

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，本学位论文不包括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）：李莹

2005年5月23日

摘要

压缩态光场是量子光学实验研究中的重要非经典光场，广泛应用于量子信息、量子通信、精密测量等领域。

参量过程是制备压缩态光场的最有效方法之一。目前国内外对参量过程的研究主要集中在利用光学参量振荡腔 (Optical Parametric Oscillator)，用下转换过程产生压缩光。而对参量上转换 (二次谐波产生过程) 中的压缩效应的研究相对较少。但由于参量上转换 (倍频) 过程获得压缩态光场的装置相对简单，更有利于实际使用，并且在倍频过程中不仅可以得到红外光反射场的压缩，而且倍频得到的绿光也会被压缩，使压缩光的光谱范围向短波长扩展。因而逐渐被人们所关注。

本文主要介绍我们实验小组用 KTP 晶体，通过外腔谐振倍频过程获得明亮二次谐波正交振幅压缩的二次谐波的工作。

实验中采用我们所自制的整体五镜腔激光器作为泵浦源，基频泵浦光的波长为 1080nm。非线性晶体为 α -切割的 KTP 晶体，匹配方式为 II 类非临界相位匹配。倍频腔的结构为半整块腔，倍频过程中两个亚谐波模在腔内共振，谐波模处于近共振状态。产生的二次谐波波长为 540nm。在泵浦功率为 50mW 时，获得了实测 3.1 ± 0.2 dB ($\sim 51\%$) 的 540 nm 波长明亮振幅压缩光。

关键词：外腔谐振倍频，II 类位相匹配，明亮振幅压缩光。

Abstract

Squeezed light is important nonclassical light state of Quantum optical experiments. It is applied widely in quantum information, quantum communication and precise measurement etc.

Optical parametric process is one of the most effective way of generating squeezed light. Many research work focused on using optical parametric down-conversion process generating squeezed light through Optical Parametric Oscillator as less attention is paid on parametric up-conversion process (Second Harmonic Generation, SHG). Indeed, the setup of generating squeezed light through parametric up-conversion process is relatively simple and practical. Since in the up-conversion process, not only the fundamental mode reflect from the doubler, but also the second harmonic mode output from the doubler is squeezed so that the spectrum of squeezed light can be expanded, this process is attractive.

This paper introduces the experimental generation of bright green amplitude squeezed light via extracavity frequency doubler.

The semi-monolithic F-P configuration consisting of an α -cut type-II KTP crystal and a concave mirror. The amplitude-squeezing of 3.1 ± 0.2 dB at 540 nm wavelength is obtained with the pump power of 50 mW under the conditions of the two infrared modes resonance and the green mode near resonance.

Key words: Extracavity frequency doubling, Type II phase matching, Bright amplitude squeezed state of light.

第一章 绪论

1.1 引言

光是一种重要的自然现象,与人们的日常生活息息相关。我们之所以能够看到物体、景象,都是因为眼睛能够接收物体反射、发射或散射的光,光是人类感官接收信息的重要来源。

人类对光学的研究由来已久,早在春秋战国时期,著名的思想家墨翟所著的《墨经》中就记载了类似于光的直线传播和反射的现象。然而,在很长的一个历史时期里,人类的光学知识仅限于对一些现象和简单规律的描述。直到十七世纪,才开始了对光的本性认真讨论。

在这个漫长而曲折的探讨过程中,牛顿的微粒说、惠更斯的波动说和爱因斯坦的量子论,标志着人类认识光的三个主要发展阶段。

1900年,普朗克^[1]提出了辐射场的量子论,成功解释了黑体辐射问题。1905年,爱因斯坦^[2]把量子论贯穿整个辐射和吸收过程,提出了著名的光量子(光子)理论。还成功解释了普朗克黑体辐射公式,提出了光与原子相互作用时发生三种物理过程:自发辐射、受激辐射和受激吸收,奠定了激光产生的基础。光量子论的诞生对物理学乃至整个自然科学产生了深刻影响。但是在很长的一段时间内,几乎所有的光学实验和光学现象还都可以用经典光学的观点来解释:衍射、干涉甚至非线性光学的现象。

