得求出：聚焦因子h=0.6，非线性倍频系数γ_{SH}=0.00112。

我们在实验上利用激光光束单次穿过晶体准确地测量了晶体的非线性倍频系数γ'_{SH}=0.00175。和理论拟合的数值相差不大，存在差别的可能原因是由于我们在理论计算中给出的晶体有效非线性系数d_{eff}是晶体在1064nm波段的非线性系数，在1560nm波段还是有一定的差别。我们通过实验测量到的非线性倍频系数γ'_{SH}，可以反向推导出非线性晶体在1560nm波段所对应的准确的最大非线性系数，进而可以再进行理论计算，减少不必要的理论与实验的误差，获得接近具体实验的理论指导。

表3.2　倍频腔部分参数表

参数	符号	数值
基频光波长	λ_1	1560nm
倍频光波长	λ_2	780nm
晶体折射率(基频)	n_1	2.13462
晶体折射率(倍频)	n_2	2.14406
晶体长度	l	20mm
晶体吸收系数(基频)	α_1	0.1%cm^{-1}
晶体吸收系数(倍频)	α_2	0.1%cm^{-1}
晶体双折射角	ρ	0
有效非线性系数	d_{eff}	9.03×10^{-8}esu.
光束腰斑到晶体一边的距离	f	10mm
光束腰斑	ω_0	64μm
倍频腔长	L	55mm

在得到较为准确的非线性倍频系数后，我们在理论上计算如何达到倍频过程中阻抗匹配。阻抗匹配就是选择一个合适的输入耦合镜的透射率，使得泵浦基频光全部耦合进入倍频腔，反射光场强度为零，如图3.5所示。提高基频光在腔内的循环功率，从而获得更高功率的倍频光输出。倍频腔输入耦合镜M1的最佳透射率与非线性倍频系数、最大泵浦功率均有关系。我们定义r_m为腔的反射率，表示内腔循环功率P_c在腔内循环一周所剩下的比率：$r_m = t^2 \times t_{sh}^{\ 2} \times r_2$，其中，$t=1-\delta$，$\delta$为所有的内腔损

耗，包括晶体的吸收、散射等引起的对基频光的损耗。$t_{sh}=1-\eta_{sh}$，η_{sh}为基频光转换为倍频光的效率，$\eta_{sh}=\gamma_{sh}\times P_c$，$r_2$为倍频腔输出耦合镜M2对基频光的反射率。

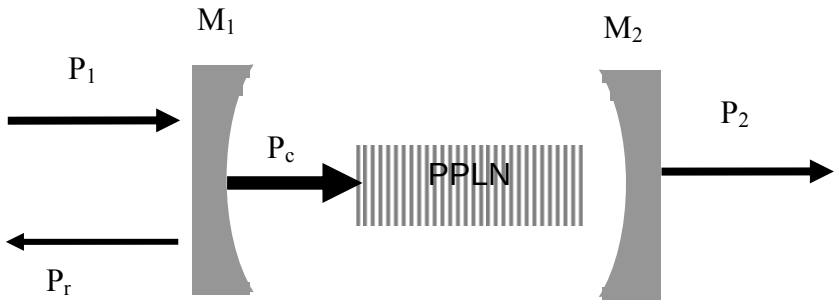


图3.5　倍频腔示意图

基频光反射光功率以及内腔循环功率可以表示为[3.2]：

$$\frac{P_r}{P_1}=\frac{(\sqrt{r_1}-\sqrt{r_m})^2+4\sqrt{r_1 r_m}\sin^2\psi/2}{(1-\sqrt{r_1 r_m})^2+4\sqrt{r_1 r_m}\sin^2\psi/2} \tag{3.8}$$

$$\frac{P_c}{P_1}=\frac{t_1}{(1-\sqrt{r_1 r_m})^2+4\sqrt{r_1 r_m}\sin^2\psi/2} \tag{3.9}$$

式中，ψ为基频光在倍频腔中往返一周后的相移，r_1、t_1分别表示输入耦合镜的反射率和透射率。当倍频过程中基频光共振时，$\sin^2\psi/2=0$，则式(3.8)、(3.9)可以简化为如下表示：

$$\frac{P_r}{P_1}=\frac{(\sqrt{r_1}-\sqrt{r_m})^2}{(1-\sqrt{r_1 r_m})^2} \tag{3.10}$$

$$\frac{P_c}{P_1}=\frac{t_1}{(1-\sqrt{r_1 r_m})^2} \tag{3.11}$$

从式(3.10)可以看出，当$r_1=r_m$时，$P_r=0$，此时基频光反射场功率为零。基频光全部耦合进入倍频腔，实现倍频过程的阻抗匹配。而此时的输入耦合镜最佳透射率t_{opt}可以表示为：$t_{opt}=t_1=1-r_m$，结合实验上已知参数可以求得输入耦合镜的最佳透射率以及相对应的最佳倍频效率，相应的求解程序采用mathematic程序。我们求得在最大基频光泵浦功率为1W时，t_{opt}=9.35%。由于实验室现有的输入镜对于基频光透射率为5%、9%和13%三种，它们对应的谐波功率、倍频效率和泵浦功率的关系分别如图3.6所示，从图中可以看出，在1W左右泵浦的情况下，透射率为9%的输入耦合镜效果最好。和我们理论计算的最佳透射率基本吻合，最大泵浦功率为1W时，t=9%左右倍频

效率最高。在泵浦功率小于700mW时，t=5%的输入镜倍频效率最高，继续增加泵浦功率，则转换效率曲线趋于平坦。如果泵浦功率继续增加的话，从理论曲线上看，t=13%的输入镜倍频效率将会超过t=9%的倍频效率。因为不同的泵浦功率对应的内腔循环功率不同，因此相应的最佳透射率也就不同。

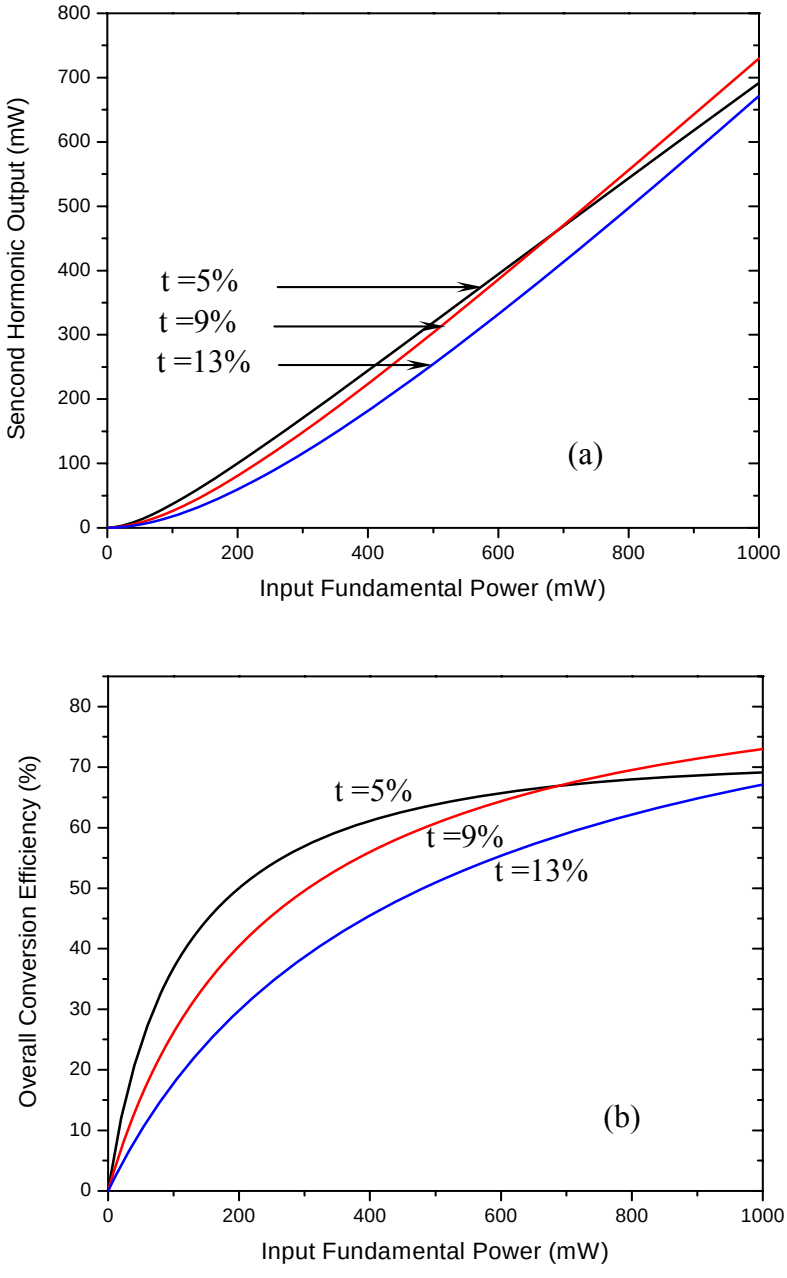


图3.6　不同输入耦合镜透射率下，(a)谐波输出功率随泵浦功率的变化曲线，(b)倍频效率随泵浦功率的变化曲线

在上述理论计算的过程中，我们大概估算内腔损耗δ=0.1%。图3.7所示给出了在最佳透射率t=9%时，不同内腔损耗对于谐波输出功率以及倍频效率的影响。

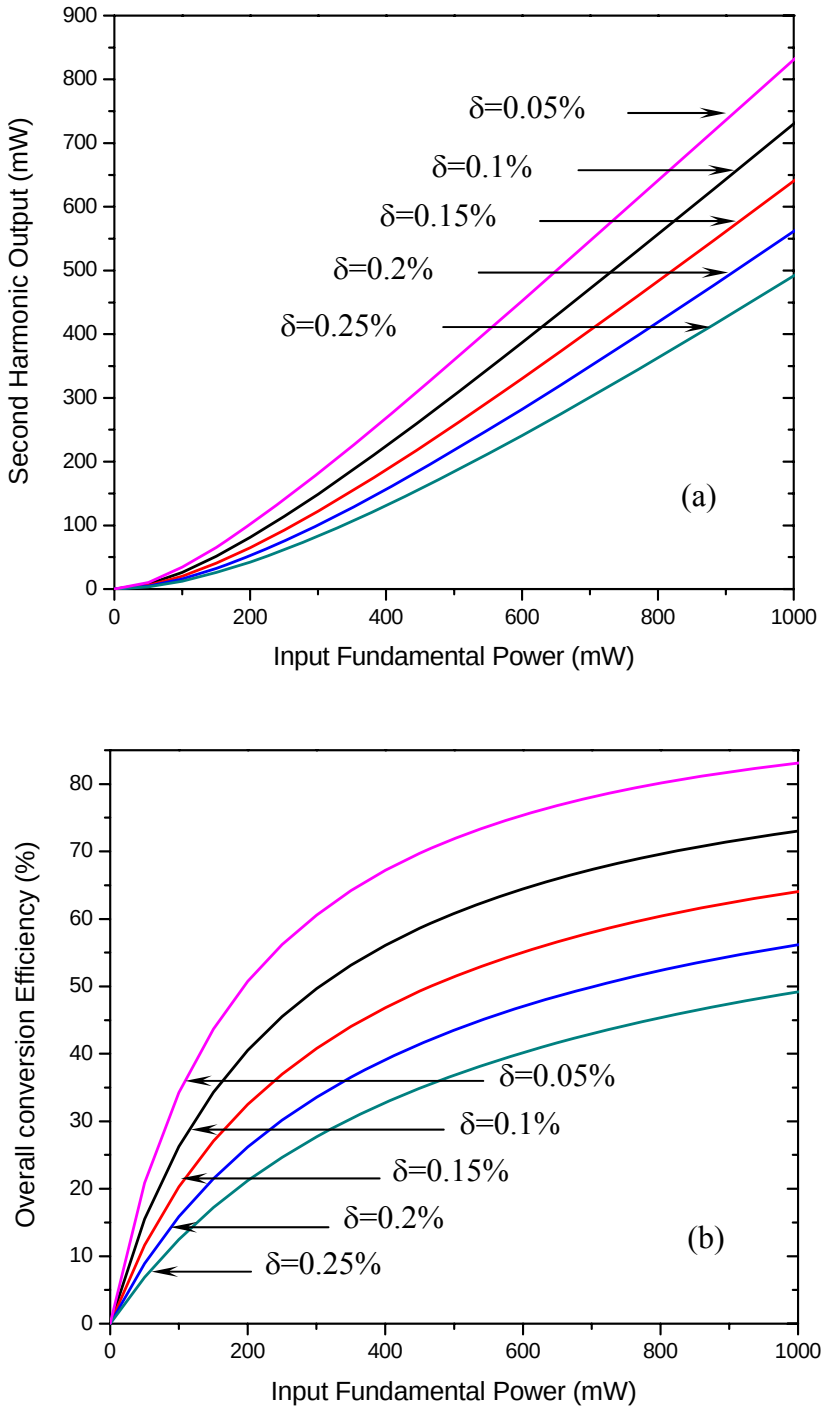


图3.7　不同内腔损耗下，　(a)谐波输出功率随泵浦功率的变化曲线，(b)倍频效率随泵浦功率的变化曲线

从图3.7可以看出内腔损耗对于谐波输出功率以及倍频效率的影响很大，在1W泵浦时(t=9%)，内腔损耗每增加0.05%，倍频效率下降就介于5%-10%之间。因此在实验中，我们尽可能选用优质的光学元件、定期清洁光学元件表面防止灰尘的吸附等降低内腔损耗。

在实验中，我们通过观测倍频器透射谱特性就可以准确计算出内腔损耗的数值，即腔的精细度反应了腔的损耗特性。通过实验上的估测，再进行理论计算的话，会更加接近实验上的真实情况，得到较好的结果。

3.2.4 影响倍频效率的参量

上一节我们是定性地分析，通过对倍频器的设计实现模式匹配和阻抗匹配，获得最佳倍频效率。在这一节，我们一一列举影响倍频效率的参量以及定量地分析其在倍频过程中的容差特性。

在二次谐波过程中，所产生的谐波功率表示为：

$$P_2=\frac{1}{2}n_2\cdot c\cdot\varepsilon_0\left|E_2\right|^2=\frac{8\pi^2L^2d_{eff}{}^2P_1^2}{n_1{}^2n_2\lambda_1{}^2c\varepsilon_0}\sin c^2(\frac{\Delta k\cdot L}{2}) \tag{3.12}$$

其中这些参数所代表的物理意义在上一节我们都描述过了。我们定义倍频效率$\eta_{\mathrm{SHG}}=\frac{\left|P_2\right|}{\left|P_1\right|}$，代入(3.12)式则可以得到：

$$\eta_{\mathrm{SHG}}=\frac{8\pi^2L^2d_{eff}{}^2P_1}{n_1{}^2n_2\lambda_1{}^2c\varepsilon_0}\sin c^2(\frac{\Delta k\cdot L}{2}) \tag{3.13}$$

此时倍频效率η_{SHG}和泵浦功率P_1以及非线性晶体长度L均有关系，我们定义归一化的倍频效率η_{N}，$\eta_{\mathrm{N}}=\frac{\eta_{\mathrm{SHG}}}{\left|\mathrm{P}_1\right|\cdot L^2}$，代入(3.13)式可以得到归一化后的倍频效率为：

$$\eta_{\mathrm{N}}=\frac{8\pi^2d_{eff}{}^2}{n_1{}^2n_2\lambda_1{}^2c\varepsilon_0}\sin c^2(\frac{\Delta k\cdot L}{2}) \tag{3.14}$$

由式(3.14)我们可以看出，归一化后倍频效率正比于$\sin c^2(\frac{\Delta k\cdot L}{2})$，其余系数为常数项。从上一节我们知道，对于准相位匹配技术倍频过程，波矢失配量表示为：

$$\Delta k=k_2-2k_1-k_m=\frac{2\pi n_2}{\lambda_2}-2\cdot\frac{2\pi n_1}{\lambda_1}-\frac{2\pi m}{\Lambda} \tag{3.15}$$

因此我们能得到：$\eta_N\propto\Delta k(\lambda_1,T,\Lambda)\cdot L(T)$，归一化倍频效率和基频光波长带

宽、非线性晶体温度、非线性晶体极化周期均有关系。我们分别将以上参量作为变量来分析其变化对于归一化倍频效率η_N的影响。当变量处于中心值的时候，位相失配为零，η_N为极大值。下面我们将考虑当η_N下降当最高效率极大值的一半时，各变量的容差范围，以便在后续的实验中对于各参量的控制和调节有一个数量级上的概念。此时与位相失配量有关的变量$\sin c^2(\Delta k \cdot L/2) = 1/2$，我们可以求得此时$(\Delta k \cdot L/2) = 1.391$。若ζ属于位相失配量中的一个任意变量，则位相失配量以ζ为变量进行泰勒展开如下[3.16]：

$$\Delta k(\zeta,\tau) = (\zeta - \zeta_0)\cdot\frac{\partial \Delta k}{\partial \zeta} + (\tau - \tau_0)\cdot\frac{\partial \Delta k}{\partial \tau} + \frac{1}{2}(\zeta - \zeta_0)^2\cdot\frac{\partial^2 \Delta k}{\partial \zeta^2} + \ldots \quad (3.16)$$

忽略掉二阶以及高阶小量，我们可以得到变量ζ的变化量表达如下：

$$\delta\zeta = \zeta - \zeta_0 \xrightarrow{\tau=\tau_0} \delta\zeta = \Delta k \cdot \left|\frac{\partial \Delta k}{\partial \zeta}\right|^{-1} = \frac{2.782}{L}\cdot\left|\frac{\partial \Delta k}{\partial \zeta}\right|^{-1} \quad (3.17)$$

1、晶体极化周期带宽$\delta\Lambda$

(3.15)等式两边分别对于λ_1求微分，可得：$\frac{\partial \Delta k}{\partial \Lambda} = \frac{2\pi m}{\Lambda^2}$，极化周期带宽容差为：

$$\delta\Lambda = \Delta k \cdot \left|\frac{\partial \Delta k}{\partial \Lambda}\right|^{-1} \quad (3.18)$$

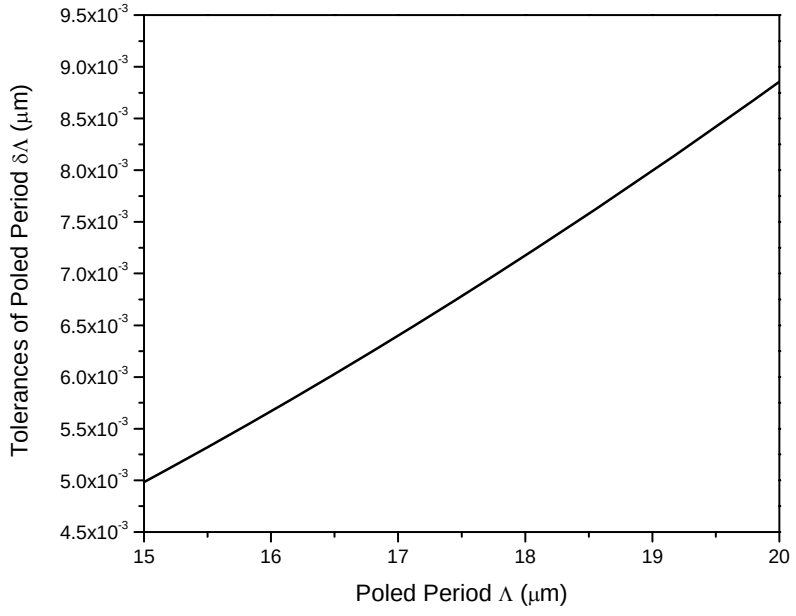


图3.8　极化反转周期带宽 $\delta\Lambda$ 和极化周期的关系

图3.8所示给出了不同极化周期所对应的容差数值。不同波长所对应极化周期不同，相应的带宽也不同，极化周期越长，所对应的带宽容差越大。我们在实验上用到的非线性晶体为周期极化铌酸锂晶体，m阶傅立叶分量的光栅矢量为1，长度为20mm，基频光波长为1560nm，所采用的极化周期一般从18μm到19μm左右。

2、泵浦光波长带宽 $\delta\lambda_1$

(3.15)等式两边分别对于λ_1求微分，可得：

$$\frac{\partial\Delta k}{\partial\lambda_1}=\frac{2\pi}{\lambda_1}\left(\frac{n_2-n_1}{\lambda_1}+\frac{\partial n_1(\lambda_1,T)}{\partial\lambda_1}-\frac{1}{2}\frac{\partial n_2(\lambda_1,T)}{\partial\lambda_1}\right) \tag{3.19}$$

因此可得到泵浦光波长带宽 $\delta\lambda_1$ 表示为：

$$\delta\lambda_1=\frac{0.4429\lambda_1}{L}\left|\frac{n2-n1}{\lambda_1}+\Gamma\right|^{-1} \tag{3.20}$$

其中，$\Gamma=\frac{\partial n_1}{\partial\lambda_1}-\frac{1}{2}\frac{\partial n_2}{\partial\lambda_1}$，我们根据折射率经验公式(3.5)可以求得泵浦光波长带宽容差，如图3.9所示为 $\delta\lambda_1$ 随波长变化的曲线。

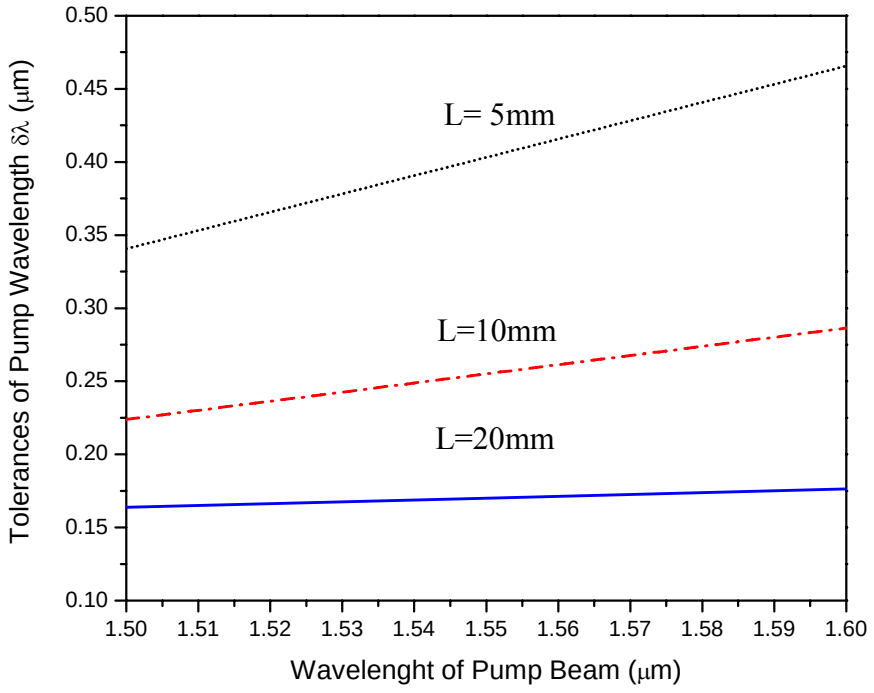


图3.9　泵浦光波长带宽随泵浦光波长的变化关系

图中我们给出不同的非线性晶体相互作用长度下，泵浦波长带宽随泵浦光波长的变化。相互作用长度越短，对于泵浦波长的容差范围越大，而且随着泵浦波长的变化容差也逐渐增加。我们为了提高转换效率，所以采用相互作用长度比较长的非线性晶体(L=20mm)，从图3.9看出在L=20mm的情况下，要求泵浦波长带宽相对较小，而且随着泵浦波长的变化不是很大。

3、晶体温度带宽 ΔT

在3.2.2节我们已经给出了理论上所计算归一化倍频效率随温度调谐的变化关系，而且给出在现有实验条件下(λ=1560nm,L=20mm，Λ=18.4μm)的温度带宽为4℃左右。这里我们从数值上也严格求解温度带宽 ΔT，并给出不同相互作用长度的晶体温度带宽变化情况。