1960年,第一台红宝石激光器诞生^[3],激光的出现使光学技术迎来了蓬勃发展的新时期。运转于远高于振荡阈值的激光被发现没有通常的聚束效应,1963年,Glauber提出了量子模型来解释这种现象,从该模型预测了“光子反聚束”效应,即光子计数的统计分布服从亚泊松分布,光束的噪声低于散粒噪声基准,如果用经典的光场理论解释这种现象需要引入负几率^[4]。1966年 Arrechi, L. Mandel 和 R. E. Pike 在实验中,观察到光子数分布由阈值处的超泊松分布到远高于阈值处的泊松分布的改变^[5]。Glauber 提出了基于原子和光场量子化的理论解释。这个模型的重要结论之一就是对这个态的任何一

个量例如强度、振幅或者相位的测量精度都要受到量子噪声的限制。

1976年, H. J. Carmichael 和 D. F. Walls 预测二能级原子辐射的振荡荧光的将呈现经典理论无法解释的反聚束效应^[6]。1977年 H. J. Kimble, M. Dagenais 和 L. Mandel 在实验上实现了 H. J. Carmichael 和 D. F. Walls 提出的模型^[7], 开始了量子光学领域的研究。

1.2 压缩态光场的制备方法

压缩态光场是量子光学实验研究中的重要非经典光场。目前在实验上已经得到的压缩态光场有光子数压缩态光场、单模正交压缩态光场、双模正交压缩态光场及强度差压缩态光场。压缩态光场可以用不同的方法制备, 本节将回顾最早制备得到上述几种压缩光场的实验。

人们最早获得的压缩态光场是光子数压缩态光场。关于光子数压缩态的理论描述如下:

一切经典光源的光子数起伏都满足 $\langle \Delta^2 N \rangle \geq N$, 即光子数起伏大于等于平均光子数。

如果一个光场的光子数起伏小于其平均光子数, 即:

$$\langle \Delta^2 N \rangle < N$$

那么这样的光场就称之为光子数压缩态光场^[8] (Photo-number squeezed state), 或强度压缩态光场^[9] (Intensity-squeezed state), 在一定条件下也可以叫做振幅压缩态 (Amplitude Squeezed State)^[10]。

最早制备到光子数压缩态的是 Y. Yamamoto 研究组, 1987年他们采用高阻衡流源抑制半导体激光器泵浦噪声技术获得了光子数压缩态光场^[11]。

正交压缩态的概念最早是在 1976年, Hollenchurst^[12], Yuan^[13]、Walls^[14]在研究光场正交振幅和正交位相分量的量子噪声时提出的。当光场某一正交分量的起伏小于相干态相应分量的起伏时, 就称为正交压缩光 (Quadrature Squeezed State), 可以是正交振幅压缩, 也可以是正交位相压缩。其中又包括单模压缩态和双模压缩态两种。关于正交压缩态的概念, 后面的文章中有详细的叙述。

1985年贝尔实验室的 Slusher 小组选用运转于钠原子共振线附近的非简并四波混

频作为非线性过程，首次在试验上观察到 0.7dB 的正交位相压缩^[15]，接着美国 Texas 大学的 Kimble 研究组采用掺镁铌酸锂 (MgO: LiNbO₃) 作为非线性晶体，通过光学参量振荡腔 OPO (Optical Parametric Oscillator) 在阈值 (30mW) 以下得到了压缩度为 63% 的单模正交压缩真空态光场，匹配方式是 I 类匹配^[16]。

另一种正交压缩态光场是双模正交压缩态光场。1992 年 Kimble 研究组用 II 类匹配的 KTP 晶体做为非线性介质，通过非简并参量放大过程，获得偏振正交的信号光与闲置光，它们的耦合模是正交位相压缩真空态光场，压缩度为 3.6dB^[17]。

强度差压缩光 (Intensity Difference Squeezed State) 又被形象的称为“孪生”光束 (Twin Beam)。通常情况下，两束功率均为 P 的光，它们的强度之差的起伏大于或等于功率为 2P 的相干光场的强度起伏：

$$\langle \delta^2(I_1 - I_2) \rangle \geq \langle \delta^2(I_1 + I_2) \rangle$$

而强度差压缩态光场则是两束光的强度差起伏低于同功率的相干光场起伏，即：

$$\langle \delta^2(I_1 - I_2) \rangle < \langle \delta^2(I_1 + I_2) \rangle$$

1987 年，法国的 Gicobino 小组指出，通过阈值以上的非简并光学参量下转换过程，可以产生强度量子相关、偏振方向垂直的孪生光束。其强度差起伏低于散粒噪声极限，称为强度差压缩态光场。同年他们用稳频氩离子激光器作为光源，通过阈值以上的非简并参量下转换过程获得了强度相关的孪生光束，测得其强度差噪声功率低于散粒噪声基准 30%^[18]。

1.3 压缩态光场的应用研究

压缩态光场的量子噪声突破了标准量子噪声极限，这一性质使人们对它的应用研究非常关注。它可以应用在超高精细度光学测量^{[19][20]}、量子非破坏测量 (Quantum Non-Demolition, QND)、纠缠光源的制备等方面的研究中。本节将举例介绍各种压缩态光场在量子光学研究中的应用。

光学精密测量方面，1987 年，M. Xiao 和 P. Grangier^[21]率先用正交压缩真空态填补 Mach-Zehnder 干涉仪的“暗通道”，使相移、偏振面旋转的测量灵敏度突破散粒噪声极限水平。1992 年，E. S. Polzik^[22]将频率可调谐的正交压缩真空态光场应用于铯原子

光谱测量，测量灵敏度比散粒噪声极限提高了 3.1dB。上述两个实验都用的是正交压缩光。强度差压缩光（孪生光束）的产生和测量方面，1990 年，C. D. Nabors 等用频率非简并的强度差压缩光进行了微弱信号恢复的实验，获得了信噪比比散粒噪声极限低 2.2dB 的实验结果^[23]。1991 年，P. R. Tapster 使用孪生光束实现了亚散粒噪声极限的调制吸收测量，测得的信噪比比散粒噪声提高 4dB^[24]。

QND 测量方面。QND 测量的目的是为了克服“测量噪声”的干扰，以便能够重复的、精确的测量某一物理量，得到经典测量无法达到的精度。1994 年，Kimble 实验小组用连续 Nd: YAP 激光器输出的 540nm 激光泵浦光学参量放大器（Optical Parametric Amplifier, OPA），成功实现了反作用逃逸测量（Backaction Evading, BEA）实验^[25]。1997 年 Schiller 研究组用整体腔 I 类匹配的 LiNbO₃ 晶体实现 OPA 腔，并用正交振幅压缩光做为探针输入，与信号光同时进入 OPA 腔，经过参量放大，使信号耦合到输出探针上，实现了 QND 测量^[26]。

量子信息是量子光学与信息学相结合产生的一种新兴的交叉学科。量子信息主要包括量子计算和量子通信，其中，量子通信方面又包括量子离物传态、量子密码术和量子密集编码等。纠缠光源是量子信息研究领域中的重要工具，随着量子信息学的发展，人们对纠缠光束的要求越来越高。

纠缠态是一类特殊的非经典态。常用的纠缠态是正交振幅和正交位相同时关联。如果光束 1 和光束 2 的正交振幅和正交位相分量分别为 X_1, Y_1, X_2, Y_2 ，则它们的最大纠缠满足以下的表达式：

$$\begin{aligned} \langle \delta^2(X_1 - X_2) \rangle &\rightarrow 0, \langle \delta^2(X_1 + X_2) \rangle &\rightarrow \infty \\ \langle \delta^2(Y_1 - Y_2) \rangle &\rightarrow \infty, \langle \delta^2(Y_1 + Y_2) \rangle &\rightarrow 0 \end{aligned}$$