同理，对(3.15)等式两边分别对于T求微分，此时由于晶体长度不是一个常量，我们同时也要考虑晶体长度随温度的变化，因此微分公式可表示为：

$$\frac{\partial}{\partial \mathrm{T}}(\Delta k, L) = L \cdot \frac{\partial \Delta k}{\partial T} + \Delta k \cdot \frac{\partial L}{\partial T} \tag{3.21}$$

在这里我们定义晶体的非线性热膨胀系数α为：$\alpha = \frac{1}{L} \cdot \frac{\partial L}{\partial T}$，它是表征晶体的一个参数，对于铌酸锂晶体α的具体数值如下表3.3所示。

表3.3　铌酸锂晶体非线性热膨胀系数

	偏正方向	热膨胀系数/℃$^{-1}$	温度适用范围/℃
α_a	垂直偏振	16.7×10^{-6}	0-800
α_c	水平偏振	2×10^{-6}	0-600

将式(3.21)展开如下：

$$\frac{\partial}{\partial \mathrm{T}}(\Delta k, L) = L \cdot (\frac{2\pi}{\lambda_2} \cdot \frac{\partial (n_2 - n_1)}{\partial \mathrm{T}} + \frac{m}{\Lambda^2} \cdot \frac{\partial \Lambda}{\partial \mathrm{T}}) + \Delta k \cdot \alpha L \tag{3.22}$$

极化反转周期 $\Lambda = \frac{2m\pi}{k_2 - 2k_1} = \frac{m\lambda_2}{n_2 - n_1}$，而且对极化反转周期有 $\frac{\partial \Lambda}{\partial \mathrm{T}} = \alpha \Lambda$ [3.16]，

令 $\Delta n = n_2 - n_1$，那么我们可以将式(3.22)化简为：

$$\frac{\partial}{\partial \mathrm{T}}(\Delta k, L)=0.4429\alpha+\frac{2\pi L}{\lambda_2}(\frac{\partial \Delta n}{\partial \mathrm{T}}+\Delta n\cdot\alpha) \tag{3.23}$$

温度调谐带宽 $\Delta T=2\delta T$，δT 根据(3.23)式可以求出：

$$\Delta T=2\Delta k\cdot(0.4429\alpha+\frac{2\pi L}{\lambda_2}(\frac{\partial \Delta n}{\partial \mathrm{T}}+\Delta n\cdot\alpha))^{-1} \tag{3.24}$$

图3.10给出了晶体温度带宽在不同相互作用长度下随温度变化关系，晶体中心温度偏高时，温度带宽会变小一些。因此，在实验中在避免晶体双折变效应的前提下，尽量在温度偏低的工作点进行实验，一方面温度容差大一些容易实现位相匹配条件，另一方面也容易控制。不同的相互作用长度依然有不同的温度容差，相互作用长度短的温度容差大，但是存在转换效率低的问题。

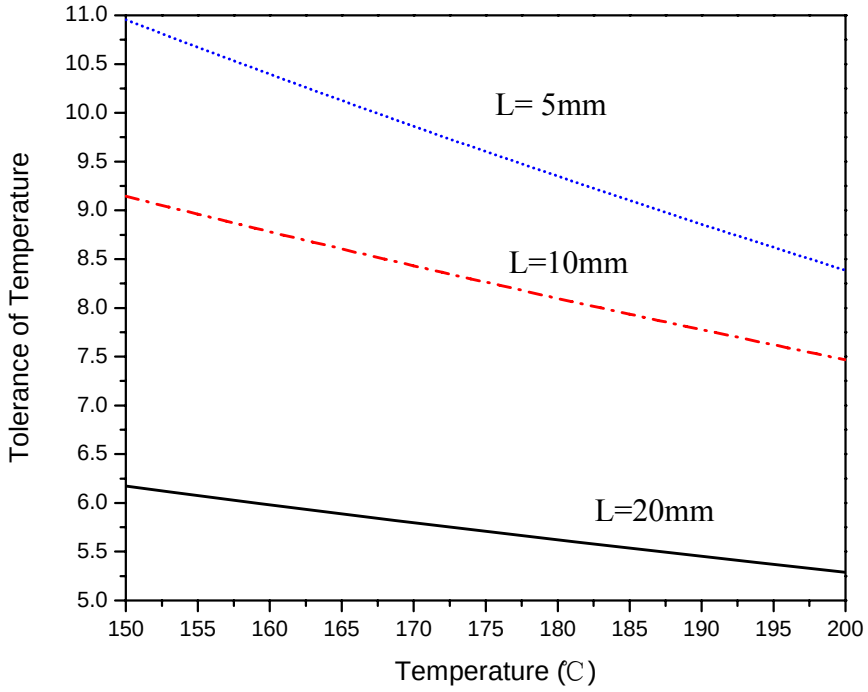


图3.10　温度带宽随晶体中心温度变化关系曲线

在本节主要从理论上介绍了准相位匹配技术外腔倍频过程，从原理上介绍了二阶非线性倍频过程和准相位匹配技术、并对准相位匹配铌酸锂晶体的特性做了详细的描述。并从获得最佳倍频效率的角度出发设计倍频器，考虑模式匹配和阻抗匹配等因素，理论计算出最佳输入耦合镜透射率。然后我们从位相匹配公式出发，分析准相位匹配外腔倍频过程中，各个因素对于倍频效率的影响及其容差特性，包括

晶体温度变化、泵浦光波波长带宽和准相位技术中极化反转周期变化对于归一化倍频效率的影响，对后续实验起到实质性的指导作用。

3.3 实验装置

3.3.1 实验装置

倍频过程的实验装置如图3.11所示，泵浦源采用半导体激光器作为种子源注入光纤放大器，获得高功率单频1560nm激光输出。采用光纤输出泵浦激光后，光束质量很好，光斑直径为5mm。实验中必须在光路中首先放置隔离器(Isolator)实现光的单向传播，隔离后面光路中由于光学元件表面以及其他原因引起的反射光，防止光反馈影响光源的运转。我们采用隔离器为OFR公司生产的型号为IO-4-1560nm-HP，通光孔径为4mm，现有的光束无法完全通过隔离器。实验中我们采用倒置的望远镜系统(如图3.11所示，由f1和f2组成)，f1=200mm，f2=40mm。这样光束即可以完全通过隔离器，实验测得隔离器透射率为91%。

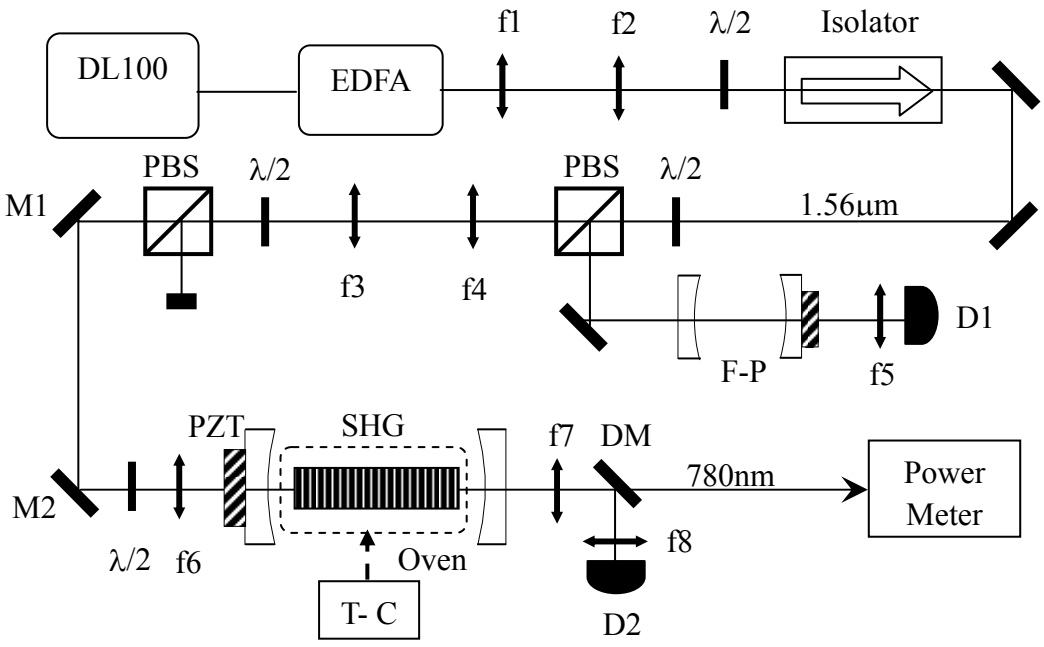


图3.11　准相位匹配外腔倍频过程实验光路图

之后，光束经过半波片(λ/2)和偏振分束器(PBS)，分成两束光。一束光是经过45°高反镜(@1560nm)，注入共焦FP腔用来监视泵浦激光运转模式。另一束光准备注入倍频腔，首先再经过一个望远镜系统(由f3和f4组成)，f3=40mm，f4=200mm，将刚才聚焦的光束再扩束变化为原来的平行光束，而且由于要实现倍频腔的模式匹配，注入光束腰斑偏大时比较容易实现模式匹配，对于匹配透镜焦距的要求不算太精确。

扩束后再经过一套分光系统，用来控制注入倍频腔的泵浦功率大小。45°全反镜M1和M2是腔前导光镜，用来准直要注入倍频腔的光束。

腔前半波片用来控制光束的偏振方向，在实验中我们采用的非线性晶体要求光束以S偏振入射，以实现晶体介质中e+e→e的I类匹配方式。腔前匹配透镜f6即实现光束与腔的模式匹配，焦距为300mm。在模式匹配的过程中，改变倍频腔腔长可以改变腔模腰斑的大小，改变匹配透镜焦距可以控制光束腰斑在晶体中心的大小。通过二者的相互配合调节达到最佳的模式匹配。压电陶瓷(PZT)和一端的腔镜固定粘合在一起，通过扫描PZT改变腔长，我们可以得到倍频腔的透射谱，从透射谱可以看出模式匹配程度以及内腔损耗。

非线性晶体为周期极化铌酸锂(PPLN)晶体，晶体尺寸为0.5mmT×10mmW×20mmL，工作温度为180℃左右。晶体放置在自制的控温炉中，控温炉内部由导热性能良好的紫铜构成，和晶体直接接触，外部由特殊的保温尼龙材料构成。炉丝用来加热整个晶体炉，炉丝阻值一般在10Ω–20 Ω之间，看具体情况而定。热敏电阻用来探测温度并反馈信息，和温控仪(T–C)连接构成一个PID控温系统，温控仪也是由实验室自制。

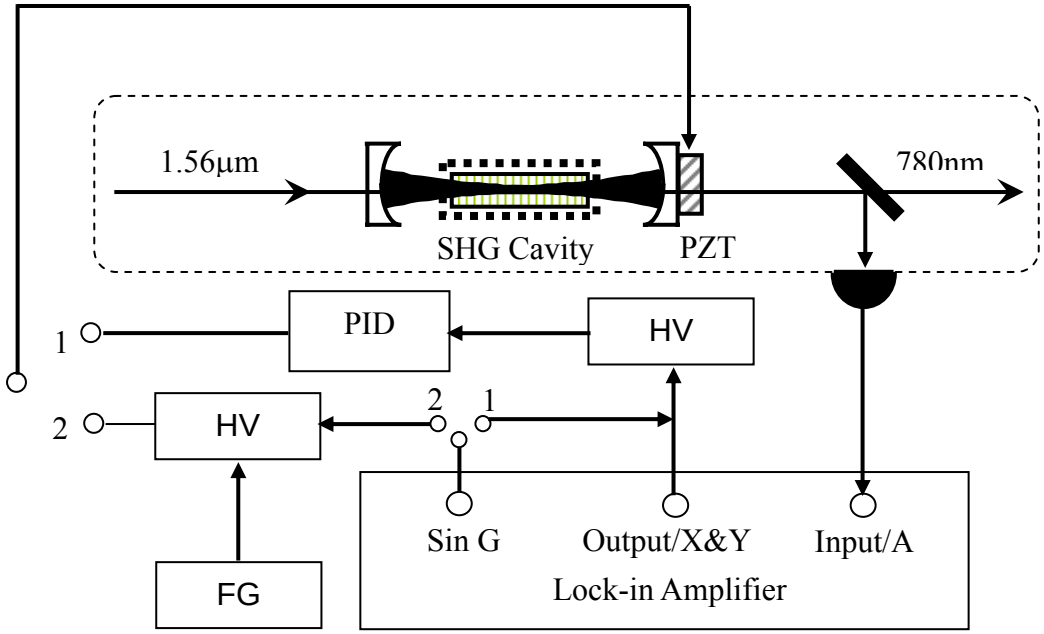
倍频腔腔镜为两个曲率半径为30mm的凹面镜，输入镜镀膜参数为HR@780nm，t=5%、9%和13%@1560nm，输出耦合镜镀膜参数为t=90%@780nm，HR@1560nm。因此基频光在腔内共振往返传播，倍频光双次穿过输出。经过倍频器输出的光，包括倍频光以及基频光残余部分。由于经过匹配透镜聚焦以及凹面镜输出，输出光输出后呈发散状态。焦距为200mm的透镜f7使得两部分光平行输出。双色镜(DM)使得780nm倍频光全部透过，而将残余基频光反射进入探测器(D2)，用来探测倍频腔透射谱，并用来锁定倍频腔。输出倍频光直接注入功率计测量。

3.3.2 锁腔电子伺服系统

在连续变量的量子光学实验中，一般光路中光功率密度偏低，非线性作用大多需要借助谐振腔来实现。这就要求光的频率尽可能的稳定，或者使得谐振腔的共振频率与光的频率同步移动，这就需要用锁腔技术来实现。

我们在实验中首先将激光频率通过共焦FP腔反馈光学锁定后，采用电学反馈技术将倍频腔共振频率锁定在激光中心频率上。锁腔电路要达到如下的目的：当腔长偏离共振位置时，通过增大或者减小压电陶瓷上的电压偏置，使得腔长回到平衡位置；当腔长处于共振位置时，保持压电陶瓷上的电压偏置不变，使得腔一直处于平

衡状态。我们采用的锁腔技术以锁相放大器为核心(斯坦福生产，型号为SR830)，锁腔系统如图3.12所示，虚线内的部分是光路部分，光学信号经过光电探测器输出已经转换为电学信号，实验上使用的1560nm光电探测器型号为GT3551/3561(四十四研究所生产)。信号输入到锁相放大器中，同时锁相放大器内部输出一个正弦波信号作为调制信号，经过高压放大器加在腔的压电陶瓷上，用来调制腔长。腔透射信号以及锁相内部调制信号经过锁相放大器相敏调制混频检波，解调输出误差信号，经过高压放大器加在腔的压电陶瓷上，通过误差信号大小方向的变化来控制腔长。以上锁



腔用到是图3.12中的1路，如果我们在实验中需要监视倍频腔的透射谱以及所形成的误差信号，就采用2路连接，采用锯齿波信号发生器(FG)扫描腔长，即可以观察透射曲线，同时从锁相放大器输出端接示波器，监视误差信号的形状。

图3.12　倍频腔锁定电路系统原理图

实验上锁相输出正弦波调制信号为13kHz左右，经过高压(HV)放大器加在压电陶瓷上调制倍频腔长，使得腔长存在一个周期性的抖动。从光电探测器探测到的信号就携带了腔的失谐信号，这个信号输入锁相和锁相内部的信号源的正弦波相乘，经过一系列滤波后，得到的误差信号从锁相输出端(X/Y-Output)输出，经过比例积分微分(PID)电路、高压后，推动倍频腔压电陶瓷，从而改变倍频腔腔长使之共振频率与激光中心频率保持一致。为了观察误差信号，将锁腔系统参数调节到最佳，我们采用锯齿波扫描倍频腔腔长，从锁相放大器输出的正弦波信号不管接入那一路都要在之前先接入一个由电容和稳压二极管构成的单向电路，防止经过高压的信号窜入锁相放大器，引起实验系统不稳定甚至毁坏仪器等现象。

我们在实验上经常采用的另一种锁腔技术就是边带锁频技术[3.37]，由于可以产生很宽的边带，与锁相放大技术相比不容易失锁，但是锁腔的精度相对略差。

3.4 实验过程以及实验结果

实验中首先通过调节腔前导光镜，将泵浦光束准直。并直接打入腔后探测器(此时还没有放置倍频腔)，调节探测器使得光强最大，因为直接入射光强很强，需要放置衰减片来衰减光强，否则探测器会饱和甚至损坏。探测器前最好放置一个短焦距透镜，以保证所有的光都进入探测器，力求反应最真实的光场特性。校准之后，将倍频腔空腔放入光路中，倍频腔体为实验室自制的两块相互平行的殷钢板，将其固定在平台，保证两个平行板面与光路垂直。再放置输出耦合镜，固定并调节前后表面反射点重合，这样保证输出耦合镜放置完全平行于腔体板面，并与光路垂直。同理放置输入耦合镜。通过粗调两耦合镜的旋钮，可以大概出现空腔的透射峰，但此时并没有经过模式匹配，出现的是很多模式均起振的透射峰。只将相对峰值高度调节到最高即可。

在腔前加入匹配透镜，透镜焦距的大小和透镜的位置是根据泵浦光束腰斑以及腔长而定的，图3.13所示为腔模腰斑随腔长的变化关系。腔长处于共焦位置时腰斑最大。根据不同的腔长选择不同焦距的匹配透镜，但是因为腔长是由晶体长度以及最佳聚焦因子等决定的，所以只能在小范围内微调。因此匹配透镜的选择非常重要。

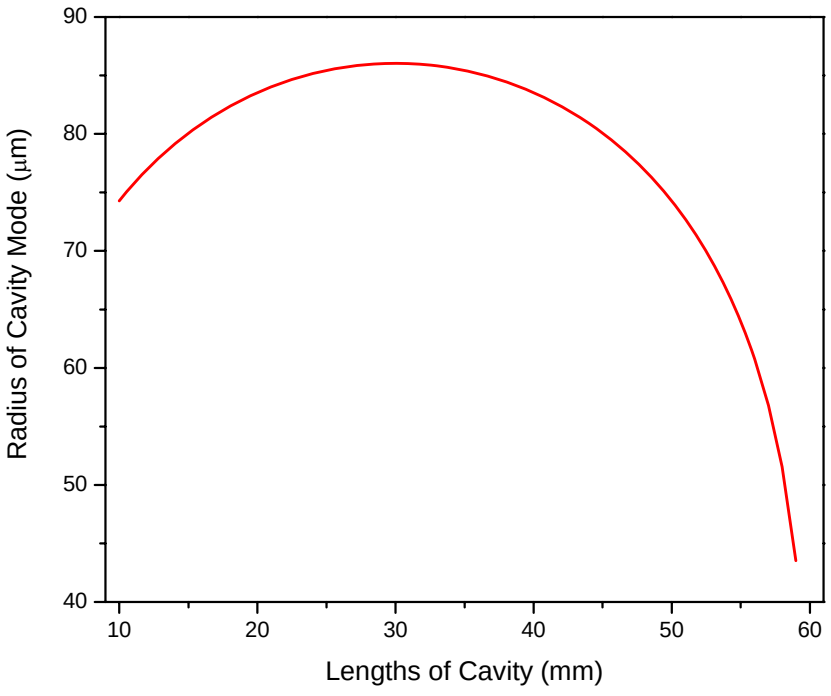


图3.13　腔模腰斑随腔长变化关系图

加入匹配透镜后，不再调节两耦合镜。选择了合适的透镜后，只通过细调透镜的位置就可以完全达到模式匹配。此时倍频腔空腔已经调节至最好，通过示波器监视其透射峰。然后加入PPLN晶体，每加入一项就增加了可调节的自由度，但是实验中尽量保证加入一项，只调节被加入项的自由度即可，其余的可以进行微调。这样调节的效果最佳。调节晶体的自由度，使得透射峰峰值高度达到最高，但此时仍然存在微小的失配，可以通过其余自由度补偿。需要注意的是，加入晶体后改变了倍频腔的光学腔长，从而改变了腔模腰斑。所以在将晶体调节至最佳位置后，我们需要再改变腔长，恢复到原来空腔时的模式匹配情况。图3.14给出了实验中倍频腔透射曲线，我们可以看到模式匹配效率达到98%以上。

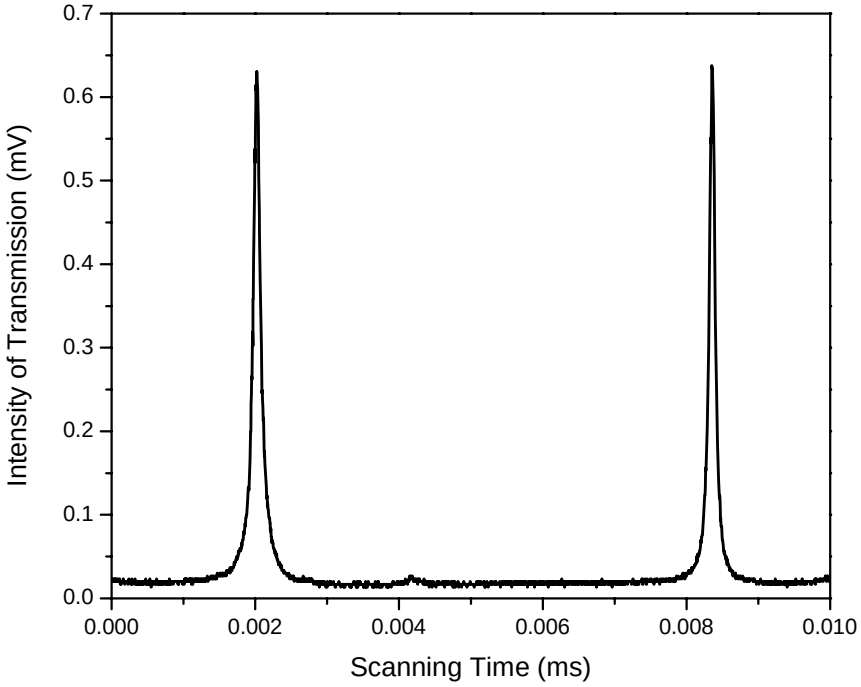


图3.14　倍频腔模式透射曲线

然后通过半波片准确控制泵浦光入射偏振方向为s偏，通过温控仪微调旋钮精确扫描晶体温度，找到最佳倍频温度。通常此时的温度点会比单次穿过晶体测到的中心温度偏低一些，因为腔内存在一些热效应，会使得晶体的温度上升。这也是为什么锁定倍频腔以后，晶体需要微调降低的原因。锁定腔以后，倍频腔一直处于共振状态，所以热效应更明显一些，所以倍频温度要降低一些。这种温度的差别也很大，

实验中在1W泵浦功率下，锁腔前后温度相差为1.2℃。

3.4.1 采用单端输出腔型倍频过程

在实验中，我们首先选用单端腔输出，就是通过镀膜控制倍频光只从输出耦合镜输出。由于实验室腔镜最早只有输入耦合镜透射率t=6%±2.5%@1560nm，我们首先利用现有的这组腔镜进行倍频，实测的输入耦合镜透射率t=5%@1560nm。如图3.15是倍频光输出功率以及倍频效率随基频光功率变化关系，曲线a为倍频效率随泵浦功率的变化曲线，实线为理论计算曲线，形状为圆点的是实验实测的值，最高倍频效率为58%。曲线b为输出倍频光功率随泵浦功率的变化曲线，实线为理论计算曲线，形状为三角的点是实验实测的值。从曲线a和b我们均能看出，倍频过程中泵浦功率中小于500mW时，理论计算和实验测量值基本吻合，而且达到最大倍频效率；继续增加泵浦功率，倍频效率开始下降，倍频输出功率也开始远低于理论值。

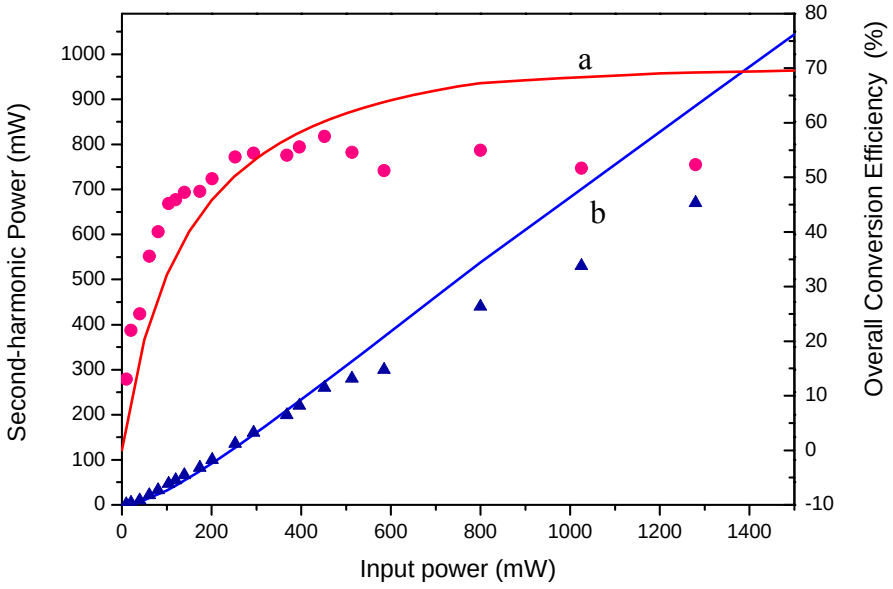
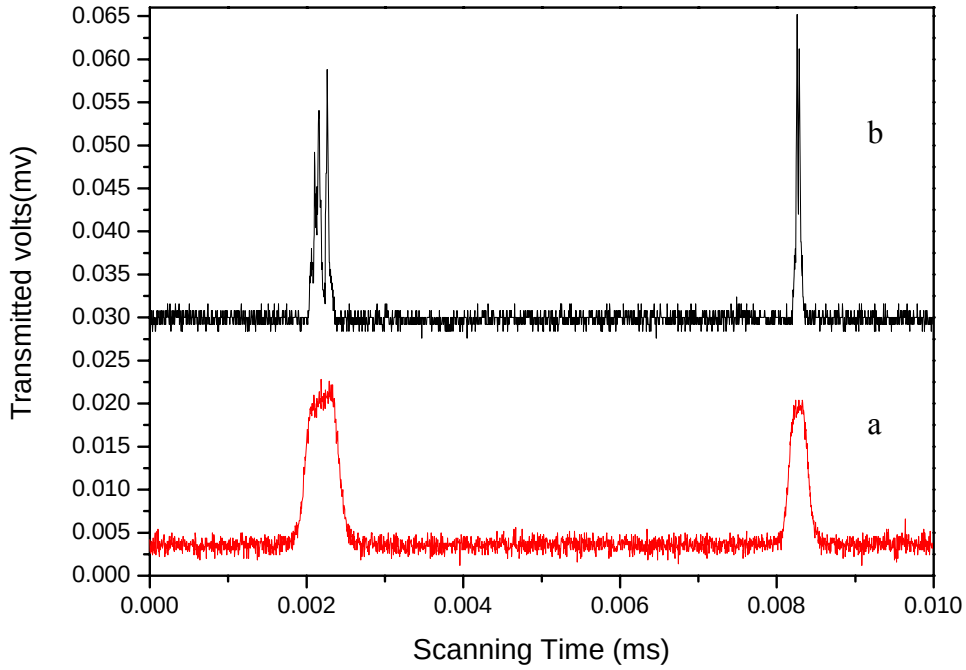


图3.15　输入耦合镜t=5%时，倍频效率、输出功率随泵浦功率变化关系

分析功率下降可能的原因是，由于输入耦合镜透射率小，随着泵浦功率增加，内腔循环功率密度很高，达到了腔内下转换过程的阈值[3.38]，转换的倍频光又开始转换为下转换光，出现了腔内非线性级联过程，所以输出倍频功率开始下降，效率曲线就成了一个平坦的线而不持续增加。而且我们在实验上也观察到了下转换的现象，我们监视倍频光模式，当泵浦光增加至550mW时，倍频光透射峰出现抽空，同时我

们采用一个共焦FP腔监视到了产生的下转换光模式。如图3.16所示，曲线a为被抽空的780nm的倍频光透射峰，证明倍频腔内确实存在非线性级联过程；曲线b是在泵浦光的逆向光路上放置一个共焦FP腔，因为根据腔镜镀膜特性，产生的下转换光束只



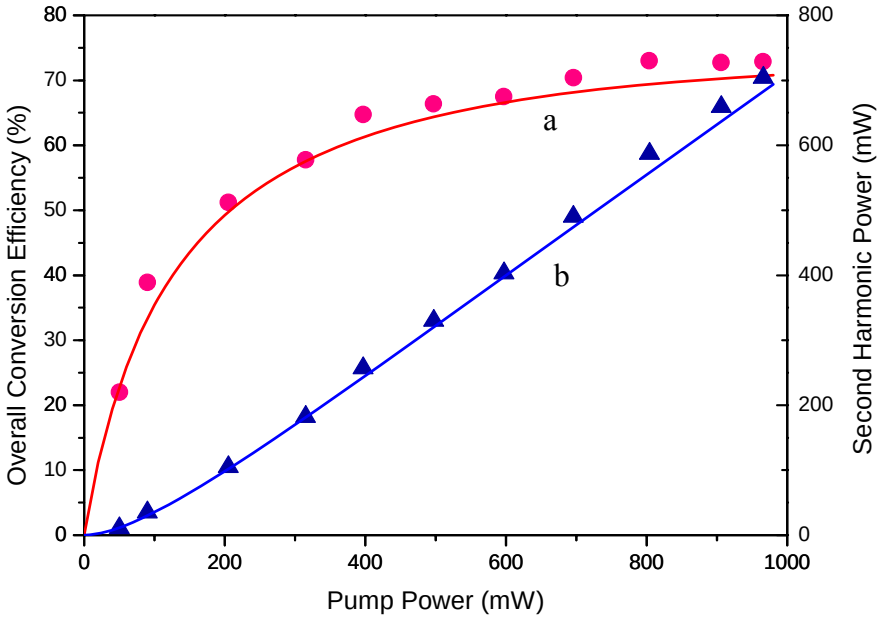
能从倍频腔输入耦合镜输出。有关腔内非线性级联过程及其所产生的其他效应的研究，有很多这方面的工作在进行。我们也继续这方面详细的理论和实验方面的研究。

图3.16　倍频过程中的非线性级联过程

为了避免倍频的级联效应，我们提高了输入耦合镜的透射率，提高腔内下转换的阈值，使其在现有的泵浦功率下达不到阈值。而且在之前的理论计算中，我们最佳的输入耦合镜透射率为9%左右，因此我们更换了输入耦合镜的透射率。

实验中由于腔镜镀膜的标称参数并不是很准确，镀了多次我们都没有镀到t=9%的腔镜。在实验中偏大或者偏小的透射率，均得不到一个好的结果。最接近的一组镀膜参数为t=13%的腔镜，我们采用这组腔镜得到了较好的实验结果，如图3.17所示为倍频腔输入耦合镜透射率t=13%时，倍频光输出功率、倍频效率随泵浦光功率的理论以及实验变化关系。曲线a为倍频效率随泵浦功率的变化曲线，实线为理论计算曲线，形状为圆点的是实验实测的值，最高倍频效率为73%(较之前透射率t=5%的情况倍频效率提高了15%)。曲线b为输出倍频光功率随泵浦功率的变化曲线，实线为理论

计算曲线，形状为三角的点是实验实测的值，最大输出780nm倍频光功率为700mW，此时的泵浦功率为960mW。理论值和实验值基本吻合，此时的最大泵浦功率较t=5%的情况低了500mW，因为实验中光纤放大器的工作状态经过长时间运转开始不稳定，



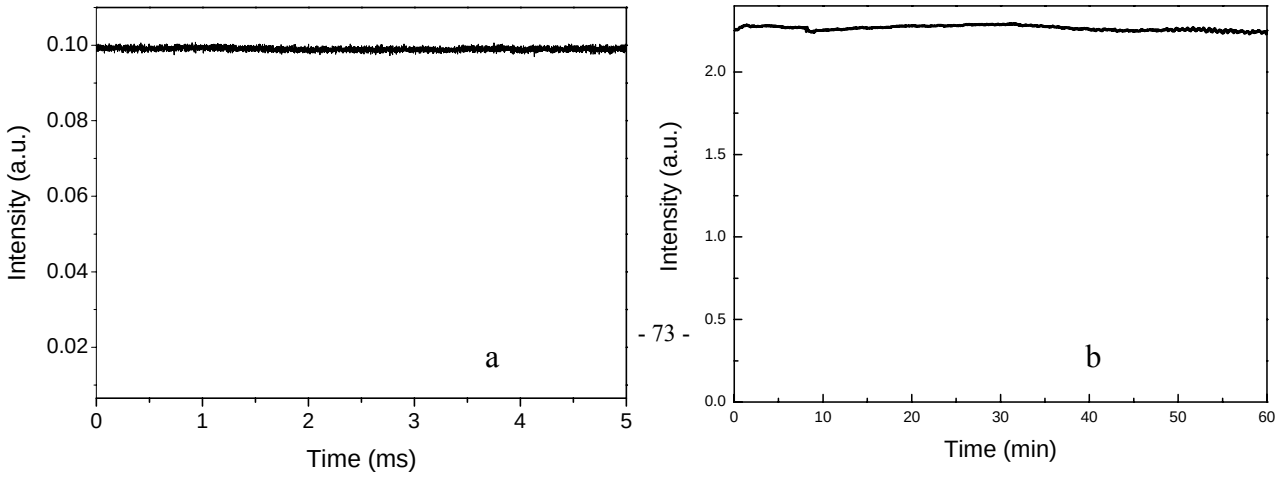
输出功率也开始下降。但是从曲线b的趋势我们可以看到，如果继续增大泵浦功率，我们能得到更高的倍频光功率输出，倍频效率也有可能再提高。

图3.17　输入耦合镜t=13%时，倍频效率、输出功率随泵浦功率变化关系

图3.18　(a)倍频光短期功率稳定性(优于±0.07%)

(b)锁定腔后，倍频光输出长期功率稳定性(优于±2%)

经过电子伺服系统锁定倍频腔后，倍频光可以稳定输出，锁定时间长，运转稳定。我们测量了倍频光输出功率的短期以及长期稳定性曲线，如图3.18所示。



3.4.2 采用双端输出腔型倍频过程

作为比较，我们在实验中采用了如图3.19所示的双端输出腔型进行谐振倍频实验。两组腔型的输入耦合镜对倍频光镀膜不同，上节所提到的腔型I为输入耦合镜对倍频光(780nm)反射率大于99.5%，倍频光双次穿过晶体。腔型II所示输入耦合镜对倍频光(780nm)透射率为95%，倍频光单次穿过晶体。两输入耦合镜对基频光(1560nm)透射率均为6%±2.5%，输出耦合镜对基频光高反，对倍频光透射率为5%。

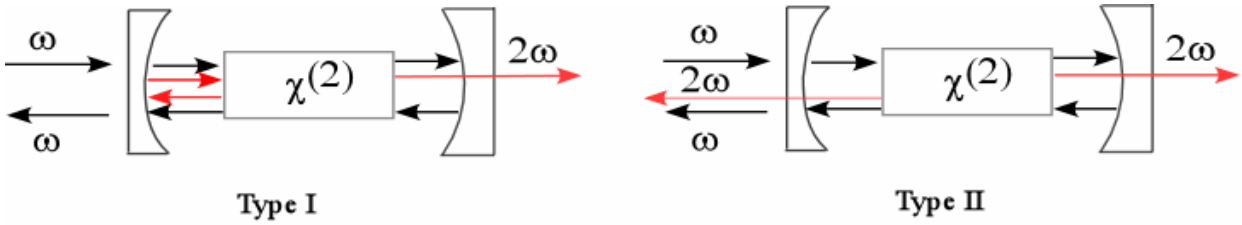


图3.19　倍频腔两组不同腔型

我们比较了两组腔型下的倍频效率，图 3.20 给出了倍频光输出功率随基频光抽运功率的变化曲线，曲线 a、b 分别对应腔型 I 和腔型 II 的曲线。

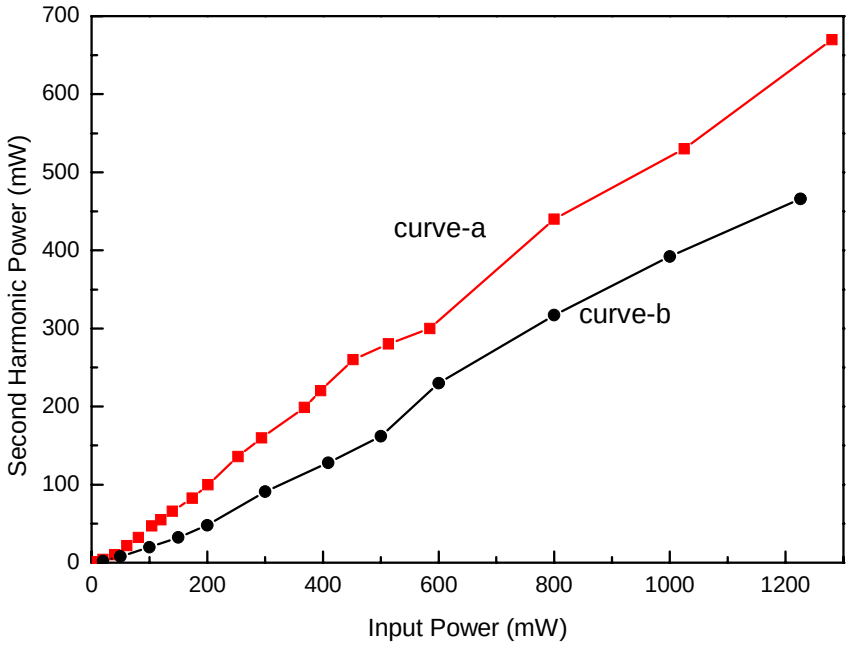


图 3.20　倍频光输出功率随基频光抽运功率变化曲线

在基频光抽运功率为 1.28W时，倍频光功率最大可输出 670mW。在腔型I中，倍频光双次穿过晶体，由于基频光和倍频光之间存在相位上相干相长，因此腔型I中倍

频光最大输出功率为腔型II中倍频光单次穿过晶体最大输出功率的两倍。如图所示，在基频光抽运功率较低时，曲线a和曲线b基本符合这样的关系；但是，腔型I中由于倍频光双次穿过晶体，在这样近共振的情况下，随着抽运功率的增加倍频光内腔功率密度达到了产生下转换光的阈值，因而产生非线性级联过程[3.38]，因此降低了倍频效率。在抽运功率增加时，腔型II中由于倍频光单次穿过晶体内腔功率较小，不会出现非线性级联过程。但是在实验中随着抽运功率的增加，倍频效率也没有明显地提高，具体的原因我们仍然在研究中。

实验上在腔型II的情况下，我们发现倍频腔两端输出功率并不是完全堆对称相等的，而是随着倍频温度的变化而变化。图3.21所示是我们在实验上同时测量了倍频腔两端输出的功率随温度的变化关系，我们看到随着温度的变化，两端输出功率并不相等。只有在某一点输出相等，但并不是单端输出的最大值。图3.21(a)和(b)分别是我们给出了泵浦功率500mW和1200mW时倍频光功率随倍频晶体温度的变化关系，不同泵浦功率下趋势基本一致。我们从曲线可以看出，在某一端输出达到最大值的时候，另一端并不是相应的也达到了最大值，而是输出功率最小，而且两端输出达到最大值分别处于倍频中心温度的两侧，这可能是倍频效率不能提高的原因之一，我们分析和腔内各光场的相对相位有关系，但理论分析模拟工作还未完成。

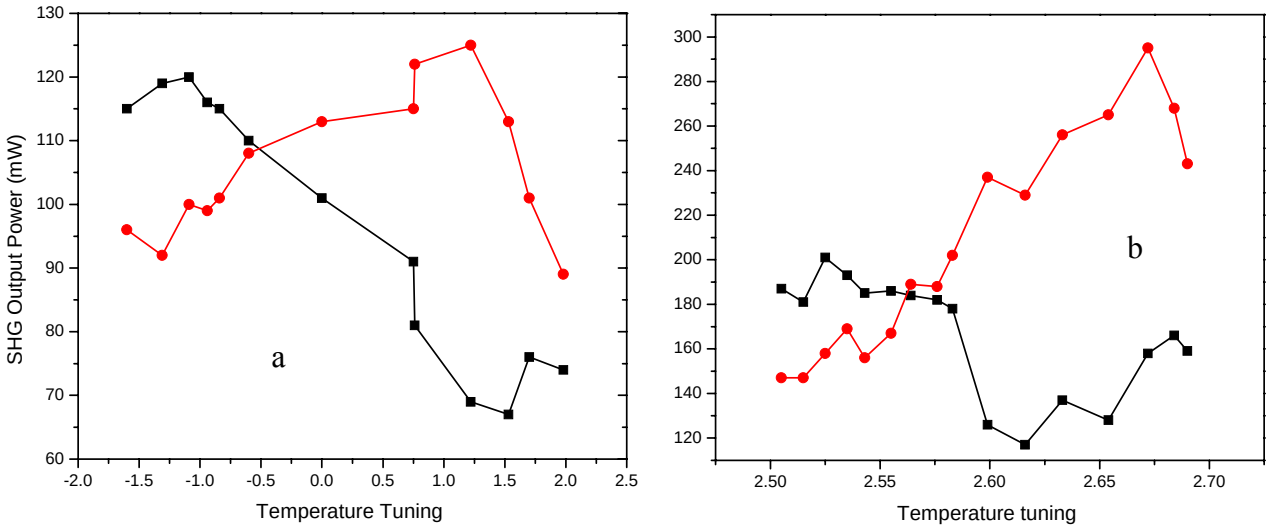


图3.21　双端腔两端输出功率随温度调谐的变化曲线

3.5 小结

本章介绍了准相位匹配晶体外腔倍频技术产生780nm连续单频激光光源的研究

工作。首先从原理上介绍了倍频技术以及准相位匹配的概念；在理论上分析了影响倍频效率的因素以及其容差特性，设计并选择倍频过程中的各项参数以达到最佳倍频的目的。实验实现了外腔倍频产生780nm连续单频的激光光源，在1W泵浦时，获得700mW的倍频光输出，最大倍频效率达73%。为后续参量过程提供高质量的泵浦光源。实验上还比较了不同腔型下的倍频过程特性，以及观察到了倍频过程中的级联非线性过程，为此后该方面的研究工作奠定了基础。

参考文献

[3.1] P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters and G. Weinreich, Generation of. Optical Harmonics, Phys. Rev. Lett. 1961, **7(4)**, 118-119.

[3.2] A. Ashkin, G. D. Byod and J. M. Dziedzic, Resonant optical second harmonic generation and mixing, IEEE J. Quant. Elec. 1966, QE-**2(6)**, 109-124.

[3.3] D. Lee and N. C. Wong, Stabilization and tuning of a doubly resonant optical parametric oscillator J. Opt. Soc. Am. B, 1993, **10**, 1659.

[3.4] L. E. Myers, R. C. Ecksrdt, M. M. Fejer, R. L. Byer, Qusi-phase-matched optical parametric oscillators in bulk periodically poled LiNbO3, J. Opt. Soc. Am., 1995, B**12**, 2102.

[3.5] K. S. Zhang, T. Coudreau, M. Martinelli, A. Maitre and C. Fabre, Generation of bright squeezed light at 1.06μm using cascaded nonlinearities in a triply resonant cw periodically-poled lithium niobate optical parametric oscillator, Phys. Rev. A. 2001, **64** 033815-033821

[3.6] 李永民，吴迎瑞，张宽收，彭堃墀，利用准相位匹配光学参量振荡器获得可调谐强度差压缩光，2003, **52** 卷，849-852

[3.7] M. D. Eisaman, A. Andre, F. Massou, M. Fleischhauer, A. S.Zibrov, and M. D. Lukin, Electromagnetically induced transparency with tunable single-photon pulses,Nature 2005, 438, 837~841

[3.8] M. D. Barrett, J. A. Sauer, and M. S. Chapman, All-Optical Formation of an Atomic Bose-Einstein Condensate, Phys. Rev.Lett. 2001, **87**, 010404-010407.

[3.9] Y. Sortais, S. Bize, C. Nicolas, and A. Clairon, Cold Collision Frequency Shifts in a ^{87}Rb Atomic Fountain, Phys. Rev. Lett. 2000, **85**, 3117-3120.

[3.10] R. J. Thompson, M. Tu, D. C. Aveline, N. Lundblad, and L. Maleki, High power

single frequency 780nm laser source generated from frequency doubling of a seeded fiber amplifier in a cascade of PPLN crystals, Opt. Express 2003, **11**, 1709-1713.

[3.11] J. Dingjan, B. Darquie, J. Beugnon, M. P. A. Jones, S. Bergamini, G. Messin, A. Browaeys, and P. Grangier, A frequency-doubled, pulsed laser system for rubidium manipulation, Appl. Phys. B, 2006, **82**, 47–51.

[3.12] A. G. White, Classical and quantum dynamics of optical frequency conversion, Australian National University, Ph. D. Thesis, 1997: 5-8

[3.13] J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, and P. S. Pershan, Interactions between Light Waves in a Nonlinear Dielectric, Phys. Rev. 1962, **127**,1918-1939.

[3.14] P. A. Franken and H. F. Ward, Optical harmonics and nonlinear phenomena, Rev. Mod. Phys.1963, **35**, 23-39.

[3.15] L. E. Myers, R. C. Eckardt, M. M. Fejer, et al. Quasi phase-matched optical parametric oscillators in bulk periodically poled LiNbO3 [J], J. Opt. Soc. Am. B. 1995, **12**, 2102-2116.

[3.16] M. M. Fejer, G.. A. Magel, D. H. Jundt, and R. L. Byer, Qusi-Phase-Matched Second Harmonic Generation Tuning and Tolerances IEEE Journal of Quantum Electronics 1992, **28**, 11, 2631-2654

[3.17] M. S. Piltch, C. D. Cantrell, and R. C. See, Infrared second harmonic generation in nonbirefringent cadmium telluride, J. Appl. Phys. 1976, **47**, 3514-3517.

[3.18] M. Okata, K. Takizawa, and S. Ieiri, Second harmonic generation in periodic laminar structure of nonlinear optical crystal, Opt. Commun. 1976, 18, 331-334.

[3.19] Y. Ishigane, T. Suhara, H. Nishihara, LiNbO3 waveguide second harmonic generation device phase matched with a fan-out domain-inverted grating, Opt. Lett. 1991, **16**, 375-377.

[3.20] D. Feng, N. B. Ming, J. F. Hong, and W. S. Wang, Ferroelectric crystals with periodic laminar domains, Ferroelectrics, 1989, Vol.91, P.9-19

[3.21] D. H. Jundt, G. A. Magel, M. M. Fejer, and R. L. Byer, Periodically poled $LiNbO_3$ for high-efficiency second-harmonic generation, Appl. Phys. Lett. 1997, **59**, 2657-2659.

[3.22] H. Ito, C. Takyu, and H. Inaba, Fabrication of periodic domain grating in $LiNbO_3$ by electron beam writing for application of nonlinear optical processes, Electron. Lett.

1991, **27**, 1221-1222.

[3.23] E. J. Lim, M. M. Fejer, and R. L. Byer, Second harmonic generation of green light in periodically poled lithium niobate waveguide, Electron. Lett. 1989, **25**, 174-175.