或者

$$\begin{aligned} \langle \delta^2(X_1 - X_2) \rangle &\rightarrow \infty, \langle \delta^2(X_1 + X_2) \rangle &\rightarrow 0 \\ \langle \delta^2(Y_1 - Y_2) \rangle &\rightarrow 0, \langle \delta^2(Y_1 + Y_2) \rangle &\rightarrow \infty \end{aligned}$$

两种情况分别为正交振幅正关联，正交位相反关联和正交振幅反关联，正交位相正关联。

在实验上可以用非简并光学参量放大器直接获得纠缠光源，1992 年 Kimble 研究

组将双模正交压缩态光场用偏振分束器分开, 首次获得了连续变量 EPR 光束^[27]。山西大学光电所也开展了 EPR 光束产生的理论和实验研究工作, 1999 年从理论上分析了注入种子波平均功率不为零时, 非简并光学参量放大器输出场的经典与量子特性^[28], 并于同年从实验上获得 EPR 关联为 0.73 ± 0.004 的纠缠光束^[29]。另一种方法是将两个单模压缩态光场在一个 50/50 分束器上干涉, 也可以获得纠缠光源。1998 年, Kimble 实验小组第一次在实验上实现了连续变量量子离物传态, 在实验中, 他们用两个单模压缩真空态在一个 50/50 分束器上干涉, 获得了纠缠光束^[30]。2003 年, 澳大利亚国立大学的 P. K. Lam 研究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, 并用此实现了量子离物传态, 保真度为 0.64 ± 0.02 ^[31]。

1.4 倍频过程产生压缩光的研究背景

虽然目前实验上已经用多种方法制备得了压缩态光场, 但利用二阶非线性效应是一种产生压缩态最有效的途径。在这方面的研究中, 大多数实验都集中在光学参量振荡腔 (OPO) 中, 利用下转换过程产生压缩光。而对参量上转换 (二次谐波产生过程) 中的压缩效应的研究相对较少。但由于参量上转换 (倍频) 过程获得压缩态光场的装置相对简单, 更有利于实际使用, 并且在倍频过程中不仅可以得到红外光反射场的压缩, 而且倍频得到的绿光也会被压缩, 使压缩光的光谱范围向短波长扩展, 因而逐渐被人们所关注。

最早用倍频过程获得压缩态光场的是 S. F. Pereira 小组, 他们在 1988 年用 MgO:LiNbO₃ 做为倍频晶体, 在倍频过程中得到强度噪声起伏比散粒噪声极限低 0.6dB (13%) 的反射基频输出光^[32]。

1990 年, 德国的 G. Leuchs 小组采用同样的倍频晶体, 获得了压缩度为 2.2dB (40%) 的倍频绿光振幅压缩态光场^[33]。

以上两个实验的倍频腔都处在双共振状态, 基频光和倍频绿光同时共振。

1994 年德国 Mlynek 小组利用谐振倍频过程, 在腔内只有基频光共振, 倍频光不共振的情况下, 得到 30% 的正交振幅压缩倍频绿光^[34]。

1995 年日本 Tsuchida 小组, 用 KNbO₃ 晶体对 Ti:sapphire 激光器的 862nm 光波倍频获得 431nm 的倍频压缩态光场, 实测压缩度为 42%^[35]。

2000年山西大学光电研究所用自行设计的全固化单频环形Nd:YAG激光器输出的波长为1064nm的激光泵浦倍频腔,获得了强度噪声较散粒噪声极限低1.5dB(30%)的强度压缩绿光,所用的倍频晶体为MgO:LiNbO₃,倍频腔是单共振状态,基频光共振,倍频光不共振^[36]。