[3.24] M. Yamada, N. Nada, M. Saitoh, and K. Watanabe, First-order quasi-phase matched LiNbO3 waveguide periodically poled by applying an external field for efficient blue second-harmonic generation, [J] Appl. Phys. Lett.1993, **62**, 435-436.

[3.25] R. C. Eckardt, C. D. Nabors, W. J. Kozlovsky, and R. L. Byer, Optical parametric oscillator frequency tuning and control, J. Opt .Soc.Am. B. 1991, **8**, 646-667.

[3.26] D. Lee, N. C. Wong, Feature on optical parametric oscillators, J. Opt. Soc. Am. B. 1993, **10**, 1659-1791.

[3.27] R. Al-Tahtamoui, K. Bencheikh, R. Storz, K. Schncider, M. Lang, J. Mlynek, S. Schiller, Long-term stable operation and absolute frequency stabilization of a doubly resonant parametric oscillator, Appl. Phys. B 1998, **66**, 733-739.

[3.28] M. Bode, P.K. Lam, I. Freitag, A. Tunnermann, H. A. Bachor, H. Welling, Continuously-tunable doubly resonant optical parametric oscillator, Opt. Comm. 1998, **148**, 117-121.

[3.29] Joong Hyun Kim and Choon Sup Yoon, Domain switching characteristics and fabrication of periodically poled potassium niobate for second-harmonic generation, Appl. Phys. Lett. 2002, **81**(18), 3332-3334.

[3.30] Zhang K. S, T. Coudreau, M. Martinelli, A. Maitre, C. Fabre, Phys.Rev.A. 2001, **64**, 033815.

[3.31]李永民，樊巧云，张宽收，谢常德，彭堃墀,三共振准相位匹配光学参量振荡器反射抽运场的正交位相压缩，物理学报， 2001, **50**, 1492-1495.

[3.32]张宽收，李永民，陈艳丽，樊巧云，谢常德，彭堃墀，1.06μm抽运的低阈值三共振准相位匹配光学参量振荡器，中国激光，2002, A**29**, 123-126.

[3.33]马洪亮，卫栋，叶晨光，张靖，彭堃墀，利用PPKTP晶体参量缩小过程产生明亮振幅压缩光,物理学报，2005, **54**, 8.

[3.34] Ma Hongliang, Ye Chenguang, Wei Dong, and Zhang Jing, Coherence Phenomena in the Phase-Sensitive Optical Parametric Amplification inside a Cavity, Phys. Rev. Lett. 2005, **95**, 233601.

[3.35] M. V. Hobden, J. Warner. The temperature dependence of the refract ive index of

pure lithium Niobate [J].Physics Letters, 1966, **22**(3):2432244.

[3.36] G. D. Boyd and D. A. Kleinman, Parametric interaction of focused gaussian light beams, J. Appl. Phys. 1968, **39**, 3597-3639

[3.37] R. W. P. Drever, J. L. Hall, F .V. Kowalski, J. Hough, G. M. Ford, A. J. Munley, and H. Ward, Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator, Appl. Phys. B. 1983, **31**: 97-105

[3.38] A G White, P K Lam, M S Taubman, M A M Marte, S Schiller, D E McClelland, and H A Bachor, Classical and quantum signatures of competing $\chi^{(2)}$ nonlinearities Phys. Rev. A 55, 1997, 4511-4515

第四章 利用简并光学参量过程产生 1560nm 连续变量压缩态光场的理论和实验研究

4.1 引言

在二阶非线性过程中，由两个频率较低的光子变换为频率较高的光子过程叫上转换(Up-conversion)，把由频率较高的光子变换为频率较低的光子过程叫下转换(Down-conversion)。在频率上转换过程中，如果两光子有相同的频率，就是上一章提到的二次谐振产生过程(SHG)，即倍频过程；如果两光子频率不同，则称之为和频过程(Sum Frequency Generation)。在频率下转换过程中，可以分为以下情况：如果是单纯的一个高频光子转换为两个低频光子的过程，无任何其他光束注入参与转换，我们称为光学参量振荡器(Optical Parametric Oscillator)，并且根据产生的两光束频率简并与否分为简并光学参量振荡器(DOPO)和非简并光学参量放大器(NDOPO)；如果在转换过程中，一束频率与下转换光频率相近的光注入参与转换，则称为光学参量放大器(Optical Parametric Amplifier)，注入光一般称为信号光。同理根据产生的两光束的简并情况分为简并光学参量放大器(DOPA)和非简并光学参量放大器(NDOPA)，这里所提到的简并情况包含频率以及偏振的简并情况。但是这里的分类并不是很严格的，例如一个 OPO 过程就可以认为是注入场为真空的 OPA 过程。

光学参量过程是产生压缩态光场和纠缠态光场的最有效途径之一，可以有效降低光场的量子噪声[4.1]。利用光场二阶非线性参量过程，人们已经得到了各类压缩态光场。在分立变量领域，产生纠缠源最成熟的技术手段就是通过自发参量下转换过程产生纠缠光子对[4.2-4.6]。而且随着准相位匹配晶体的出现，利用PPKTP晶体[4.7-4.9]、PPLN晶体[4.10-4.12]等产生高亮度纠缠光子源，纠缠光子源波段很多都集中在 1550nm 波段和 810nm波段，因为 1550nm光通信波段可以在光纤中以最低损耗传输，而 810nm 波段有非常高效的单光子探测器，有利于提高探测效率。在连续变量领域，利用阈值以上OPO过程产生了强度差压缩态光场[4.13-16]，阈值以下OPO过程产生正交分量的压缩态光场[4.17-24]，以及近年来获得EPR纠缠源[4.21-25]以及三组份纠缠源[4.26-29]，并利用EPR纠缠源完成了连续变量量子离物传态[4.26]、量子密集编码[4.30]和量子纠缠交换[4.31]等量子通信领域的重要原理性实验。但是在连续变量领域，从非经典光场的制备[4.23-25]到应用[4.27-31]，波段大都集中在泵浦光源成熟的 1064nm和 1080nm波段；近期产生的高压缩度压缩态光场[4.32-34]的波段则主要位于碱金属原子的吸收线。

我们开展这方面研究工作的目的就是要在实验上，利用准相位匹配晶体、通过

倍频和参量过程，获得高质量的连续变量光通信波段(1560nm)的压缩态光场和纠缠态光场，为量子信息网络、量子计算机以及长距离量子通讯等实用化进程奠定基础。

本章中首先介绍在光学参量过程中如何具体实现压缩态光场的制备，然后从理论上建立 I 类简并光学参量放大(DOPA)谐振腔的模型，并分析它运转时的经典特性和量子特性；由于我们的泵浦光源不是一个标准的相干光源，因此我们从理论上分析额外的泵浦噪声对于产生的压缩态光场的影响；最后详细介绍产生 1560nm 连续变量真空压缩态光场的实验研究。

4.2 理论分析

在本节我们主要从理论上分析简并光学参量放大过程的特性，然后将理论和实验参数结合，对于实验上的情况在理论上做一个模拟，便于对实验起到指导和参考的作用。

4.2.1 I 类简并光学参量放大(DOPA)过程的理论模型

在光学参量放大过程中，系统的哈密顿量可以表示为[4.21, 4.35]：

$$\begin{aligned} H &= \hbar\omega_0\alpha_0^+\alpha_0 + \hbar\omega_s\alpha_s^+\alpha_s + \hbar\omega_i\alpha_i^+\alpha_i \\ &+ \frac{1}{2}i\hbar\kappa\left(\alpha_s^+\alpha_i^+\alpha_0 - \alpha_s\alpha_i\alpha_0^+\right) \\ &+ i\hbar\left(E_0\alpha_0^+e^{-i\omega_0 t} + E_s\alpha_s^+e^{-i\omega_s t} + E_i\alpha_i^+e^{-i\omega_i t} + h.c.\right) \\ &+ (\alpha_0\Gamma_0^+ + \alpha_0^+\Gamma_0) + (\alpha_s\Gamma_s^+ + \alpha_s^+\Gamma_s + \alpha_i\Gamma_i^+ + \alpha_i^+\Gamma_i) \end{aligned} \tag{4.1}$$

式中 α_0、α_s 和 α_i 分别表示抽运光场、信号光场以及闲置光场的湮灭算符，ω_0、ω_s、ω_i 分别表示泵浦光场、信号光场和闲置光场的角频率。(4.1)式中，第一行表示各模腔内独自的哈密顿量；第二行表示三模的相互作用哈密顿量，κ 表示耦合常数，它正比于非线性介质的二阶极化率，且与非线性介质的长度、位相匹配情况以及光束聚焦情况有关；第三行表示各注入场对总哈密顿量的贡献，E表示注入各场(泵浦光场，注入信号光场)的电场强度；第四行表示各模在热库作用下的衰减，Γ、Γ^+表示腔的热浴算符，由腔的损耗决定。

利用标准的量子光学处理方法，可严格求解哈密顿量的主方程，并求得各场模的经典和量子信息。本文则采用半经典方法来分析参量过程的特性，因为半经典方法物理图象较全量子理论清楚：稳态方程中包含了参量相互作用全部的经典特性，

而量子起伏方程又包含了所有的量子信息，但是所得结果与采用全量子理论方法所得结果相同。

根据系统的哈密顿量，可以得到内腔模的量子朗之万运动方程[4.36]：

$$\begin{aligned}\dot{\alpha}_0(t) &= -i\omega_0\alpha_0(t) - \gamma_0\alpha_0(t) - \kappa\alpha_s\alpha_i + \alpha_0^{in}(t)\\ \dot{\alpha}_s(t) &= -i\omega_s\alpha_s(t) - \gamma_s\alpha_s(t) + \kappa\alpha_0\alpha_i^{+} + \alpha_s^{in}(t)\\ \dot{\alpha}_i(t) &= -i\omega_i\alpha_i(t) - \gamma_i\alpha_i(t) + \kappa\alpha_0\alpha_s^{+} + \alpha_i^{in}(t)\end{aligned} \tag{4.2}$$

其中，γ_0、γ_s、γ_i分别表示谐振腔对于各光场的总损耗速率，$\alpha_0^{in}(t)$、$\alpha_s^{in}(t)$和$\alpha_i^{in}(t)$分别表示抽运模、信号模和闲置模各自总的注入场，包括输入输出耦合镜、内腔损耗等引入的各种经典的注入场和真空起伏场。

实验中光学参量过程采用的二阶非线性晶体为 PPLN 晶体，因此我们采用的是 I 类相位匹配方式下简并光学参量放大过程。理论模型如图 4.1 所示，在简并情况下，产生的信号光场和闲置光场可以简化为一个表达式。

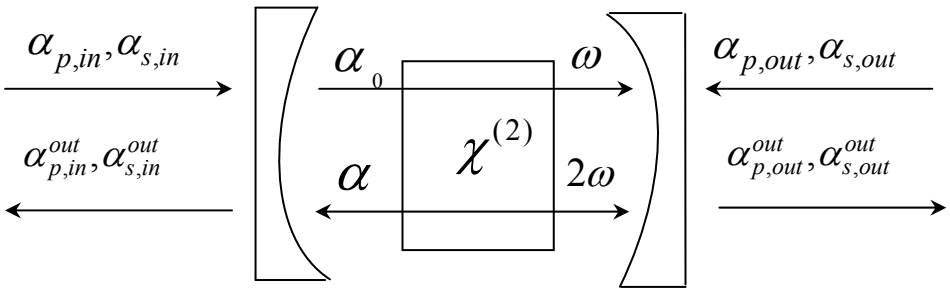


图 4.1　简并光学参量放大器输入输出关系

我们假设系统运转于完全无失谐的状态，即信号模和抽运场频率正好和谐振腔的共振频率重合$(\delta_0,\delta_s,\delta_i=0)$，旋波近似下系统运动方程简化如下[4.37]：

$$\dot{\alpha}_0(t) = -\gamma_0\alpha_0(t) - k/2\,\alpha^2(t) + \sqrt{2\gamma_0}\alpha_p(t) + \sqrt{2\gamma_{0c}}C_0(t) \tag{4.3}$$

$$\dot{\alpha}(t) = -\gamma\alpha(t) + k\alpha_0\alpha^{+}(t) + \sqrt{2\gamma_b}\alpha_s^{in}(t) + \sqrt{2\gamma_b'}\alpha_s^{out}(t) + \sqrt{2\gamma_c}C_1(t)$$

其中，$\alpha_s^{in}(\alpha_s^{out})$表示从输入(输出)耦合镜注入基频场湮灭算符，$\alpha(\alpha^{+})$表示内腔信号场的湮灭(产生)算符，$\alpha_0(\alpha_0^{+})$对应于抽运场的湮灭(产生)算符；$\gamma(\gamma_0)$表示谐振腔对于信号光(抽运光)总的损耗速率，$\gamma_b(\gamma_{0b})$、$\gamma_c(\gamma_{0c})$、$\gamma_b'(\gamma_{0b}')$分别表示输入耦合镜对信号光(抽运光)损耗速率，谐振腔对于信号光(抽运光)腔内损耗速率以及输出

耦合镜对信号光(抽运光)损耗速率，它们之间存在如下关系：$\gamma = \gamma_b + \gamma_c + \gamma_b^{'}$，$\gamma_0 = \gamma_{0b} + \gamma_{0c} + \gamma_{0b}^{'}$ ；$C_i(t)$为由内腔损耗引入的真空起伏。

我们可以得到内腔场的稳态方程为：

$$-\gamma_0\alpha_0(t) - k/2\,\alpha^2(t) + \sqrt{2\gamma_0}\alpha_p(t) + \sqrt{2\gamma_{0c}}C_0(t) = 0 \tag{4.4}$$

$$-\gamma\alpha(t) + k\alpha_0\alpha^+(t) + \sqrt{2\gamma_b}\alpha_s^{in}(t) + \sqrt{2\gamma_b^{'}}\alpha_s^{out}(t) + \sqrt{2\gamma_c}C_1(t) = 0 \tag{4.5}$$

由式(4.4)，可以得到：

$$\alpha_0(t) = -\frac{k}{2\gamma_0}\alpha^2(t) + \sqrt{2/\gamma_0}\,\alpha_p(t) + \sqrt{2\gamma_{0c}}/\gamma_0\,C_0(t) = 0 \tag{4.6}$$

联立(4.5)和(4.6)，得到关于内腔模总的运动方程为：

$$\begin{aligned} &-\gamma\alpha(t) - \frac{k}{2\gamma_0}\alpha^2(t)\alpha^+(t) + \sqrt{2k^2/\gamma_0}\,\alpha_p(t)\alpha^+(t) + k\alpha^+(t)\sqrt{2\gamma_{0c}}/\gamma_0\,C_0(t) \\ &+\sqrt{2\gamma_b}\alpha_s^{in}(t) + \sqrt{2\gamma_b^{'}}\alpha_s^{out}(t) + \sqrt{2\gamma_c}C_1(t) = 0 \end{aligned} \tag{4.7}$$

我们定义：$\begin{cases} \alpha_{pin}(t) = \sqrt{2\gamma_0}\alpha_p(t) + \sqrt{2\gamma_{0c}}C_0(t) \\ \alpha_{sin}(t) = \sqrt{2\gamma_b}\alpha_s^{in}(t) + \sqrt{2\gamma_b^{'}}\alpha_s^{out}(t) + \sqrt{2\gamma_c}C_1(t) \end{cases}$

则(4.7)式可以简化为：

$$-\gamma\alpha(t) - \frac{k}{2\gamma_0}\alpha^2(t)\alpha^+(t) + \frac{k}{\gamma_0}\alpha_{pin}(t)\alpha^+(t) + \alpha_{sin}(t) = 0 \tag{4.8}$$

对式(4.8)进行线性化，将每个算符分别表示为期望值与平均值为零的起伏算符两部分，即：$\alpha_j = \bar{\alpha}_j + \delta\alpha_j(\alpha, \alpha_s, \alpha_p)$。忽略二次以上的高阶起伏项，则可以得到两组运动方程，平均值朗之万运动方程以及起伏朗之万运动方程：

$$\dot{\bar{\alpha}} = -\gamma\bar{\alpha} - \frac{k^2}{2\gamma_0}\bar{\alpha}^2\bar{\alpha}^+ + \sqrt{\frac{2k^2}{\gamma_0}}\bar{\alpha}_p\bar{\alpha} + \bar{\alpha}_s \tag{4.9}$$

$$\delta\dot{\alpha} = -\gamma\delta\alpha - \frac{k^2}{2\gamma_0}[\bar{\alpha}^2\delta\alpha^+ + 2\bar{\alpha}^2\delta\alpha] + \sqrt{\frac{2k^2}{\gamma_0}}[\bar{\alpha}^+\delta\alpha_p + \bar{\alpha}_p\delta\alpha^+] + \delta\alpha_s \tag{4.10}$$

其中，$\bar{\alpha}(t)=\bar{\alpha}^{*}(t)=\bar{\alpha},\bar{\alpha}_{pin}(t)=\bar{\alpha}_{p},\bar{\alpha}_{sin}(t)=\bar{\alpha}_{\mathrm{s}}$。对于我们实际的实验装置，从输出耦合镜注入的抽运光场和信号光场均为真空场，从输入耦合镜注入的抽运光场在腔内共振，因此可以认为谐振腔对于抽运光场的整个损耗等于输入耦合镜对其的损耗，忽略其他损耗，即$\gamma=\gamma_{b}$。同时，定义双光子损耗速率参数为$\mu=k^{2}/2\gamma$。当信号光注入为零，即$\alpha_{\mathrm{s}}=0$，系统运转于参量振荡过程，可以求得参量振荡过程阈值：$\alpha_{th}=\gamma/2\sqrt{\mu}$ 。

由此可以详细解释参量过程的运转特性，通过式(4.9)平均值朗之万运动方程可以分析抽运光场和注入信号光场之间相对相位对于参量过程的经典行为的影响。通过式(4.10)起伏朗之万运动方程可以分析参量过程中的所有量子特性。

4.2.2 I 类简并光学参量放大器的经典特性

将双光子衰减速率代入式(4.9)得：

$$\dot{\alpha}(t)=-\mu\alpha^{3}(t)+\left[2\sqrt{\mu}\alpha_{p}(t)-\gamma\right]\alpha(t)+\sqrt{2\gamma_{b}}'\alpha_{\mathrm{s}}(t) \tag{4.11}$$

此时，真空起伏平均值为零$C_{i}(t)=0$，则其稳态方程为：

$$(\sqrt{2\mu/\gamma}\,\alpha)^{3}+2(1-\frac{\alpha_{p}}{\alpha_{th}})\cdot(\sqrt{2\mu/\gamma}\,\alpha)-2\sqrt{\gamma_{b}'/\gamma}\,\frac{\alpha_{\mathrm{s}}}{\alpha_{th}}=0 \tag{4.12}$$

式(4.12)为一元三次方程，$x^{3}+px+q=0$，其中$\begin{cases}x=\sqrt{2\mu/\gamma}\,\alpha\\ p=2(1-\dfrac{\alpha_{p}}{\alpha_{th}})\\ q=-2\sqrt{\gamma_{b}'/\gamma}\,\dfrac{\alpha_{\mathrm{s}}}{\alpha_{th}}\end{cases}$

我们采用通常判别式解法，判别式$\Delta=(\frac{p}{3})^{3}+(\frac{\mathrm{q}}{2})^{2}\begin{cases}>0\\ =0\\ <0\end{cases}$

我们可以分为以下几种情况来讨论：当系统运转于阈值以下时，即$\alpha_{p}<\alpha_{th}$，判别式一定大于零，此时方程有一个实跟，两个虚根。方程的唯一的实根对应实际的腔内的信号光场。假定α_{s}始终为正实数，当α_{p}也为正实数时，称之为与α_{s}

“In-phase”，对应于参量放大状态；当α_p为负实数时，称之为与α_s“Out-phase”，对应参量缩小状态。在物理上说描述的是抽运光场和信号光场之间的相对位相，我们定义其为$\varphi=\phi_p-\phi_s$。当$\varphi=0$或者$\varphi=\pi$时，分别表示“In-phase”和“Out-phase”，即我们在实验中通过控制两光场的相对位相，就可以使得系统运转于参量放大或者缩小状态。同时可以求得腔内信号光场表示为：

$$\sqrt{2\mu/\gamma}\,\alpha=(-\frac{q}{2}+\sqrt{\Delta})^{1/3}+(-\frac{q}{2}-\sqrt{\Delta})^{1/3} \tag{4.13}$$

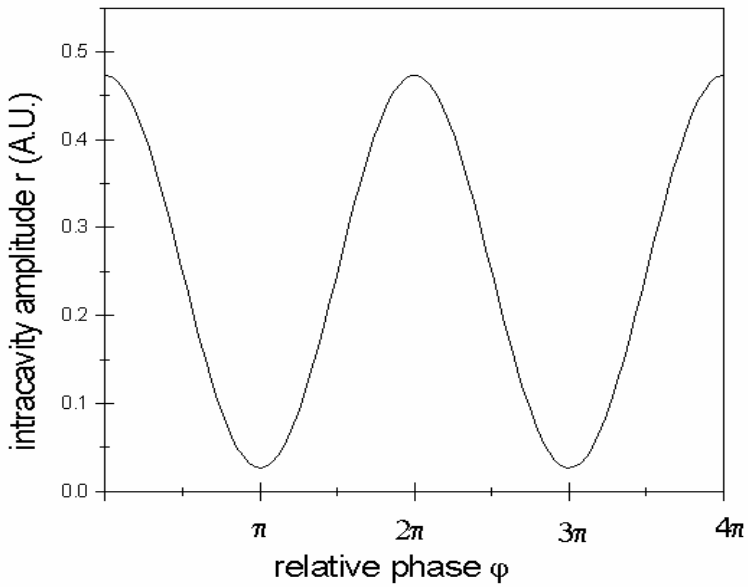


图 4.2　内腔稳态解随相对位相的变化关系

图 4.2 给出了内腔场功率随抽运光场和信号光场的之间相对位相的变化关系，在固定抽运光场和信号光场平均功率的情况下，内腔功率随相对相位的变化呈现周期性的变化。

式(4.13)是内腔信号光场湮灭算符期望值的一般表达式，我们先假设在没有抽运场的情况下，从式(4.11)可以得到输出信号光场为：

$$\alpha_{s,out}^{no-pump}=\frac{2\sqrt{\gamma_b\gamma_b'}}{\gamma}\alpha_{s,in} \tag{4.14}$$

在有抽运场时，我们仍然阈值以下分参量缩小过程和参量放大过程两种情况进行讨论。

对于阈值以下参量缩小情况，考虑注入基频光平均功率很小的情况，忽略三次

项，可以得到输出信号光场为：

$$\alpha_{s,out}=\frac{2\sqrt{\gamma_b\gamma_b'}}{\gamma(1-\frac{\alpha_p}{\alpha_{th}})}\alpha_{s,in} \tag{4.15}$$

我们就可以求得缩小的比例为：

$$\frac{\alpha_{s,out}}{\alpha_{s,out}^{no-pump}}=\frac{1}{(1-\frac{\alpha_p}{\alpha_{th}})} \tag{4.16}$$

由于我们考虑的是参量缩小状态，因此α_p/α_{th}变化范围是(-1, 0)。由于功率正比于内腔模的平方，因此可以求得运转于阈值以下参量缩小情况时，功率缩小的比例的极限为$1/4$。从式(4.16)可以看出在忽略掉三阶项后，参量过程缩小的比例只和抽运强度有关，和注入信号光强度、谐振腔各参数均无关。

对于阈值以下参量放大情况，同理忽略掉三次项时，我们考虑抽运光强在阈值的情况，此时透射的信号光场为：

$$\alpha_{s,out}=2\sqrt{\frac{\gamma_b}{\gamma}}(2\sqrt{\frac{\gamma_b'}{\gamma}}\frac{\alpha_{s,in}}{\alpha_{th}})^{1/3}\cdot\alpha_{th} \tag{4.17}$$

因此放大状态时增益因子为：

$$\frac{\alpha_{s,out}}{\alpha_{s,out}^{no-pump}}=(\frac{2\gamma}{\gamma_b'})^{1/3}(\frac{\alpha_{th}}{\alpha_{s,in}})^{1/3} \tag{4.18}$$

从上式可以看出，和参量缩小状态不同，对于放大状态的情况，增益因子既和输入耦合镜引入的损耗所占总损耗的比例有关，又和注入信号光光强有关。随着输入耦合镜透射率减小，增益因子会增大，即放大倍数变大；随着注入信号光强降低，增益因子也会增大。

以上考虑就是较小的抽运光强的情况，当继续增加抽运光强时，一元三次方程判别式会小于零，此时方程会出现不止一个实根。如图 4.3 所示，随着抽运功率的增加，内腔功率逐渐提高，而且会产生类似双稳态的现象。

在讨论了参量过程经典的增益特性后，我们讨论参量过程中的调谐特性，我们实验中泵浦光源和信号光源均可以实现调谐，因此通过各种方式，可以实现可调谐的非经典光场输出。对于 I 类准相位匹配光学参量振荡过程，要实现最佳参量转换，必须满足如下的条件：

1、能量守恒条件：$\hbar\omega_p = \hbar\omega_s + \hbar\omega_i$ (4.19)

2、相位匹配：$\frac{n_p(\omega_p,T)}{\lambda_p} - \frac{n_s(\omega_s,T)}{\lambda_s} - \frac{n_i(\omega_i,T)}{\lambda_i} - \frac{1}{\Lambda} = 0$ (4.20)

3、抽运光、信号光以及闲置光共振：
$$\begin{cases} \frac{\omega_p}{c}(L_c + n_p(\omega_p,T)L_e) + \varphi_p = 2\pi N_p \\ \frac{\omega_s}{c}(L_c + n_s(\omega_s,T)L_e) + \varphi_s = 2\pi N_s \\ \frac{\omega_i}{c}(L_c + n_i(\omega_i,T)L_e) + \varphi_i = 2\pi N_i \end{cases} \quad (4.21)$$

其中，λ_p、λ_s和λ_i为泵浦光、信号光和闲置光的波长，$n_j(\lambda_j,T)(j = p,s,i)$为晶体中泵浦光、信号光和闲置光的折射率，$L_c$为腔内往返一周空气中的长度，$L_e$为二倍的晶体长度，$\varphi$为附加的相移(由腔镜等引入)，$N$为纵模数。上述的条件决定了准相位匹配OPO的调谐特性。通常情况下，上述几个条件难以同时满足，实际中OPO的振荡模总是在满足能量守恒的前提下，在相位匹配条件和腔的共振条件之间进行折中[4.38]，使得振荡阈值最小。

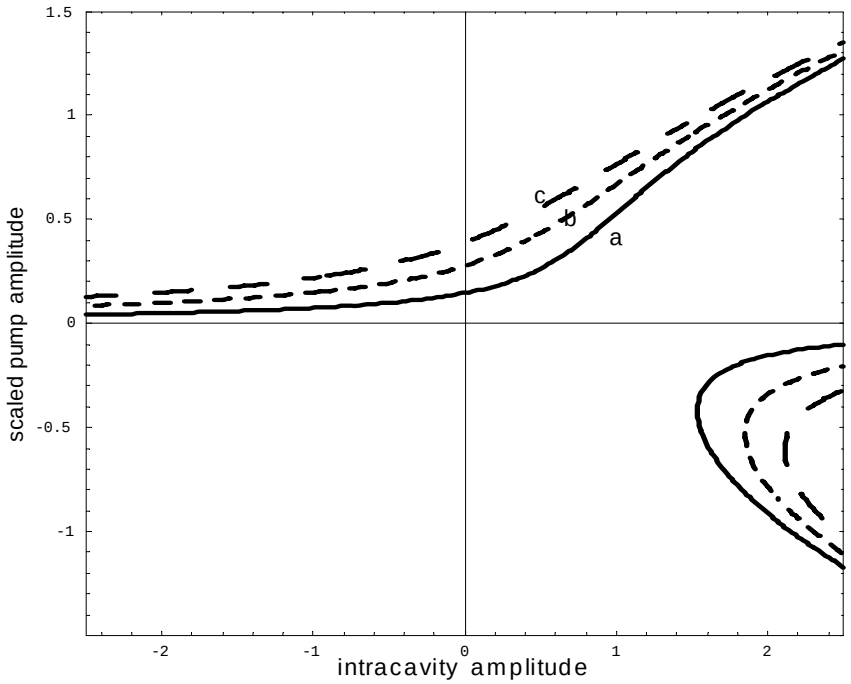


图4.3　内腔场稳态解随抽运光功率变化关系

通过上述对于实现参量最佳转换条件的讨论，我们了解了决定相互作用效果的参数，通过控制这些参数，可以在实验上实现准相位匹配光学参量振荡腔的调谐：

(1) 抽运光频率调谐。从能量守恒关系(4.19)可以看出，当抽运光的频率发生改变时，会引起下转换光频率的相应改变，从而达到调谐的目的。我们实验中抽运光源为通过外腔倍频技术780nm连续单频激光光源，泵浦倍频器的光源为半导体激光器种子源注入光纤放大器技术获得，通过控制反馈光栅可以实现半导体激光器的调谐，同时相应的光纤放大器增益带宽很宽，可以实现调谐后的放大。相应的倍频器通过控制晶体工作温度即可实现调谐，从而实现参量振荡过程中抽运光的调谐。

(2) 温度调谐。由(4.19)和(4.20)式可以看出，抽运光频率一定时，温度决定了输出下转换光的频率，对于I类匹配情况下，下转换波长随着温度调谐的关系类似抛物线型的曲线，通过改变温度可以实现下转换波长的调谐。

(3) 腔长调谐。从式(4.21)看出，腔长的变化同样可以实现OPO输出的频率调谐，对于近简并的I类匹配OPO情况，该类调谐范围可以达到上百个nm[4.39-40]。

(4) 准相位匹配晶体周期调谐。当我们改变QPM晶体的极化周期 Λ 时，信号光和闲置光的频率会相应改变，实现调谐，但此时相应的温度也会改变，不同极化周期对应的中心温度不同。

通常我们不会只单独采用一种调谐方法，因为这样只能实现频率阶越式的调谐。想要实现连续的频率调谐，需要上述方法的相互结合。例如，可以采用抽运光场的频率调谐和腔长调谐相结合的方法，实现OPO输出光场频率的连续调谐。

4.2.3 I 类简并光学参量放大器的量子特性

在研究参量过程量子特性时，我们同样认为谐振腔主要损耗由输入耦合镜损耗引起，而忽略抽运场从输出耦合镜和内腔损耗引入的真空起伏。我们将双光子速率代入起伏朗之万运动方程(4.10)式，得到：

$$\delta\dot{\alpha} = -(\gamma + 2\mu\alpha^2)\delta\alpha + (\sqrt{2\mu}\alpha_p - \mu\alpha^2)\delta\alpha^+ + \sqrt{2\mu}\alpha\delta\alpha_p + \delta\alpha_s \qquad (4.22)$$

我们定义正交振幅算符和正交位相算符分别为：$\begin{cases}\hat{X}^+(t) = \alpha(t) + \alpha^+(t) \\ \hat{X}^-(t) = -i[\alpha(t) - \alpha^+(t)]\end{cases}$，由此可以得到时域空间正交分量算符起伏的运动方程为：

$$\begin{aligned}\delta\dot{X}^+(t) &= -(\gamma + 2\mu\alpha^2)\delta X^+(t) + (\sqrt{2\mu}\alpha_p - \mu\alpha^2)\delta X^+(t) + \sqrt{2\mu}\alpha\delta B^+_{pin}(t) + \delta A^+_{sin}(t) \\ \delta\dot{X}^-(t) &= -(\gamma + 2\mu\alpha^2)\delta X^-(t) - (\sqrt{2\mu}\alpha_p - \mu\alpha^2)\delta X^-(t) + \sqrt{2\mu}\alpha\delta B^-_{pin}(t) + \delta A^-_{sin}(t)\end{aligned} \qquad (4.23)$$

其中，$\delta X^{\pm}(t)$ 表示内腔场正交分量的起伏，$\delta B^{\pm}_{pin}(t)$、$\delta A^{\pm}_{sin}(t)$ 分别表示由于抽

运光场和注入信号光场的振幅和位相起伏。

方程(4.23)经过傅立叶变换到频域空间：

$$\begin{aligned} i2\pi\Omega\delta X^{+}(\Omega) &= -(\gamma+2\mu\alpha^{2})\delta X^{+}(\Omega)+(\sqrt{2\mu}\alpha_{p}-\mu\alpha^{2})\delta X^{+}(\Omega)+\sqrt{2\mu}\alpha\delta B_{pin}^{+}(\Omega)+\delta A_{sin}^{+}(\Omega) \\ i2\pi\Omega\delta X^{-}(\Omega) &= -(\gamma+2\mu\alpha^{2})\delta X^{-}(\Omega)-(\sqrt{2\mu}\alpha_{p}-\mu\alpha^{2})\delta X^{-}(\Omega)+\sqrt{2\mu}\alpha\delta B_{pin}^{-}(\Omega)+\delta A_{sin}^{-}(\Omega) \end{aligned} \tag{4.24}$$

经过简化(4.24)式，可以得到频域空间正交分量的表达式：

$$\delta X^{\pm}(\Omega)=\frac{\sqrt{2\mu}\alpha\delta B_{pin}^{\pm}(\Omega)+\delta A_{sin}^{\pm}(\Omega)}{(\gamma+2\mu\alpha^{2})+i2\pi\Omega\mp(\sqrt{2\mu}\alpha_{p}-\mu\alpha^{2})} \tag{4.25}$$

由图4.1所示建立的理论谐振腔模型，我们可以得到输入输出关系：

$$\delta X_{out}^{\pm}(\Omega)=\sqrt{2\gamma_{b}^{'}}\delta X^{\pm}(\Omega)-\delta X_{in,o}^{\pm}(\Omega) \tag{4.26}$$

联立式(4.25)和(4.26)，我们就可以得到输出信号光场正交算符表示为：

$$\delta X_{out}^{\pm}(\Omega)=\sqrt{2\gamma_{b}^{'}}\cdot\frac{\sqrt{2\mu}\alpha\delta B_{pin}^{\pm}(\Omega)+\delta A_{sin}^{\pm}(\Omega)}{(\gamma+2\mu\alpha^{2})+i2\pi\Omega\mp(\sqrt{2\mu}\alpha_{p}-\mu\alpha^{2})}-\delta X_{in,o}^{\pm}(\Omega) \tag{4.27}$$

我们曾定义$\alpha_{sin}(t)=\sqrt{2\gamma_{b}}\alpha_{s}^{in}(t)+\sqrt{2\gamma_{b}^{'}}\alpha_{s}^{out}(t)+\sqrt{2\gamma_{c}}C_{1}(t)$，

因此注入信号场的起伏表示为：

$$\delta A_{sin}^{\pm}(\Omega)=\sqrt{2\gamma_{b}}\delta X_{in,i}^{\pm}(\Omega)+\sqrt{2\gamma_{b}^{'}}\delta X_{in,o}^{\pm}(\Omega)+\sqrt{2\gamma_{c}}\delta X_{c}^{\pm}(\Omega) \tag{4.28}$$

将式(4.28)代入(4.27)可以得到输出场正交振幅正交位起伏相算符表达式：

$$\begin{aligned} \delta X_{out}^{\pm}(\Omega) &= \sqrt{2\gamma_{b}^{'}}\cdot\frac{\sqrt{2\mu}\alpha\delta B_{pin}^{\pm}(\Omega)+\sqrt{2\gamma_{b}}\delta X_{in,i}^{\pm}(\Omega)+\sqrt{2\gamma_{c}}\delta X_{c}^{\pm}(\Omega)}{(\gamma+2\mu\alpha^{2})+i2\pi\Omega\mp(\sqrt{2\mu}\alpha_{p}-\mu\alpha^{2})} \\ &+\frac{2\gamma_{b}^{'}-(\gamma+2\mu\alpha^{2})-i2\pi\Omega\pm(\sqrt{2\mu}\alpha_{p}-\mu\alpha^{2})}{(\gamma+2\mu\alpha^{2})+i2\pi\Omega\mp(\sqrt{2\mu}\alpha_{p}-\mu\alpha^{2})}\delta X_{in,o}^{\pm}(\Omega) \end{aligned} \tag{4.29}$$

我们定义正交分量的起伏谱$Var(X_{out}^{\pm})=\delta X_{out}^{\pm}(\Omega)\cdot(\delta X_{out}^{\pm}(\Omega))^{+}$，则正交分量起伏谱表示为：

$$Var(X_{out}^{\pm}) = 1 - \frac{4\gamma_b^{'}(\gamma + 2\mu\bar{\alpha}^2 \mp \sqrt{2\mu}\bar{\alpha}_p \pm \mu\bar{\alpha}^2 - \gamma_b^{'} - 2\mu\bar{\alpha}^2 V_p^{\pm}(\Omega) - \gamma_b V_s^{\pm in}(\Omega) - \gamma_c V_c^{\pm}(\Omega))}{(\gamma + 2\mu\bar{\alpha}^2 \mp \sqrt{2\mu}\bar{\alpha}_p \pm \mu\bar{\alpha}^2)^2 + (2\pi\Omega)^2} \tag{4.30}$$

根据表达式(4.30)，我们可以分析输出场的量子特性：

1、假设抽运光场以及注入信号光场均为理想的相干光场，即所有噪声起伏场均为1。式(4.30)可以简化为：

$$Var(X_{out}^{\pm}) = 1 - \frac{4\gamma_b^{'}(\mu\bar{\alpha}^2 \mp \sqrt{2\mu}\bar{\alpha}_p)}{(\gamma + 2\mu\bar{\alpha}^2 \mp \sqrt{2\mu}\bar{\alpha}_p \pm \mu\bar{\alpha}^2)^2 + (2\pi\Omega)^2} \tag{4.31}$$

在上一节我们求得阈值表达式为：$\alpha_{th} = \gamma / 2\sqrt{\mu}$，代入式(4.31)得到如下表达式，相应的正交振幅噪声为：

$$Var(X_{out}^{+}) = 1 - \frac{4\gamma_b^{'}}{\gamma} \cdot \frac{(\mu\alpha^2/\gamma - \alpha_p/\alpha_{th})}{(1 + 3\mu\alpha^2/\gamma - \alpha_p/\alpha_{th})^2 + (2\pi\Omega/\gamma)^2} \tag{4.32}$$

正交位相噪声为：

$$Var(X_{out}^{-}) = 1 - \frac{4\gamma_b^{'}}{\gamma} \cdot \frac{(\alpha_p/\alpha_{th} - \mu\alpha^2/\gamma)}{(1 + \alpha_p/\alpha_{th} + \mu\alpha^2/\gamma)^2 + (2\pi\Omega/\gamma)^2} \tag{4.33}$$

从式(4.32)和(4.33)可以看出，当α_p为负实数时，(4.32)式始终小于1，也就是说正交振幅分量噪声处于散粒噪声以下；而(4.33)式始终大于1，正交位相分量噪声高于散粒噪声基准，这样就得到了正交振幅压缩光，对应于我们上一节提到的参量缩小过程。当α_p为正实数时，想要得到正交位相压缩光，还必须满足注入信号光场功率较小，此时对应于参量放大过程。即正交位相压缩光受注入信号光场的影响，注入光场强度越强，正交位相压缩度越低。

2、当注入信号光场为零时，产生真空态压缩光场，此时所谓的抽运场和信号光场的相对相位没有意义，式(4.32)和(4.33)分别表示正交分量在放大方向上的噪声和在压缩方向上的噪声。相应噪声表达式简化为：

$$Var(X_{out}^{+}) = 1 + \frac{4\gamma_b^{'}}{\gamma} \cdot \frac{\alpha_p/\alpha_{th}}{(1 - \alpha_p/\alpha_{th})^2 + (2\pi\Omega/\gamma)^2} \tag{4.34}$$

$$Var(X_{out}^{-}) = 1 - \frac{4\gamma_b^{'}}{\gamma} \cdot \frac{\alpha_p / \alpha_{th}}{(1+\alpha_p/\alpha_{th})^2 + (2\pi\Omega/\gamma)^2} \tag{4.35}$$

从上式可以看出真空压缩态的产生不受泵浦光场起伏的影响。

总之，参量过程输出光场的噪声特性为：当有信号光场注入时，通过控制抽运光场与信号光场的相对位相，使得系统运转于参量缩小过程时，得到正交振幅压缩态，注入信号场功率的大小对于该类压缩度影响不大；系统运转于参量放大过程时，得到正交位相压缩态，注入信号场功率的大小对于该类压缩度影响比较大；当没有信号光场的注入时，得到真空压缩态，该类压缩态不受抽运光场起伏的影响。

从三种压缩态表达式我们可以总结出，压缩度的大小主要取决于输出镜透射率损耗在总损耗中所占比例、抽运功率与阈值的比例以及分析频率相对于谐振腔线宽的比例。输出耦合镜透射率损耗占总损耗比例越大，得到的压缩度越高。抽运功率越接近阈值，压缩度越高，但是在高于阈值的2/3以上后，所得到压缩度变化就不是很大。分析频率越低，所测得压缩度越高，但是实验中由于探测器增益带宽以及激光光源低频额外噪声等限制原因，我们实际的分析频率也不能处于太低，一般选取为谐振腔线宽的1/10即可。

4.2.4 抽运光场的额外噪声对输出光场压缩度影响的数值模拟

我们在上一节对于参量过程量子特性的分析，均假设抽运光场以及注入信号光场为理想的相干光场，起伏噪声均为 1。而实际的实验中，我们采用的光源并非理想的相干光源，因此我们很关心光场存在额外噪声的时候，对于产生压缩态的影响以及变化趋势。

上节中式(4.30)中假设个注入场为相干光场，从而简化为式(4.32)和(4.33)的输出场正交振幅噪声和正交位相噪声的表达式。现在我们引入一个抽运光场起伏的变量 $V_p^{\pm}(\Omega)$，则式(4.30)表达式变化为如下形式，正交振幅噪声为：

$$Var(X_{out}^{+}) = 1 - \frac{4\gamma_b^{'}}{\gamma} \cdot \frac{2\mu\alpha^2/\gamma(\frac{3}{2} - V_p^{\pm}(\Omega)) - \alpha_p/\alpha_{th})}{(1+3\mu\alpha^2/\gamma - \alpha_p/\alpha_{th})^2 + (2\pi\Omega/\gamma)^2} \tag{4.36}$$

正交位相噪声为：

$$Var(X_{out}^{-}) = 1 - \frac{4\gamma_b^{'}}{\gamma} \cdot \frac{2\mu\alpha^2/\gamma(\frac{1}{2} - V_p^{\pm}(\Omega)) + \alpha_p/\alpha_{th}}{(1+\alpha_p/\alpha_{th} + \mu\alpha^2/\gamma)^2 + (2\pi\Omega/\gamma)^2} \tag{4.37}$$

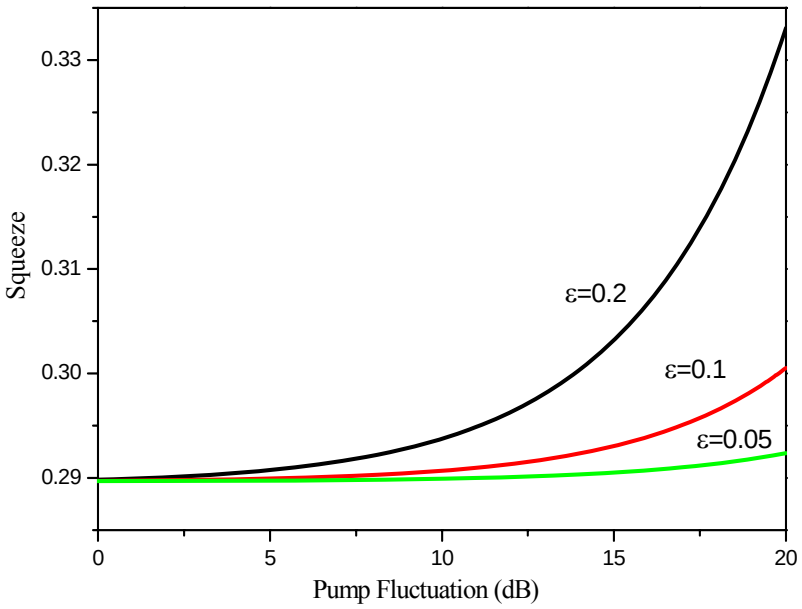


图 4.4　正交振幅分量压缩度随泵浦光噪声起伏

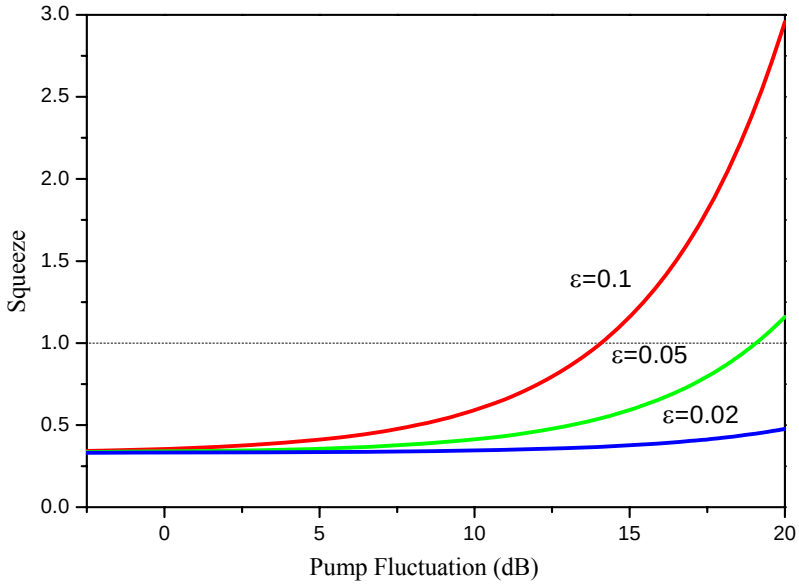


图 4.5　正交位相分量压缩度随泵浦光噪声起伏

图 4.4 给出了在测量频率 5MHz 处，取不同α_s/α_{th}值($\varepsilon=\alpha_s/\alpha_{th}$)时输出场正

交振幅压缩随抽运光噪声起伏的变化曲线。参数的选取由实际的实验决定，希望数值计算结果对实验有直接的指导作用。因此选取参数分别为$\gamma_b^{'}/\gamma=0.8$，$\alpha_p/\alpha_{th}=0.9$，$\Omega_\gamma=12\,\mathrm{MHz}$ (我们定义归一化到腔带宽的分析频率$\Omega_\gamma=2\pi\Omega/\gamma$)。图 4.5 给出了在测量频率 5MHz 处，取不同α_s/α_{th}值时输出场正交位相压缩随抽运光噪声起伏的变化曲线。

从图中曲线可以看出，当 I 类简并光学参量振荡腔工作于参量放大状态时，输出场正交位相压缩受泵浦光场随机起伏影响较大。当注入信号光强是参量振荡阈值的十分之一时，泵浦光场起伏高于散粒噪声 14dB 后，其正交位相分量没有压缩。而当 I 类简并光学参量振荡腔工作于参量缩小状态时，输出场正交振幅压缩对泵浦光场随机起伏影响不敏感。从而可以分析出在泵浦光场随机起伏中，位相随机起伏是对输出场压缩度影响的主要因素，而振幅随机起伏对输出场压缩度影响则相对很小。

同时验证数值模拟结果，我们也计算了 II 类非简并光学参量放大器输出场正交分量压缩随泵浦光场随机起伏的变化，结果与上述结论基本吻合，输出场正交分量压缩对泵浦光场位相随机起伏敏感，对振幅随机起伏不敏感。