2002年Bachor小组^[37]和丹麦的Buchhave小组^[38]分别用周期极化的铌酸锂晶体(periodically poled lithium niobate, PPLN)和周期极化的磷酸钛氧钾晶体(periodically poled potassium titanyl phosphate, PPKTP)对1064nm光波倍频,以期获得高压缩度的倍频压缩光,但结果均为13%。

1.5 本论文的主要工作

本论文的主要工作如下:

- 1.在理论上计算了三模共振状态下(两个基频红外模和绿光模同时共振),从倍频腔输出的二次谐波的量子噪声起伏的特性。
- 2.实验上,在三模共振情况下获得绿光压缩,压缩度为 $3.1\pm 0.2\text{dB}$ (51%)。

本实验的主要特点:采用 α -切割的KTP晶体作为倍频晶体。以波长为1080nm的红外光作为基频光,实现II类非临界相位匹配,这种匹配方式可以消除光束离散效应和偏振混合效应,降低腔内损耗,提高压缩度。倍频腔采用半整块结构,KTP晶体的一个端面同时兼做绿光的输出耦合镜。绿光和两个红外模同时在腔内共振。输出波长为540nm的绿光正交振幅压缩态光场。另外,这套装置上还能同时得到基频光反射场的暗模正交位相压缩和亮模正交振幅压缩,将这两束压缩光在50/50分束器上合成,还可以得到纠缠光。

第二章 理论计算

2.1 正交压缩态光场简介

标准量子极限 SNL (Shot Noise Level) 来源于电磁场的量子起伏, 是量子力学本征统计性质的体现, 是光场量子化的必然结果。

由量子力学的不确定原理可以知道, 如果 A, B 为一对共轭量, 那么它们的起伏必须满足不确定关系, 即:

$$\langle \Delta^2 A \rangle \langle \Delta^2 B \rangle \geq \frac{1}{4} \langle [A, B] \rangle^2$$

其中 $\langle \Delta^2 A \rangle = \langle A^2 \rangle - \langle A \rangle^2$, $\langle \Delta^2 B \rangle = \langle B^2 \rangle - \langle B \rangle^2$, 分别表示 A 和 B 的起伏。

从不确定关系可以看到, 我们不能同时精确测量一对共轭量的值, 在一个量上的精确测量必然会带来另一个量的噪声增大。

如果让 A, B 满足 $\langle \Delta^2 A \rangle = \langle \Delta^2 B \rangle = \frac{1}{2} \langle [A, B] \rangle^2$, 即都取最小不确定值时, 那么这个态就处于最小不确定态, 对应分量的起伏就是散粒噪声极限 (SNL) [39], 相干态光场满足这一条件。

如果一个态的某一个分量的起伏低于这个最小的不确定值 (即散粒噪声极限), 那么这个态就可以被称为压缩态。

考虑一个表达式为: $E(t) = E_0(ae^{-i\omega t} + a^+e^{i\omega t})$ 的光场。

a, a^+ 存在对易关系 $[a, a^+] = 1$, 是非厄米算符, 是不可实际测量的^[40]。如果定义这样两个量: $X = a + a^+, Y = -i(a - a^+)$, 那么可以得到 $[X, X^+] = 0, [Y, Y^+] = 0$, 这两个量是对易的, 是厄米算符, 可以实际测量。X, Y 在量子光学中是非常重要的两个量, 分别为正交振幅分量和正交位相分量。

正交位相和正交振幅分量的对易关系为: $[X, Y] = 2i$, 根据海森堡不确定原理, X,

Y 的量子起伏应该满足:

$$\langle \Delta^2 X \rangle \langle \Delta^2 Y \rangle \geq 1$$

真空态和相干态的正交振幅分量和正交位相分量满足 $\langle \Delta^2 X \rangle = \langle \Delta^2 Y \rangle = 1$, 也就是散粒噪声极限。如果光场某一分量的噪声值被降低到散粒噪声极限以下, 即 $\langle \Delta^2 X \rangle < 1$ 或者 $\langle \Delta^2 Y \rangle < 1$, 这个光场就称为压缩态光场。