而且随着注入信号光场的变化，泵浦光场起伏影响会不同，注入光强越小影响越小。若$\alpha_s/\alpha_{th}=0$时，则没有影响，此时系统工作于阈值以下参量放大过程，真空注入。得到的压缩光场输出平均值为零，压缩度不受泵浦光场起伏的影响。

我们同时将注入信号光场起伏作为一个变量$V_s^{\pm}(\Omega)$，数值模拟方法以及代入参数同上述。输出场正交分量噪声表达式分别变化为：

$$Var(X_{out}^{+})=1-\frac{4\gamma_b^{'}}{\gamma}\cdot\frac{\mu\alpha^2/\gamma-\alpha_p/\alpha_{th}+\frac{\gamma_b}{\gamma}(1-V_s^{\pm}(\Omega))}{(1+3\mu\alpha^2/\gamma-\alpha_p/\alpha_{th})^2+(2\pi\Omega/\gamma)^2} \tag{4.38}$$

$$Var(X_{out}^{-})=1-\frac{4\gamma_b^{'}}{\gamma}\cdot\frac{\alpha_p/\alpha_{th}-\mu\alpha^2/\gamma+\frac{\gamma_b}{\gamma}(1-V_s^{\pm}(\Omega))}{(1+\alpha_p/\alpha_{th}+\mu\alpha^2/\gamma)^2+(2\pi\Omega/\gamma)^2} \tag{4.39}$$

本节通过数值计算分析了I类简并光学参量放大过程中泵浦光场随机起伏对输出信号光场压缩度的影响。可以得出：在阈值以下，无论是简并还是非简并参量过程，泵浦光场随机起伏中位相噪声起伏对正交分量压缩的影响较大，而泵浦光场随机起伏中振幅噪声起伏对正交分量压缩影响很小。即泵浦场位相随机起伏对压缩度影响远大于振幅随机起伏的影响。这与M.Suhail.Zubairy小组研究的单次穿过晶体的参量过程结论[4.41]相一致。

4.3 实验装置

4.3.1 产生压缩态实验光路

利用参量过程产生压缩态的实验装置如图 4.6 所示。

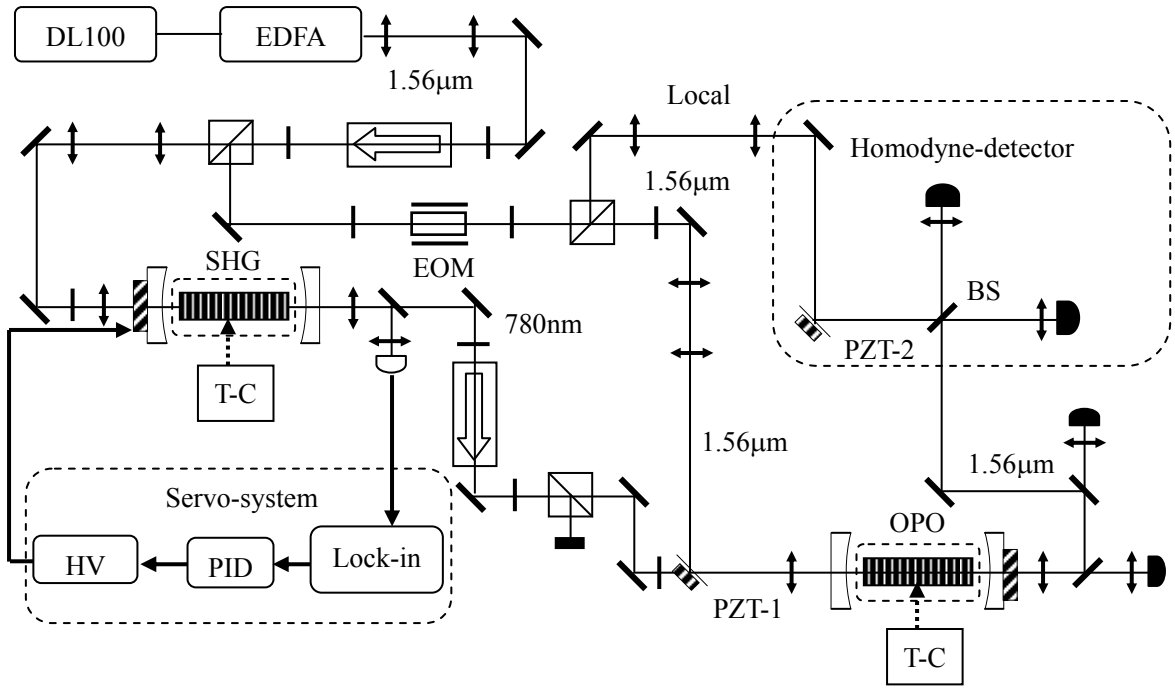


图 4.6　产生 1.56μm 真空压缩态光场的实验装置

实验装置前一部分为参量过程中抽运光源的产生部分，在上一章倍频过程中已有详细描述。倍频腔锁定后稳定输出 780nm 激光，经过隔离器后注入到简并的光学参量振荡器(DOPO)中，隔离器的作用是防止 OPO 腔反射光反馈进入倍频腔，影响其稳定运转。隔离器为 Isowave 公司生产。隔离比 40dB 左右。隔离器前半波片用来控制输出光的偏振使其与隔离器要求偏振方向一致。OPO 腔前为 780nm 抽运光的模式匹配透镜，实验中用到匹配透镜焦距为 70mm。

另外一路光束从 1.56μm 光路上分束后，作为注入信号光注入 OPO 腔，抽运光和信号光经过一个双色镜耦合同时注入。压电陶瓷 PZT-1 用来控制抽运光和注入信号光之间的相对位相，使得 OPO 腔运转于参量放大或者缩小状态，从而获得不同种类的压缩。在这一路上需要加入透镜组来变换信号光的腰斑，因为 OPO 腔前的匹配透镜大小是以抽运光为标准选择的，因此我们只有提前变换信号光的腰斑使其经过腔前匹配透镜时就达到模式匹配。从信号光路上分出一小部分光，作为平衡零拍探测系统的本底光，与 OPO 输出光场在分束器上干涉后辅助测量输出的压缩态光场。

压电陶瓷 PZT-2 控制两光场的相对位相。关于平衡零拍探测的方法以及原理我们在下一节会详细分析。实验中对于本底光的光斑大小、光束质量要求很严格，这些因素直接影响干涉度的大小。因此我们在本底光光路上也加入透镜组精确调节其光斑直径。至于光束质量，严格上说是需要加入模清洁器改善其空间模式的，但是我们的光源是光纤输出的，光束质量较好，因此在实验中暂时未使用模清洁器。

抽运光和信号光均注入 OPO 腔后，保证两频率的光束均起振且模式匹配良好。此时 OPO 腔采用近共心结构，腔长为 58mm，输入输出耦合腔镜曲率半径为 30mm。我们实验中采用了两组不同的镀膜参数，分别对应双共振(抽运光双此穿过晶体)和三共振 OPO 过程。非线性晶体为周期极化铌酸锂(PPLN)晶体，其特性我们在上一章已经做了详细的描述。在 OPO 实验的过程中，晶体工作的中心温度也为 180℃左右，控温炉以及温控仪均与倍频过程中的情况一致。输出场经过凹面输出耦合镜后，会迅速发散，因此我们在 OPO 腔后加焦距为 200mm 的透镜，使其近似平行输出。然后用双色镜将两频率的光束分开：780nm 透射后进入探测器用来监视抽运光模式；1.56μm 反射后，我们采用透射率 1%的反射镜使得 1.56μm 的光大部分反射用于测量，只有 1%的透射进入探测器，用于监视信号光模式并锁定 OPO 腔。

4.3.2 非经典光场探测系统

对于光场正交分量压缩的探测，通常采用平衡零拍探测系统，如图 4.7 所示，该系统由分束器(BS)和两个探测器以及减法器组成。

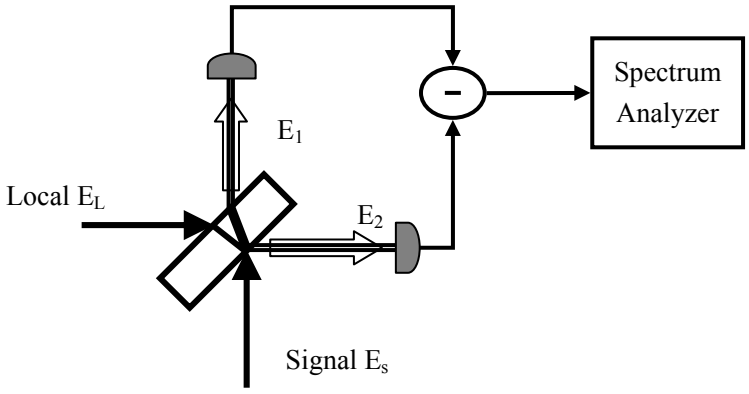


图 4.7 平衡零拍探测系统

我们定义本底光和信号光的电场强度算符分别为 $E_L(t)$ 和 $E_s(t)$，用正交振幅算符 $A_{L,S}$ 和正交位相算符 $P_{L,S}$ 可以表示为[4.42]：

$$E_L(t) = C_L \cdot (A_L \cos(\omega t + \theta) + P_L \sin(\omega t + \theta)) \tag{4.40}$$

$$E_s(t) = C_s \cdot (A_s \cos \omega t + P_s \sin \omega t) \tag{4.41}$$

其中，C 表示一个常系数，而 θ 表示本底光与信号光之间的相对相位。上述光场经过分束器后，满足如下变换关系：$\begin{cases} E_1(t)=\frac{1}{\sqrt{2}}(E_L(t)+E_s(t)) \\ E_2(t)=\frac{1}{\sqrt{2}}(E_L(t)-E_s(t)) \end{cases}$

在实验中，由于探测器响应时间远大于光场的振荡周期，因此我们认为探测器的探测是对光场多个整数周期的平均响应，因此探测器 D1、D2 的光电流可以表示为：

$$I_1 \propto \left\langle E_1^+(t)E_1(t)\right\rangle = \frac{1}{4}(A_L\cos\theta + P_L\sin\theta + A_s)^2 + \frac{1}{4}(P_L\cos\theta - A_L\cos\theta + P_s)^2 \qquad (4.42)$$

$$I_2 \propto \left\langle E_2^+(t)E_2(t)\right\rangle = \frac{1}{4}(A_L - A_s\cos\theta + P_s\sin\theta)^2 + \frac{1}{4}(A_s\sin\theta - P_s\cos\theta + P_L)^2 \qquad (4.43)$$

经过减法器相减输出电流为两电流值的差值，即上式(4.42)与(4.43)相减，然后可以求得电流差值的起伏值，我们知道输出噪声功率与电流起伏的平方成正比，因此输出噪声功率为：

$$P_{out} \propto \left\langle \delta^2(I_2 - I_1)\right\rangle = -{A_L}^2(\delta A_s\cos\theta + \delta P_s\sin\theta)^2 \qquad (4.44)$$

从式(4.44)我们分析，当实验中本底光与信号光之间的相对相位 $\theta=0$ 时，平衡零拍探测系统所测得的物理量为正交振幅分量压缩光场的噪声功率；当相对位相 $\theta=\pi/2$ 时，平衡零拍探测系统所测得的物理量为正交位相分量压缩光场的噪声功率；而当没有信号光场注入时，探测到的物理量即为相应的散粒噪声基准。

在平衡零拍探测中，光电探测器的性能至关重要。通常光电探测器主要由两部分组成：低噪声快速相应的光电二极管和低噪声宽带放大器。对于探测光场量子噪声的光电探测器来说，对光电二级管有如下要求：(1)光电二极管的响应速度必须足够快，也就是说，它应该有足够大的带宽。因为激光器的经典噪声在低频范围内非常大，并不是理想的相干态，因此量子噪声的测量通常在数 MHz 以上进行。(2)由于量子噪声对于损耗非常敏感：损耗的存在会在很大程度上破坏光场的量子特性。因此光电二极管的量子效率(一个光子入射到光电二级管上，产生一个光电子的几率)必须足够高才能在探测过程中对量子噪声造成尽量小的破坏。(3)光电二级管必须有足够高的饱和特性。因为在通常的测量中，本底光的光强通常比较大。而量子噪声的测量必须在光电二级管的线性响应区域内进行测量，否则，测量结果不能如实的

反映量子噪声。(4)光电二极管必须有低的噪声引入，因为通常光场的量子噪声功率都很小，过高的引入噪声会使量子噪声的测量受到影响，甚至会淹没量子噪声，使得测量无法进行。

在测量过程中仅使用光电二极管是不够的，因为它的输出光电流噪声功率通常太小而无法被频谱分析仪所测量。通过采用的办法是在在其后加上一个低噪声、宽带的放大器，要求低噪声和宽带原因同上述的对于光电二极管的要求。

综上所述，我们在实验中采用重庆中电四十四所生产的型号为 GD3551Y 的光电二级管，其典型参数为：暗电流 0.3nA，结电容为 0.6pF，实验测得其量子效率(1.56μm 处)为 85%。饱和光功率 20mW 左右。放大器为我们自己研制的低噪声放大器，它具有较大的增益和较宽的带宽。我们实验中通过测量探测器在频率为 2MHz-20MHz 处对 1.56μm 激光的响应，得出探测器在低于 4mW 的输入功率下交流输出功率呈线性响应，进一步增加输入功率，探测器趋于饱和。这里的饱和是由低噪声放大器的饱和引起的。

实验中，平衡零拍探测要求两个探测器的响应尽量完全一致，因此在选用光电二极管、低噪声放大器还有外围电子元件的时候，尽量挑选响应特性一致的。当然，这并不能保证两个探测器的响应完全一致，实验中还需要仔细校准两探测器至交流谱完全重合(相同光强下)。实验中用到的减法器为 Mini-Circuits 公司的型号为 ZSCJ-2-1 的减法器，我们在光路中加入一个调制信号测量到其共模抑制比为 30dB。

4.4 实验过程以及实验结果

实验中首先采用三共振腔镜将抽运光以及信号光模式匹配都调节至最好，因为三共振的腔镜对于抽运光和信号光均共振，可以精确判断模式匹配的好坏。至于以后需要用到双共振腔镜或其他时，在调好的状态直接更换，然后微调腔镜即可。
加热晶体至简并的温度点(简并温度点 120℃)，此时 OPO 阈值最低。实验中三共振条件下，阈值为 6mW。但三共振条件对于温度的控制要求更精确，需要微调温度至抽运光场与信号光场透射峰顶完全重合，实现参量增益的最大值；而双共振条件下，因为抽运光双此穿过晶体因此透射峰是一个包络，两峰的重合就相对容易些。而且双共振情况系统比较稳定。而且经过实验研究证明抽运光场在腔内共振与否不影响压缩度的大小。因此，我们在实验上采用双共振腔镜来获得压缩态，具体腔镜镀膜参数为：输入耦合镜 HR@1.56μm，t=90%@780nm；输出耦合镜 t=6%@1.56μm，HR @780nm。

双共振条件下阈值为 55mW，我们首先利用阈值以下 OPO 过程，获得放大方向上的真空压缩态。首先我们用一束非常弱的信号光注入，来确认 OPO 腔的经典增益因子，从上一节计算我们也可以看出，经典增益与量子特性是一致的，经典增益越大、缩小比例越接近极限，输出光场的量子特性也越明显。在压电陶瓷 PZT-1 上加一个频率为 10Hz 的三角波慢扫描信号，使得抽运光场与信号光场的相对位相缓慢周期变化。这是我们就能看到信号光透射峰在放大和缩小之间周期变化，如果扫描 OPO 腔的信号与扫描位相的信号同步后，就观察到与图 4.2 的理论计算结果一致的现象。在实验上我们观察到增益放大倍数最大为 200 倍(此时抽运功率已经非常接近阈值，为 46mW)，缩小比例为 1/2，还没有达到极限值。

由于输出光场为真空，平均光强为零，因此我们采用一束正向的模拟光模拟输出光场，首先用信号光透射峰锁定 OPO 腔使得模拟光稳定输出后(此时抽运光场被挡掉，否则信号光场处于放大缩小交替状态，不易锁定)，与本底振荡光在分束器上干涉。调节干涉时，需要仔细调节两光束功率，保证其完全相等。实验中如果采用分束器干涉的话，对于分束器的角度也要用功率计精确调节保证透射反射功率相等，因为分束器角度放置稍微出现偏差就会使得分束效果改变，不是 50/50 分束器。但是实际上即使分束器放置角度完全正确，在调节干涉时，也会微小改变光束的入射角度，和分束器角度变化引起的效果一样，这对于干涉度的影响较大。因此我们在实验上采用半波片和偏振分束器来代替分束器，通过仔细调节使得干涉条纹的可见度达到 97%。然后采用平衡零拍探测系统测量，这时就不需要信号光注入以及模拟光了，完全挡掉这些光场后，测量阈值以下输出场真空压缩态。

当泵浦功率为 46mW 时，采用 3Hz 的锯齿波信号扫描本底光的位相(压电陶瓷 PZT-2)，我们就可以测量 OPO 输出光场的噪声。图 4.8 即我们扫描本底光位相同时测到的光场真空压缩态，本底光功率为 1mW，分析频率为 5MHz，频谱分析仪的分辨率带宽为 100KHz，视频带宽为 300Hz。从图中可以看出，实测的 OPO 输出的真空压缩度为 2.4dB，曲线 a 表示散粒噪声基准，曲线 b 为输出真空场噪声功率。电子学噪声低于散粒噪声 10dB，因此不需要考虑其影响。由于我们实验中采用的本底光为非相干光，为了保证其所给出的散粒噪声基准的准确性，我们采用相同光强下相干光源校准，发现相同光强下其散粒噪声基准重合，因此验证了散粒噪声基准的正确性。而且与理论计算相符，抽运场的额外噪声对于真空压缩态并没有影响。

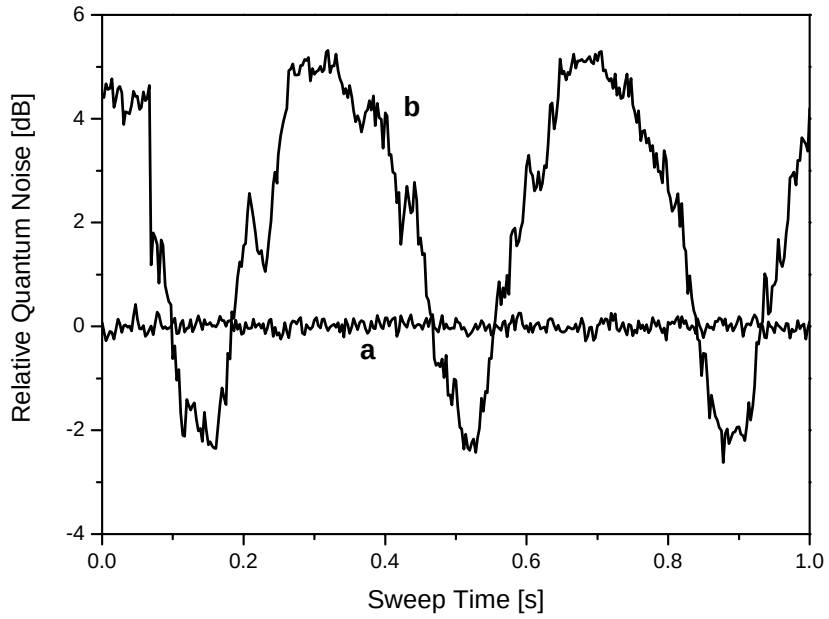


图 4.8　OPO 输出归一化真空噪声功率随着本底振荡光位相变化的曲线

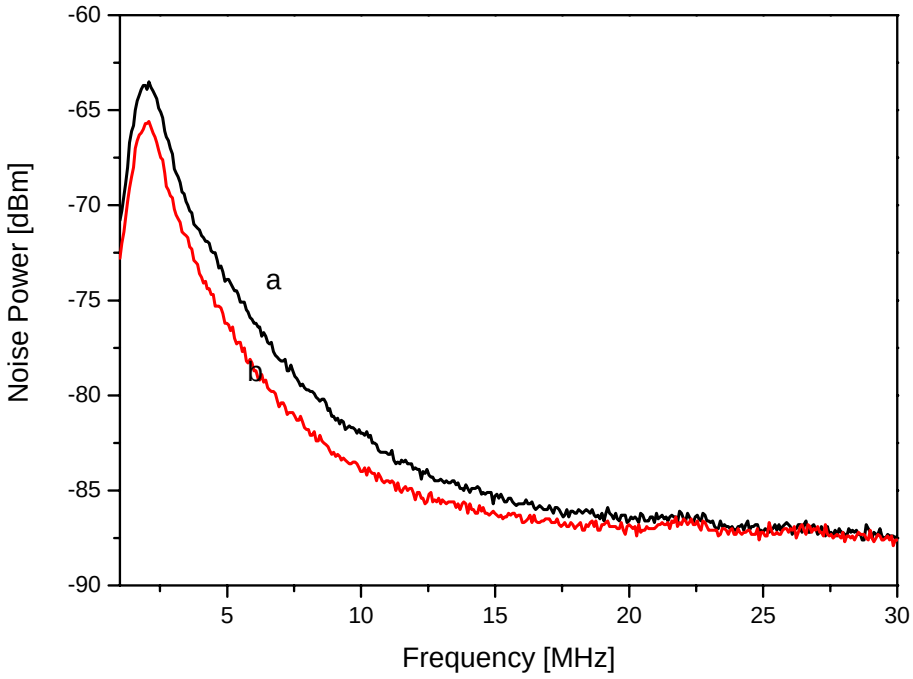


图 4.9　OPO 输出场噪声谱

当本地振荡光的位相锁定后，实验测量了 OPO 输出真空场从 1MHz 到 30MHz 的压缩谱，如图 4.9 所示。曲线 a 为散粒噪声极限，曲线 b 为 OPO 腔输出真空场的噪声谱。在测量的过程中 OPO 腔长需要锁定，输出场与本底光位相也需要锁定。从图中可以看到从 1MHz 到 10MHz 可以得到大于 2dB 的压缩真空态。由于 OPO 腔的带宽为 15MHz，随着分析频率增加，压缩度逐渐减小至散粒噪声极限。

考虑实验测量系统中的探测器量子效率以及光路传输损耗，我们可以计算其实际输出的压缩度[4.43]：

$$V_{sq}=\frac{V_{sq,\det}-1+\eta}{\eta} \tag{4.45}$$

实验中探测器量子效率为 85%，平衡零拍探测中干涉度为 97%，光路传输损耗为 68.5%。因此总的损耗为这些损耗的乘积：$\eta=55.2\%$。我们通过式(4.45)计算实际输出压缩度为 6.5dB。我们可以看到主要的损耗来源于光路传输，在 1.56μm 波段探测器量子效率可以达到 85%已经比较好了。因此我们在实验上正在改进光学元件的镀膜以及偏振分束器的质量，以提高光路传输效率，获得更大的压缩度的输出。

在得到真空压缩后，我们一方面优化系统获得更高的压缩度，另一方面我们又尝试了阈值以下有注入的双共振情况，希望获得光场的正交分量压缩，输出光场有平均光强。这样的话比起真空压缩会容易控制和锁定各个位相以及 OPO 腔，为后续实验中采用两个单模压缩态光场在分束器上耦合得到纠缠态光场奠定基础，而且较真空压缩态光场耦合在技术上容易实现。但是正如上一节理论计算的结果，当有信号光注入时，如果信号光为非相干光，输出光场噪声功率立即增加，远高于散粒噪声基准，无法得到明亮的正交分量压缩态。

4.5 本章小结

我们建立 I 类简并光学参量放大器的理论模型，从光场运动方程出发分析了光学参量运转过程的经典特性以及量子特性，考虑抽运光场额外噪声对于输出光场的压缩度的影响，并采用数值计算模拟讨论了不同光学参量运转情况的影响。实验上我们采用准相位匹配 PPLN 晶体光学参量振荡器，获得了连续变量 1.56μm 光通信波段的压缩态光场，实测压缩度为 2.4dB。考虑到光路传输效率、探测器量子效率以及平衡零拍效率后，实际输出压缩度为 6.5dB。

参考文献

[4.1] E. Giacobino, C. Fabre, et al., Special issue on quantum noise reduction in optical systems, Appl. Phys. B, 1992, **55**(3), 189

[4.2] D. Magde, H. Mahr, Study in Ammonium Dihydrogen Phosphate of Spontaneous Parametric Interaction Tunable from 4400 to 16 000 Å, Phys. Rev. Lett. 1967, **18**: 905-907

[4.3] C. K. Hong, Z. Y. Ou, L.Mandel, Measurement of subpicosecond time intervals between two photons by interference, Phys. Rev. Lett. 1987, **59**: 2044-2446

[4.4] Y. H. Shih, C. O. Alley, New Type of Einstein-Podolsky-Rosen-Bohm Experiment Using Pairs of Light Quanta Produced by Optical Parametric Down Conversion , Phys. Rev. Lett. 1988, **61**: 2921-2924

[4.5] P. G. Kwiat, E. Waks, A. G. White et al., Ultrabright source of polarization-entangled photons , Phys. Rev. A, 1999, **60**: R773-776

[4.6] A. G. White, D.F.V.James, P.H.Eberhard et al., Nonmaximally Entangled States: Production, Characterization, and Utilization, Phys. Rev. Lett., 1999, **83**: 3103-3107

[4.7] C. E. Kuklewicz, M. Fiorentino, G. Messin, et al. High- flux source of polarization entangled photons from a periodically- poled KTiOPO4 parametric downconverter Phys. Rev. A, 2004, **69**(1):138071-138075

[4.8] M. Pelton, P. Marsden, D. Ljunggren, et al. Bright, single-spatial-mode source of frequency non-degenerate, polarization-entangled photon pairs using periodically poled KTP, Opt. Express, 2004, **12**(15): 3573-3580

[4.9] D. Ljunggren, M. Tengner, P. Marsden, et al. Theory and experiment of entanglement in a quasi-phase-matched two-crystal source Phys. Rev. A, 2006, **73**(3): 032326 : 1-12

[4.10] H. G. Chatellus, D. G. Giuseppe, A. V. Sergienko, et al. Engineering entangled-photon states using two-dimensional PPLN crystals Proceeding of SP IE, 2004, 5456:75

[4.11] H. Takesue, Generation of polarization entangled photon pairs in m 1.5 telecommunication band, NTT Technical Review, 2005, **3**(12): 52-60

[4.12] H. G. Chatellus, A. V. Sergienko. et al. Non-collinear and non degenerate polarization entangled photon generation via concurrent type-I parametric downconversion in PPLN, Opt Express, 2006, **14** (21):10060-10072

[4.13] S. Reynaud, C. Fabre, and E. Giacobino, Quantum fluctuations in a two-mode parametric oscillator, J. Opt. Soc. Am. B, 1987, **4**, 1520-1524

[4.14] T. Debuisschert, S. Reynaud, A. Heidmann, E. Giacobino, and C. Fabre, Observation of Large Quantum Noise Reduction Using an Optical Parametric Oscillator,Quantum Opt. 1989, **1**: 3-9

[4.15] J. Mertz, T. Debuisschert, A. Heidmann, C. Fabre, and E. Giacobino, Improvements in the observed intensity correlation of optical parametric oscillator twin beams, Opt. Lett., 1991, **16**, 1234-1235.

[4.16] C. Kim, P. Kumar, Quadrature-Squeezed Light Detection Using a Self-Generated Matched Local Oscillator, Phys. Rev. Lett., 1994, **73**, 1605-1608

[4.17] Ling-An Wu, H. J. Kimble, J. L. Hall and Huifa Wu, Generation of Squeezed States by Parametric Down Conversion , Phys. Rev. Lett., 1986, **57**, 2520

[4.18] G. Breitenbach, T. Muller, S. F. Pereira, J-Ph. Poizat, S. Schiller, and J. Mlynek, Squeezed vacuum from a monolithic optical parametric oscillator,J. Opt. Soc. Am. B, 1995, **12**, 2304-2309

[4.19] P. K. Lam, T. C. Ralph, H. A. Bachor, and J. R. Gao, Optimization and transfer of vacuum squeezing from an optical parametric oscillator, Journal of Optics B, 1999, **1**:469-474

[4.20] Z. Y. Ou, S. F. Perira, H. J. Kimble, and K. C. Peng, Realization of the Einstein-Podolsky-Rosen paradox for continuous variables Phys. Rev. Lett., 1992, **6**, 3663-3666

[4.21] Z. Y. Ou, S. F. Pereira, H. J. Kimble, Realization of the Einstein-Podosky-Rosen paradox for continuous variables in nondegenerate parametric amplification, Appl. Phys. B, 1992, **55**, 265-278

[4.22] 彭堃墀，黄茂全，刘晶，廉毅敏，张天才，于辰，谢常德，郭光灿，双模光场压缩态的实验研究,物理学报，1993, **42**, 1079-1085

[4.23] Qing Pan, Tiancai Zhang, Yun Zhang, et al. Intracavity frequency-doubled and frequency-stabilized cw ring Nd:YAP laser, Appl. Opt. 1998，**37**, 2394-2396

[4.24] Kunchi Peng, Qing Pan, Hai Wang, et al. Generation of two-mode quadrature-phase squeezing and intensity-difference squeezing from a cw-NOPO Appl. Phys. B, 1998, **66**, 755-758

[4.25] Yun Zhang, Hai Wang, Xiaoying Li, Jietai Jing, Changde Xie, Kuchui Peng, Experimental Generation of bright EPR beams from Narrowband Nondegerate Optical Parametric Amplifier, Phys. Rev. A, 2000, **62**: 023813

[4.26] A. Furusawa, J. L. Sorensen, S. L. Braunstein, et al. Unconditional quantum teleportation, Science, 1998, **282**, 706-709

[4.27] Jietai Jing, Jing Zhang, Ying Yan, et al. Experimental Demonstration of Tripartite Entanglement and Controlled Dense Coding for Continuous Variables, Phys. Rev. Lett., 2003, **90**: 167903

[4.28] T. Aoki, N. Takei, H. Yonezawa, et al. Experimental Creation of a Fully Inseparable Tripartite Continuous-Variable State, Phys. Rev. Lett., 2003, **91**: 080404

[4.29] A. M. Lance, T. Symul, W. P. Bowen, et al. Tripartite Quantum State Sharing, Phys. Rev. Lett., 2004, **92**: 177903

[4.30] Xiaoying Li, Kunchi Peng, et al. Quantum Dense Coding Exploiting a Bright Einstein-Podolsky-Rosen Beam, Phys. Rev. Lett., 2003, **88**: 047904

[4.31] Xiaojun Jia, Kunchi Peng, et al. Experimental Demonstration of Unconditional Entanglement Swapping for Continuous Variables, Phys. Rev. Lett., 2004, **93**: 250503

[4.32] S. Suzuki, A. Furusawa, 7dB quadrature squeezing at 860nm with PPKTP, Appl. Phys. Lett. 2006, **89**, 061116:1-3

[4.33] Y. Takano, A. Furusawa, Observation of -9dB quadrature squeezing with improvement of phase stability in homodyne measurement, Opt. Express, 2007, **15**, 4321-4327

[4.34] H. Vahlbruch, M. Mehmet, S. Chelkowski, B. Hage, A. Franzen, N. Lastzka, S. Gossler, K. Danzmann, R. Schnabel, Observation of squeezing light with 10dB quantum noise reduction, Phys Rev Lett. 2008, **100**(3):033602-033612

[4.35] F. E. Harrison, D. F. Walls, QND measurement of intensity difference fluctuations, Opt. Commun. 1996, **123**, 331-343

[4.36] C. Fabre, E. Gicobino, A. Heidmann, Noise characteristics of a non-degenerate

Optical Parametric Oscillator Application to quantum noise reduction, Journal de Physique, 1989, **15**, 1209-1225

[4.37] M. J. Lawrence, R. L. Byer, M. M. Fejer, et al. Squeezed singly resonant second-harmonic generation in periodically poled lithium niobate J. Opt. Soc. Am. B, 2002, **19**, 1592-1598

[4.38] A. G. Henderson, M. J. Padgett, F. G. Colville, J. Zhang, M. H. Dunn, Doubly resonant optical parametric oscillators: tuning behavior and stability requirements, Opt.Comm. 1995，119, 256-264

[4.39] L. E. Myers, R. C. Eckardt, M. M. Fejer, et al. Quasi-phase-matched optical parametric oscillators in bulk periodically poled LiNbO3, J. Opt. Soc. Am. B. 1995, **12,** 2102-2116

[4.40] A. Garashi, A.Arie, A. Skilar, and G. Rosenman, Conrinuous-wave optical parametric oscillator based on periodically poled $KTiOPO_4$, Opt. Lett. 1998, **23,** 1739-1741

[4.41] K. Wodkiewicz, M. S. Zubairy, Effect of laser fluctuations on squeezed states in a degenerate parametric amplifier, Phys. Rev. A, 1983, **27,** 2003-2007

[4.42] D. F. Walls, G. J. Milburn, <Quantum Optics>, Springer-Verlag, 1 edition, 1994

[4.43] K. Schneider, R. Bruckmeier, H. Hansen, S. Schiller, and J. Mlynek, Bright squeezed-ligh generation by a continuous-wave semimono-parametric amplifier, Opt. Lett. 1996, **21,** 1396-1398

第五章　产生 1560nm 连续变量纠缠态光场的理论研究

5.1 引言

连续变量量子纠缠是与量子噪声压缩态直接相关的另一种重要量子效应。利用非简并光学参量放大技术产生的双模压缩态光场所包含的一对耦合模之间具有量子非局域关联[5.1-3]，或者利用两个简并光学参量放大器输出的单模压缩态光场在分束器上耦合同样可以得到一对具有非局域关联的耦合模[5.4-6]，通常称这样一对耦合模为EPR纠缠(Einstein-Podolsky-Rosen Entanglement)光束。在连续电磁场中，纠缠特性表现为EPR光束正交分量量子起伏之间的非定域量子关联，坐标和动量之间的纠缠转化为正交振幅和正交位相分量起伏之间的纠缠，不同实验情况下会产生不同的纠缠，当正交振幅差、正交位相和均低于散粒噪声，那么它们是一对具有振幅正关联，位相反关联的纠缠态光场。相反，则具有振幅反关联，位相正关联的纠缠特性。

在连续变量领域，产生EPR纠缠态的具有代表性的实验如下：1992 年，美国加州大学Kimble小组用II类匹配的KTP晶体作非线性介质，通过非简并参量放大过程，获得两偏振正交的信号光与闲置光之间的关联[5.1]，由于输入信号为真空场，导致输出场的平均能量接近于零，虽然他们之间有EPR关联，但很大程度上限制了它们的应用。1998 年，Kimble小组利用阈值以下简并参量过程产生两束频率简并的正交位相压缩光，通过 50/50 分束器耦合产生了EPR纠缠光束，实现了连续变量的量子离物传态，保真度为 0.58±0.02[5.4]。2001 年，德国的G. Leuch小组利用非对称光纤中的Kerr非线性效应获得明亮的振幅压缩光，而后通过 50/50 分束器进行耦合产生了EPR纠缠光束。2000 年，山西大学光电研究所利用注入场平均功率不为零的非简并光学参量放大器运转于放大状态，得到信号模与闲置模为正交振幅正关联、正交位相反关联的明亮EPR光束[5.2]，2001 年，我所采用光学参量反放大过程获得了信号模与闲置模为正交振幅分量和与正交位相分量差的起伏方差均低于散粒噪声极限[5.3]，EPR关联乘积为 0.332±0.003，并用以完成了连续变量量子密集编码，后续的工作集中在三组份、四组份纠缠态光场的产生与可控量子通讯等实验研究上[5.7]。澳大利亚国立大学的LamPK研究小组，利用两个经典相干量子独立的压缩光和分束器产生了明亮的EPR纠缠态，并用于实现了量子离物传态[5.8]。

而关于光通信波段1560nm纠缠源的产生进展，我们在绪论里已经详细地叙述过了，这方面的研究大都集中在分离变量领域，典型的技术是采用自发参量下转换技术获得纠缠光子对。在连续变量领域，产生连续波1560nm纠缠源的实验研究还未见

报道。我们希望采用两个简并的光学参量振荡器获得的两个单模压缩态在50/50分束器上耦合得到纠缠态光场。

5.2 理论模型

5.2.1 利用两束单模压缩光耦合产生纠缠态光场的理论计算

量子纠缠的定义为两个(或更多)子系统构成的量子体系，若其态矢量$|\Psi(A,B)\rangle$不可能写成子系统的直积$|\Psi(A)\otimes\Psi(B)\rangle$时，则该量子体系中的子系统之间存在相互纠缠[5.9]，态$|\Psi(A,B)\rangle$称为纠缠态，纠缠揭示了量子力学的非局域性并且违背了Bell不等式，被广泛应用于量子通讯领域。

在量子通讯中除了有时所需要的传统的经典通道外，更为主要的还需建立通讯各方之间的量子通道，所谓量子通道实际上就是通讯各方之间的量子纠缠。对于两个用户之间的通讯，所涉及的量子通道是由二个用户所共享的EPR纠缠对，对二态粒子而言，两个粒子EPR纠缠态有下列四种类型[5.9]：

$$\begin{aligned}|\Phi\rangle^{\pm}&=\frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle_1|\downarrow\rangle_2\pm|\downarrow\rangle_1|\uparrow\rangle_2\\|\Psi\rangle^{\pm}&=\frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle_1|\uparrow\rangle_2\pm|\downarrow\rangle_1|\downarrow\rangle_2\end{aligned}\tag{5.1}$$

其中，态$|\Phi\rangle^{-}$称 EPR 单态，其余三个态称 EPR 三重态。这四个态也称为 Bell 基态，每个 Bell 基态都是双粒子体系最大纠缠态，它们是四维空间中的正交完备基。对连续变量的 EPR 纠缠对，其每一个粒子的状态由一对正交位相振幅分量$\hat{X}$和$\hat{Y}$确定，决定粒子 1 的量为$\hat{X}_1$和$\hat{Y}_1$，粒子 2 的量为$\hat{X}_2$和$\hat{Y}_2$，在理想情况下两粒子最大纠缠表达为：

$$\begin{aligned}\langle\delta^2(\hat{X}_1-\hat{X}_2)\rangle&\to 0\\\langle\delta^2(\hat{Y}_1-\hat{Y}_2)\rangle&\to\infty\\\langle\delta^2(\hat{X}_1+\hat{X}_2)\rangle&\to\infty\\\langle\delta^2(\hat{Y}_1+\hat{Y}_2)\rangle&\to 0\end{aligned}\tag{5.2}$$

两粒子的正交振幅分量差和正交位相分量和是一对对易量，可以同时无限趋近于零，而两粒子的正交振幅分量及正交位相分量差与和是非对易量，不能同时无限趋近于零。因此只有两粒子的正交振幅分量具有正关联，正交位相分量具有反关联，才能保证两粒子既不违背量子力学测不准关系，同时又具有 EPR 纠缠。

我们考虑连续变量领域两个正交分量压缩态在 50/50 分束器上耦合得到纠缠态，如图 5.1 所示为理论模型，两束理想的正交位相压缩光 $\hat{a}_{s1}$ 和 $\hat{a}_{s2}$，正交振幅和位相分量分别为：

$$\begin{aligned}\left\langle \delta^2(\hat{X}_{s1})\right\rangle &= \left\langle \delta^2(\hat{X}_{s2})\right\rangle \to \infty \\ \left\langle \delta^2(\hat{Y}_{s1})\right\rangle &= \left\langle \delta^2(\hat{Y}_{s2})\right\rangle \to 0\end{aligned} \tag{5.3}$$

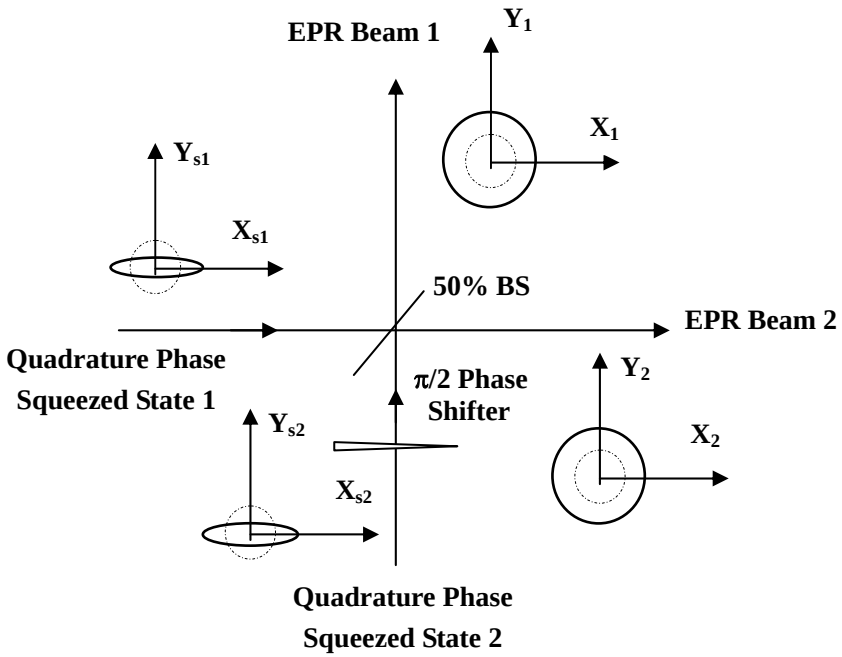


图 5.1　两束频率简并的正交压缩光产生 EPR 纠缠光束示意图

光学参量放大器输出的两束单模压缩光 α_{s1} 和 α_{s2} 在分束器上耦合，其中一束光经过相移。耦合后得到具有纠缠特性的两束光 α_1 和 α_2，两束耦合输出光正交振幅分量和正交位相分别为：

$$\begin{aligned}X_1 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(X_{s1}^{+} - X_{s2}^{-}), Y_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(X_{s1}^{-} + X_{s2}^{+}) \\ X_2 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(X_{s1}^{+} + X_{s2}^{-}), Y_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}(X_{s1}^{-} - X_{s2}^{+})\end{aligned} \tag{5.4}$$

因此得到正交振幅分量和正交位相分量的关联分别为：

$$\begin{aligned}Var(X_1 - X_2) &= Var(Y_1 + Y_2) = 2 \cdot Var(X_{s1}^{-}) = 2 \cdot Var(X_{s2}^{-}) \\ Var(X_1 + X_2) &= Var(Y_1 - Y_2) = 2 \cdot Var(X_{s1}^{+}) = 2 \cdot Var(X_{s2}^{+})\end{aligned} \tag{5.5}$$

这样验证 EPR 佯谬的条件就可以写成：

$$\begin{cases} Var(X_1 - X_2) \cdot Var(Y_1 + Y_2) < 1 \\ Var(X_1 + X_2) \cdot Var(Y_1 - Y_2) < 1 \end{cases} \tag{5.6}$$

当系统运转于光学参量放大状态时，得到正交振幅正关联和正交位相反关联，当满足$Var(X_1 - X_2) \cdot Var(Y_1 + Y_2) < 1$的要求时，得到正交分量之间的 EPR 关联。而系统运转于光学参量反放大过程时，满足$Var(X_1 + X_2) \cdot Var(Y_1 - Y_2) < 1$的要求时，将会得到正交振幅反关联以及正交位相正关联的 EPR 纠缠对。

5.2.2 纠缠态光场产生过程中的影响因素

从式(5.5)可以看出对于 I 类 DOPO 过程，经过 50/50 耦合分束器产生纠缠态表达式和单模压缩态表达式很类似，我们根据上一章提到的数值分析方法继续分析抽运光场的额外噪声对于关联度的影响，具体参数代入和上一章一致。图 5.2 所示为 I 类光学参量过程中，两正交分量关联度随抽运光场随机起伏的变化曲线。参数分别为$\alpha_s / \alpha_{th} = 0.1$，$\gamma_b^{'} / \gamma = 0.8$，$\alpha_p / \alpha_{th} = 0.9$，$\Omega_\gamma = 5\,\mathrm{MHz}$。从上述理论推导中可以看出在 I 类简并光学参量过程中纠缠度的数值直接受双模压缩度的影响，从图中也可以直观地看出，纠缠度也是对泵浦光场位相随机起伏敏感，对振幅随机起伏不敏感。

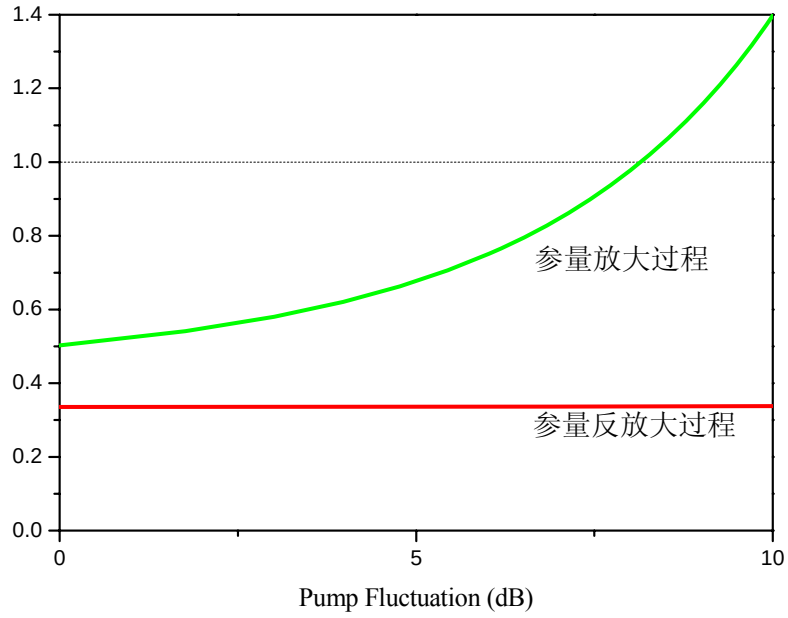


图 5.2　I 类参量过程正交分量间关联度随抽运光噪声起伏的变化关系

为了比较不同情况，我们同时分析了一个非简并的光学参量放大器产生的纠缠

态，所受抽运光额外噪声起伏影响的情况，信号模和闲置模之间正交分量的关联度表示为：

$$\begin{cases} Var(X_s - X_i)\cdot Var(Y_s + Y_i) = 2\cdot Var(X_2^+)\cdot 2\cdot Var(X_1^-) \\ Var(X_s + X_i)\cdot Var(Y_s - Y_i) = 2\cdot Var(X_1^+)\cdot 2\cdot Var(X_2^-) \end{cases} \tag{5.7}$$

从式(5.7)可以看出，信号模和闲置模之间正交分量的关联度与亮模和暗模压缩度均有关，图 5.3 给出了 II 类非简并光学参量过程中，两正交分量关联度随抽运光场随机起伏的变化曲线。