如图 2.1, 图 2.1a 表示相干态光场, 正交振幅和正交位相分量的量子噪声相等, 均为散粒噪声极限, 2.1b 表示正交振幅压缩态光场, 正交振幅分量的量子噪声被压缩, 正交位相分量的量子噪声相应增加, 2.1c 表示正交位相压缩态光场, 与 2.1b 的情况相反, 它的正交位相分量量子噪声压缩, 而正交振幅分量量子噪声增大^[40]。

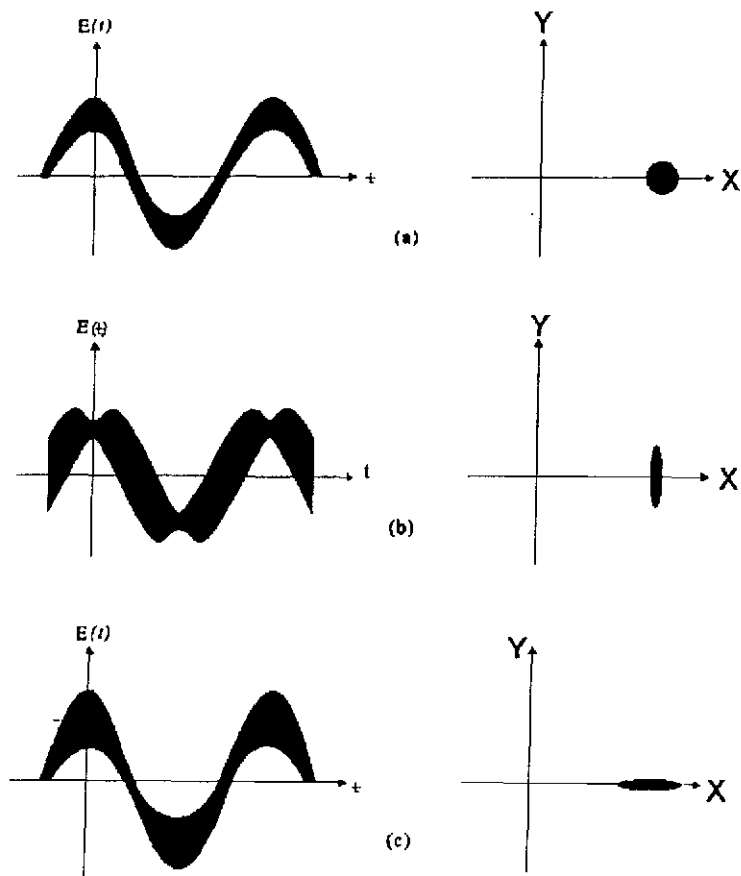


图 2.1 正交压缩态的简单示意图

2.2 系统的理论模型

如图 2.1 所示的倍频系统，采用半整块腔的结构，凹镜为输入耦合镜和基模反射场的输出耦合镜，倍频晶体的一个端面做为二次谐波的输出耦合镜。腔内有两个模：两个频率相同，偏振相互垂直的亚谐波模为泵浦模，它们的湮灭算符分别为 a_1 , a_2 ，频率为 ω_0 ，倍频后产生二次谐波模，频率为 $2\omega_0$ ，湮灭算符为 b 。 a_1^{in} 为入射泵浦模的湮灭算符。

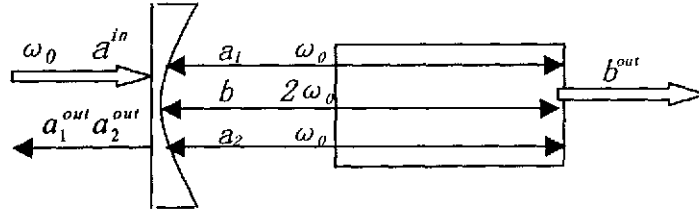


图 2.2 倍频腔输入输出场的示意图

系统的自由 Hamiltonia 量可以写为^[41, 42, 43]:

$$H_{free} = \hbar\omega_0 a_1^\dagger a_1 + \hbar\omega_0 a_2^\dagger a_2 + 2\hbar\omega_0 b^\dagger b$$

相互作用的 Hamiltonia 量可以写为:

$$H_{int} = \frac{i\hbar\kappa}{2} (ba_1^\dagger a_2^\dagger - b^\dagger a_1 a_2)$$

这两部分为系统的可逆 Hamiltonia 量 H_{irrev} 。另有不可逆的 Hamiltonia 量^[41]:

$$H_{irrev} = \alpha_1 B_1^\dagger + \alpha_2 B_2^\dagger + bB_b^\dagger - \alpha_1 B_1 - \alpha_2 B_2 - bB_b$$

其中 B_i^\dagger, B_i 为腔的第 i 个热浴算符。它们由腔的透射率决定。

这样系统的 Hamiltonia 量可以表示为:

$$\begin{aligned} H_{sys} &= H_{rev} + H_{irrev} \\ &= H_{free} + H_{int} + H_{irrev} \\ &= \hbar\omega_0 a_1^\dagger a_1 + \hbar\omega_0 a_2^\dagger a_2 + 2\hbar\omega_0 b^\dagger b \\ &\quad + \frac{i\hbar\kappa}{2} (ba_1^\dagger a_2^\dagger - b^\dagger a_1 a_2) \\ &\quad + \alpha_1 B_1^\dagger + \alpha_2 B_2^\dagger + bB_b^\dagger - \alpha_1 B_1 - \alpha_2 B_2 - bB_b \end{aligned}$$

可以求得内腔模的量子 Langevin 方程^[42, 43]:

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= -\gamma_1 \alpha_1 + \kappa b \alpha_2^* + \sqrt{2\gamma_1^c} \alpha_1^m + \sqrt{2\gamma_1^s} \alpha_2^m \\ \alpha_2 &= -\gamma_2 \alpha_2 + \kappa b \alpha_1^* + \sqrt{2\gamma_2^c} \alpha_1^m + \sqrt{2\gamma_2^s} \alpha_2^m \\ \dot{b} &= -\gamma_b b - \frac{\kappa}{2} \alpha_1 \alpha_2 + \sqrt{2\gamma_b} b^m \end{aligned}$$

2.3 压缩度的计算

在实验中，基频光通过一个半波片入射到倍频腔内，偏振方向与倍频腔中非线性晶体 KTP 的 b 轴和 c 轴的夹角为 45° 度。如果以 a^m 表示入射基频光的湮灭算符。那么 a^m 与 a_1, a_2 的偏振方向如图 2.2 所示：

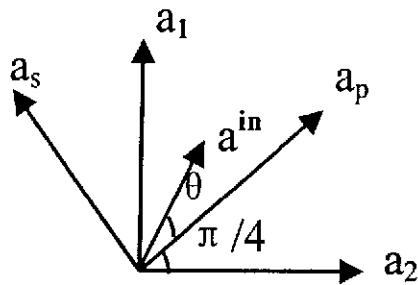


图 2.3 红外模在倍频晶体内的偏振方向

a_1, a_2 : 晶体内的红外本征模; a_p, a_s : 晶体内红外本征模合成后的亮模和暗模; a_m : 输入红外模

图中的 a_1, a_2 表示的偏振方向分别与 KTP 晶体的 b 轴和 c 轴平行， θ 表示入射光的偏振方向与 45° 方向的夹角。如果 $\theta \neq 0^\circ$ ，那么我们称这种情况为不对称泵浦，反之，如果 $\theta = 0^\circ$ ，称为对称泵浦，这里只考虑后一种情况。这种情况下 a_p, a_s 的偏振方向分别与 a^m 平行和垂直。由此做坐标变换，可以得到 a_p, a_s 和 a_1, a_2 的关系为^[41, 42]：

$$\begin{aligned} a_1 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(a_p + a_s) \\ a_2 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(a_p - a_s) \end{aligned}$$