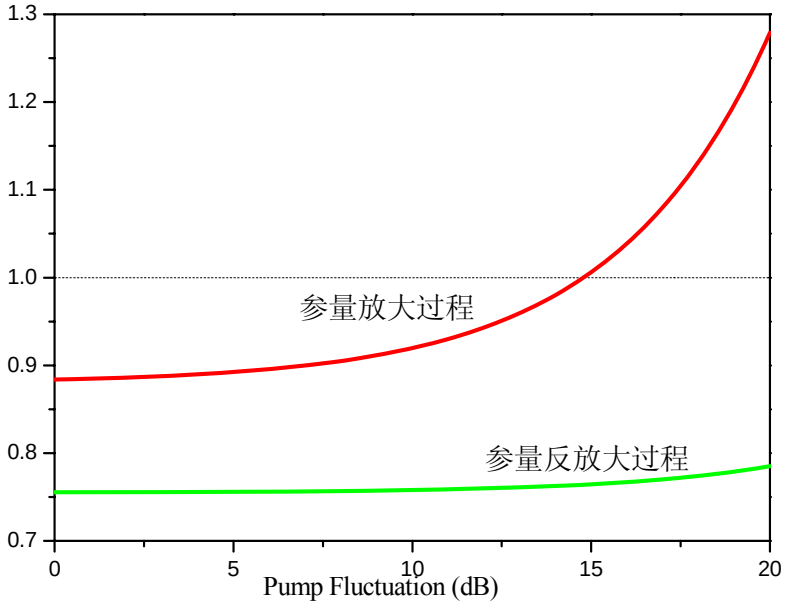


图 5.3　II 类参量过程正交分量间关联度随抽运光噪声起伏的变化关系

由于上一章我们提到 II 类 NOPO 过程中暗模压缩度不受泵浦光场起伏影响，所以图 5.2、图 5.3 曲线变化趋势有所不同。I 类简并光学参量放大过程中当抽运光场噪声起伏高于散粒噪声 8dB 时，正交分量间没有纠缠；II 类非简并光学参量放大过程中，当抽运光场噪声起伏高于散粒噪声 15dB 时，正交分量间没有纠缠。因此，在光学参量放大过程中是 II 类非简并产生的纠缠受泵浦光场起伏影响较小。但是在参量反放大过程中，恰恰相反是 II 类非简并产生的纠缠受泵浦光场起伏影响相对比较大。因此我们在实验中可以根据要得到不同类型的纠缠而选择相对影响较小的参量相互作用过程来产生正交分量之间的关联。

I 类 DOPO 过程产生纠缠时，需要用两个单模压缩态在 50/50 分束器上耦合产生。在分束器上耦合时，理想情况下，我们认为两光束具有 100%的模式匹配，从而产生完美的纠缠光束。但是实际上，两束光要达到完全的 100%的模式匹配不太可能，这就存在一定的模式失配，导致产生的纠缠度的下降。我们在这里通过数值计算，分析模式失配对于产生纠缠态的影响。

我们考虑如下的分束器模型[5.10]，该理论模型的思想是借鉴量子光学实验中，在讨论小于1的非理想探测效率时，通常总是假设在理想的探测器前有一个透射率为$\eta(\eta<1)$的分束器引入真空噪声。同样，我们也将分束器耦合中的模式匹配问题作这样的考虑：认为在每一束入射光中，也存在一个假想的分束器，它的透射率即为ξ，模式匹配的效率x。

如图5.4所示，我们考虑存在模式失配情形下的耦合情况，假设在a、b两个光路中都有一个透射率为ξ的分束器，45°放置的虚线部分就是引入的假想分束器，它的透射率即表示模式匹配的效率。同时由于假想分束器的存在，会引入真空起伏噪声，分别定义真空起伏噪声为v_a和v_b。而实际的分束器也会引入真空起伏噪声v_1和v_2。

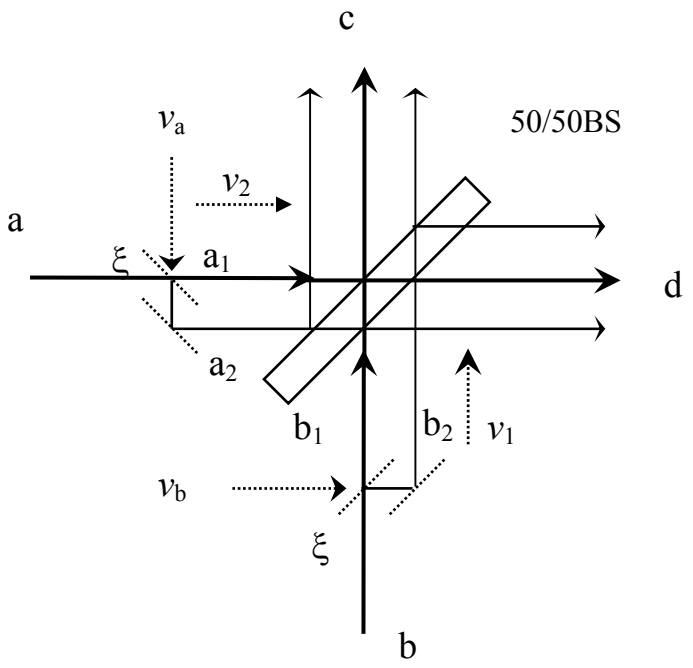


图5.4　模式失配对于分束器耦合产生纠缠的影响示意图

这时，实际入射到 50/50 分束器上的光束被假想的分束器都分成了两部分：a_1、a_2和b_1、b_2 ，它们均满足如下关系式：

$$\begin{cases} a_1 = \sqrt{\xi}a + \sqrt{1-\xi}v_a \\ a_2 = \sqrt{1-\xi}a + \sqrt{\xi}v_a \end{cases} \qquad \begin{cases} b_1 = \sqrt{\xi}b + \sqrt{1-\xi}v_b \\ b_2 = \sqrt{1-\xi}b + \sqrt{\xi}v_b \end{cases} \tag{5.8}$$

从图 5.4 中可以看出，经过 50/50BS 耦合得到的光束 c 和 d 均由三部分组成：

$$\begin{cases} c_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(a_2 + v_1) = \frac{1}{\sqrt{2}}(\sqrt{1-\xi}a + \sqrt{\xi}v_a + v_1) \\ c_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}(a_1 + ib_1) = \frac{1}{\sqrt{2}}(\sqrt{\xi}a + \sqrt{1-\xi}v_a + i\sqrt{\xi}b + i\sqrt{1-\xi}v_b) \\ c_3 = \frac{1}{\sqrt{2}}(b_2 + v_2) = \frac{1}{\sqrt{2}}(\sqrt{\xi}b - \sqrt{\xi}v_b + v_2) \end{cases} \tag{5.9}$$

$$\begin{cases} d_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(a_2 - v_1) = \frac{1}{\sqrt{2}}(\sqrt{1-\xi}a + \sqrt{\xi}v_a - v_1) \\ d_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}(a_1 - ib_1) = \frac{1}{\sqrt{2}}(\sqrt{\xi}a + \sqrt{1-\xi}v_a - i\sqrt{\xi}b - i\sqrt{1-\xi}v_b) \\ d_3 = \frac{1}{\sqrt{2}}(b_2 - v_2) = \frac{1}{\sqrt{2}}(\sqrt{\xi}b - \sqrt{\xi}v_b - v_2) \end{cases} \tag{5.10}$$

我们现在考虑了采用分束器耦合产生纠缠光束时，由于模式失配引起的纠缠度的下降。实验中测量时依然需要采用平衡零拍探测去测量耦合光场之间的关联，因此上述的部分仍然需要经过一个分束器去测量纠缠度的大小，这里我们只考虑了纠缠态光场产生时的各种影响因素，因此对于测量过程中所采用的分束器，我们认为是一个理想情况，如图 5.5 所示，同理光束 e 和 f 经过光束 c 和 d 耦合输出，输出光束满足分束器输入输出关系：

$$\begin{aligned} e &= \frac{1}{\sqrt{2}}(c + id) \\ f &= \frac{1}{\sqrt{2}}(ic + d) \end{aligned} \tag{5.11}$$

将式(5.10)中c和d三部分具体的表达式代入式(5.11)，可以求得e和f具体的表示，入射到平衡零拍系统每个探测器的光束由三部分组成，即e_1，e_2，e_3和f_1，f_2，f_3，利用线性化近似的方法[4.11],令

$$a = \alpha + \delta\alpha, b = \beta + \delta\beta, v_i = \delta v_i (i = a, b, 1, 2) \tag{5.12}$$

其中，a, β 分别表示光束 a 和 b 的平均振幅，由于我们耦合时要求两单模压缩

态光场振幅完全相等，因此有 $a=\beta$ 。

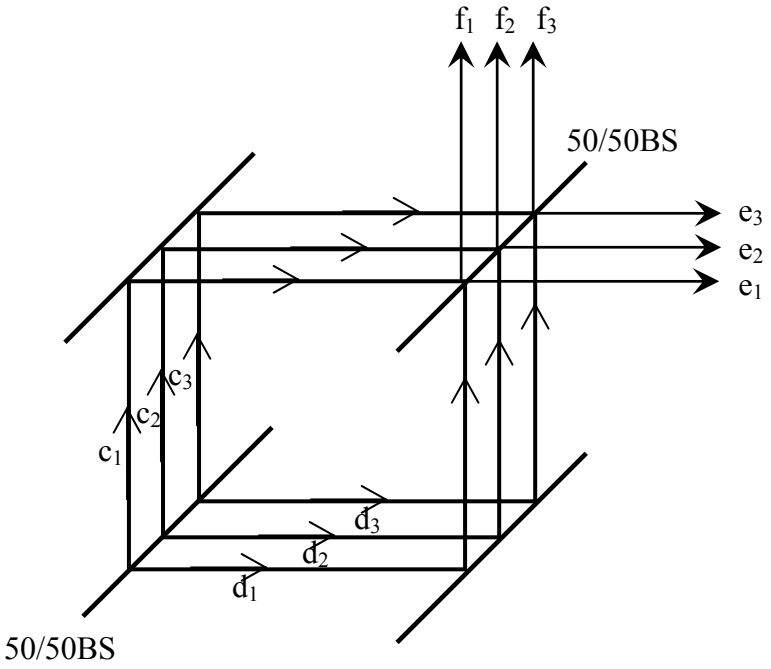


图 5.5　平衡零拍探测系统探测产生的纠缠态光场

入射到两探测器光电流正比于光束振幅的平方，即：

$$\begin{aligned} i_1 &\propto f_1^+ f_1 + f_2^+ f_2 + f_3^+ f_3 \\ &= \alpha^2 + \frac{\alpha}{2}[(1-\xi)\delta X_a + (1-\xi)\delta X_a + 2\xi\delta X_a] \\ &+ \frac{\alpha}{2}\sqrt{\xi(1-\xi)}(2\delta X_{v_a} - \delta X_{v_a} - \delta X_{v_b}) - \frac{\alpha}{2}\sqrt{(1-\xi)}(\delta Y_{v_1} + \delta Y_{v_2}) \end{aligned} \tag{5.13}$$

$$\begin{aligned} i_2 &\propto e_1^+ e_1 + e_2^+ e_2 + e_3^+ e_3 \\ &= \alpha^2 + \frac{\alpha}{2}[(1-\xi)\delta X_a + (1-\xi)\delta X_b + 2\xi\delta X_b] \\ &+ \frac{\alpha}{2}\sqrt{\xi(1-\xi)}(2\delta X_{v_b} - \delta X_{v_a} - \delta X_{v_b}) + \frac{\alpha}{2}\sqrt{(1-\xi)}(\delta Y_{v_1} + \delta Y_{v_2}) \end{aligned} \tag{5.14}$$

其中，$\delta X_i = \frac{1}{2}(\delta a_i + \delta a_i^+); \delta Y_i = \frac{1}{2}(\delta a_i - \delta a_i^+)$ 分别表示光场的正交振幅分量和正交位相分量，根据式(5.13)，(5.14)可以求得两探测器光电流的和与差如下：

$$i_1 + i_2 = 2\alpha^2 + \alpha\cdot(\delta X_a + \delta X_b)$$

$$i_1 - i_2 = \alpha\xi\cdot(\delta X_a - \delta X_b) + \alpha\sqrt{\xi(1-\xi)}(\delta X_{v_a} - \delta X_{v_b}) + \alpha\sqrt{(1-\xi)}(\delta Y_{v_1} + \delta Y_{v_2}) \tag{5.15}$$

从上式我们可以看出，在耦合过程中，非理想的模式匹配对于产生的位相关联影响较大，而对于产生的振幅关联没有影响，表达式不含关于ξ的项。

5.3 产生 1560nm 连续变量纠缠态光场的实验准备

我们在实验上已经搭建了产生单模压缩态的 DOPO 腔，得到了真空压缩态输出。后续实验希望用两个真空态耦合产生纠缠态光场，这里涉及到许多实验上的技术问题亟待解决：1、产生真空压缩态的 DOPO 腔如果要耦合产生纠缠态，必须锁定。而实验上采用双共振腔，采用抽运光锁定后，锁定在抽运光的包络上，对于内腔场失谐不敏感，在很大范围内都能锁定；而采用注入一束弱光锁定，因为注入光为非相干光，一旦注入就会引入很大的噪声。即使注入光功率为 nW 量级，忽略其噪声的影响，我们现有的实验条件无法探测到透射信号，需要高灵敏度探测器参与锁腔。2、在无注入信号光的情况下，需要将抽运光和注入真空场相对位相控制锁定在某个点，使得系统始终处于参量放大或者缩小状态，这样才能稳定输出单模压缩态光场。3、两个单模压缩真空在分束器上耦合时，必须控制二者的相对位相才能达到完美的耦合，由于两个光场均为真空，锁定其相对位相也相对较难。

另一方面，我们希望采用其他方法改善光源质量，获得近似相干光的光源。通过有注入信号光的参量放大过程获得明亮的压缩光输出，进而通过分束器耦合获得纠缠态光场，这样实现起来相对简单一些。

5.4 本章小结

在本章主要是介绍了我们获得 1560nm 连续变量纠缠态光场的实验方案。首先从理论上介绍实验的基本原理，并分析了在产生纠缠态光场的过程中，抽运光额外噪声和模式失配的影响。最后从实验的角度出发，分析了后续实验可能遇到的技术问题以及拟解决的方法。

参考文献

[5.1] Z. Y. Ou, S. F. Pereira, H. J. Kimble, K. C. Peng, Realization of the Einstein-Podolsky-Rosen paradox for continuous variables, Phys. Rev. Lett. 1992, **68**, 3663-3666

[5.2] Zhang Yun, Wang Hai, Li Xiaoying, Jing Jietai, Xie Changde, Peng Kunchi, Experimental generation of bright two-mode quadrature squeezed light from a narrow-band nondegenerate optical parametric amplifier, Phys. Rev. A, 2000, **62**, 023813-023816.

[5.3] Xiaoying Li, Qing Pan, Jietai Jing, Jing Zhang, Changde Xie, Kunchi Peng, Quantum Dense Coding Exploiting a Bright Einstein-Podolsky-Rosen Beam, Phys. Rev. Letts. 2002, **88**, 047904:1-4.

[5.4] A. Furusawa, J. L. Serensen, S. L. Braunstein et al., unconditional quantum teleportation Science, 1998, **282**, 706-709

[5.5] G. Leuchs, T. C. Ralph, Ch. Silberhorn, and N. Korolkova, J. Mod. Scheme for the generation of entangled solitons for quantum communication， Opt. Lett., 1999, **46**, 1927-1939

[5.6] Ch. Silberhorn, P. K. Lam and O. Weib, F. König, N. Korolkova, and G. Leuchs, Generation of continuous variable Einstein-Podosky-Rosen entanglement via the Kerr nonlinearity in an optical fiber, Phys. Rev. Lett., 2001, **86**, 4267-4270

[5.7] Jietai Jing, J. Zhang, Y. Yan, F. Zhao, C. Xie, K. Peng, Experimental demonstration of tripartite entanglement and controlled dense coding for continuous variables, Phys. Rev. Lett. 2003, **90**, 167903:1-4

[5.8] W. P. Bowen, N. Treps, B. C. Buchler, R. Schnabel, T. C. Ralph, Hans-A. Bachor, T. Symul, and P. K. Lam, Experimental investigation of continuous variable quantum teleportation Phys. Rev. A, 2003, **67**, 032302

[5.9] S.L.Braunstein, A.Mann, M.Revzen, Maximal violation of Bell inequalities for mixed States, Phys.Rev.Lett., 1992, **68**, 3259-3561

[5.10] P. K. Lam, Applications of quantum electro-optic control and squeezed light, A thesis for the degree of Doctor of Philosophy of the Australian National University, 1998

[5.11] H-A Bachor, T. C. Ralph, A guide to experimental in quantum optics, 2nd revised and enlarged edition, (New York: WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA), 2004

全文总结与展望

本文主要开展了关于产生连续变量 1.5μm 非经典光场的理论和实验研究，希望该波段非经典光场的实现可以加速实用化的量子信息系统的研究进程。

第一章主要回顾了量子理论发展的历史，以及量子光学和量子信息学科的兴起与蓬勃发展。正是由于非经典光场展现出的奇妙的量子特性，因此近年来成为人们争相研究的热点之一。之后介绍了连续变量领域中非经典光场的种类、产生方式、应用等，特别是我所在连续变量领域所进行的一系列工作是本文实验研究得以开展的基础。最后对于 1.5μm 非经典光场产生的产生方式、研究动态做一个简单介绍。

第二章介绍了 1.5μm 光源的产生情况。为了获得光通信波段的非经典光场，首先需要制备该波段的高质量激光光源。在介绍用种子源注入放大技术的特点，及连续单频半导体激光器、光纤放大器的运转原理的基础上，在实验上通过连续单频半导体激光器种子注入掺铒光纤放大器获得了高功率连续单频 1.5μm 激光光源，并通过光学反馈手段改善该激光光源的质量。

第三章通过外腔谐振倍频实现了 780nm 连续单频激光光源的制备。围绕准相位匹配晶体非线性二阶倍频过程开展一系列的理论分析以及实验工作，实验获得了 700mW 连续单频的倍频光输出，通过优化倍频系统获得最大倍频效率为 73%。

第四章是实验产生连续变量 1.5μm 压缩真空的研究。我们实验获得了 2.4dB 的压缩真空，本章中详细的描述了实验实现过程。并且在理论上数值分析了抽运光起伏对于压缩度的影响。

第五章叙述了产生连续变量 1.5μm 纠缠态光场的实验方案，以及在实验实现过程中可能遇到的技术问题；并在理论上数值分析了影响纠缠度的几个因素。为后续实验做准备。

在这些研究工作中，属创新性的工作有以下几点：

1．在实验上首次获得了连续变量 1.5μm 光通信波段压缩真空态。

2．利用准相位晶体外腔谐振倍频技术获得高效率 780nm 连续单频激光光源。

3．利用种子源注入放大技术及共焦 F-P 腔外腔弱反馈技术，获得高功率窄线宽 1.5μm 连续单频激光光源。

4．理论上研究了 1.5μm 纠缠态光场产生过程中，泵浦光场额外噪声以及采用 50/50 分束器产生纠缠态光场时模式失配对量子纠缠态光场纠缠度的影响。

随着实验研究的深入发展，一方面，人们对量子纠缠态光场纠缠度提出了越来越高的要求。例如在量子态的离物传送实验中，虽然任何纠缠度的纠缠态光场都可以使得量子保真度突破经典极限(1/2)，但如果要突破量子非克隆极限(2/3)就需要更高纠缠度的纠缠态光场来实现。更重要的是为得到能实现量子信息网络、执行量子计算所必需的多组份量子纠缠，就必须有更高纠缠度的量子纠缠态光场作为基础。另一方面，由于在量子纠缠态光场的传递过程中对传输损耗十分敏感，任何损耗都会导致纠缠度的降低。连续变量 1.5μm 光通信波段量子纠缠态的制备将使得量子纠缠态光场以最低损耗传输，加快了量子信息系统实用化的步伐，包括量子信息远程传送、量子信息网络化、量子计算等方面的实用化。

目前我们实验小组已经搭建了两个 I 类简并的光学参量振荡器，正在进行连续变量 1.5μm 纠缠态光场的产生实验；同时我们正在尝试利用外腔 OPO 技术制备低噪声 1.5μm 光源，期望可以获得明亮单模压缩态光场以及高纠缠度的量子纠缠态光场。实验上还可以进一步产生的 780nm 纠缠态光场，780nm 对应于原子的吸收线，可以实现量子通讯过程中的储存功能。通过光子传输信息、原子作为节点存储信息构建一个完整实用的量子信息系统，是大家共同追求的目标。我们期望采用 1.5μm 量子纠缠态光场可以实现最低损耗传输信息，并以 780nm 量子纠缠态光场作为传输过程中的节点，构成一个理想的量子信息网络系统。

博士期间已发表的和将要发表的论文

Jinxia Feng, Yongmin Li, Qin Liu, Jianli Liu and Kuanshou Zhang， High efficiency generation of continuous wavesingle single frequency 780nm laser by external cavity frequency doubling, Appl. Opt. 2007 46(17), 3593-3596

Jinxia Feng, Xiutao Tian, Yongmin Li and Kuanshou Zhang, Generation of a squeezing vacuum at a telecommunication wavelength with periodically poled LiNbO3, Appl.Phys.Lett.，2008 92(22), 221102-1-3

Jinxia Feng, Xiutao Tian, Yongmin Li and Kuanshou Zhang, Narrow-linewidth single frequency cw 1560 nm laser based on a seeded fiber amplifier, Optics Express, (submitted)

致　谢

博士研究生的学习生活即将结束，有幸进入山西大学光电研究所完成五年硕博研究生的学习生涯，所学习到的做学问的态度和做人的准则将使得我一生都受益匪浅。在论文即将完稿之际，我很感谢有这样一个篇幅让我向所有给予我关心和帮助的师长、同学们致谢。

首先向彭堃墀院士和谢常德教授表示最诚挚的谢意，两位老师渊博深厚的学术造诣、辛勤耕耘的工作作风、积极向上的生活态度都是我们青年学子学习的典范。

本论文是在导师张宽收教授的悉心指导下完成的，在此，谨向我的导师表示崇高的敬意和由衷的感谢。张老师严谨的治学态度，精益求精的工作作风，平易近人的人格魅力对我影响深远；五年来在学业上的孜孜不倦的教诲，在生活上细致入微的关怀，都是本文得以完成的基础。特别感谢李永民副教授在实验进行过程中给予的指导和帮助，他渊博的专业知识，过硬的实验技能都是我学习的榜样。

感谢其他各位老师，感谢他们在专业知识和实验技能上的传授和指导。他们孜孜不倦的教诲使得我受益良多，在实验上给予的宝贵的意见和建议加快了实验进度。感谢办公室所有老师给予的帮助，感谢机加工车间、电子车间和激光车间的师傅们在工作中的有力配合。同时也感谢光量子器件实验室的全体同学们，感谢大家创造了一个和谐欢乐却不自由散漫的工作氛围，感谢大家的长期协助使得实验得以顺利进行，感谢大家经常开展有益的学术讨论，不仅深化了我对许多概念的理解，也拓展了我的思路。

感谢所有光电所的老师和同学们，是大家共同努力创造了以“攀登、奉献”为精神支柱的科研团队，为我们提供了一个良好的学术氛围。

最后，特别感谢我的父亲、母亲和弟弟给我创造了一个轻松的生活环境，并在多年来给予我无微不至的支持、关怀与鼓励，使得我这些年来可以专心完成自己的学业。感谢所有关心我的亲人们。谨以此论文谢给我刚刚去世的爷爷。

冯晋霞

2008 年 5 月 10 日

个 人 简 况

个人基本信息

姓　　名: 冯晋霞　　性 别: 女

出生年月: 1981.10　　民 族: 汉

政治面貌: 中共党员　　籍 贯: 山西省大同市

联系电话: 13633446267

电子信箱: fengjx1981@yahoo.com.cn

学习与受教育经历：

博士　2005.9-2008.7　　量子光学与光量子器件国家重点实验室
山西大学光电研究所 (专业：光学)

硕士　2003.9-2005.7　　量子光学与光量子器件国家重点实验室
山西大学光电研究所 (专业：光学工程)

学士　1999.9-2003.7　　山西大学物理电子工程学院
物理学国家人才培养基地(专业：物理学)

承　诺　书

本人郑重声明：所呈交的学位论文，是在导师指导下独立完成的，学位论文的知识产权属于山西大学。如果今后以其他单位名义发表与在读期间学位论文相关的内容，将承担法律责任。除文中已经注明引用的文献资料外，本学位论文不包含任何其他个人或集体已经发表或撰写过的成果。

学位论文作者(签章)：

2008 年 5 月 10 日