以 a_p, a_s 代替 a_1, a_2 ，代入 H_{rev} ，可以将系统的可逆 Hamiltonian 量表示为：

$$H_{rev} = H_{free} + H_{int}$$

$$H_{free} = \hbar\omega_0 a_p^\dagger a_p + \hbar\omega_0 a_s^\dagger a_s + 2\hbar\omega_0 b^\dagger b$$

$$H_{int} = \frac{i\hbar\kappa}{4} (b a_p^{\dagger 2} - b a_s^{\dagger 2} - H.c)$$

比较坐标变换前后的 Hamiltonia 的表达式可以看到, 经过坐标变换后, 两个基模算符 a_p, a_s 不再直接耦合在一起, 而是各自独立的耦合进系统 Hamiltonia。

由此得到 Langevin 方程^[42, 43]:

$$\frac{da_p}{dt} = -\gamma_p a_p + \kappa a_p^\dagger b + \sqrt{2\gamma_p^i} a^{in1} + \sqrt{2\gamma_p^c} a^{in2}$$

$$\frac{da_s}{dt} = -\gamma_s a_s - \kappa a_s^\dagger b + \sqrt{2\gamma_s^i} a^{in1} + \sqrt{2\gamma_s^c} a^{in2}$$

$$\frac{db}{dt} = -\gamma_b b - \frac{\kappa(a_p^2 - a_s^2)}{2} + \sqrt{2\gamma_b^i} b^{in1} + \sqrt{2\gamma_b^c} b^{in2}$$

其中 γ_i^i, γ_i^c , ($i=p, s$), 分别是内腔无功损耗和腔镜透射损耗, $\gamma_i = \gamma_i^i + \gamma_i^c$ 是总损耗, κ 为非线性耦合系数。

首先求上述方程的稳态解, 省略腔内无功损耗, 将各个算符用它的稳态解代替。由于是稳态解, 时间微分项为零:

$$0 = -\gamma_p \alpha_p + \kappa \beta \alpha_p^* + \sqrt{2\gamma_p^c} \alpha^{in}$$

$$0 = -\gamma_s \alpha_s - \kappa \beta \alpha_s^*$$

$$0 = -\gamma_b \beta - \frac{\kappa(\alpha_p^2 - \alpha_s^2)}{2} + \sqrt{2\gamma_b^i} \beta^{in1} + \sqrt{2\gamma_b^c} \beta^{in2}$$

倍频过程中没有绿光注入, 即 $\beta^{in1} = \beta^{in2} = 0$, 所以有:

$$0 = -\gamma_p \alpha_p + \kappa \beta \alpha_p^* + \sqrt{2\gamma_p^c} \alpha^{in}$$

$$0 = -\gamma_s \alpha_s - \kappa \beta \alpha_s^*$$

$$0 = -\gamma_b \beta - \frac{\kappa(\alpha_p^2 - \alpha_s^2)}{2}$$

得到稳态解:

$$\alpha_p = \frac{\sqrt{2\gamma_p^c} \alpha^m}{\gamma_p + \gamma_s}, \alpha_s = \pm \sqrt{\frac{2\gamma_p^c (\alpha^m)^2}{(\gamma_p + \gamma_s)^2} - \frac{\gamma_s}{\mu}}$$

$$\beta = \frac{2\gamma_p^c \alpha^{m2}}{\gamma_p + \gamma_s} - \frac{\gamma_s}{\mu}$$

或

$$\alpha_p (\gamma_p + \mu \alpha_p^2) = \sqrt{2\gamma_p^c} \alpha^m, \alpha_s = 0,$$

$$\beta = -\frac{\kappa \alpha_p^2}{2\gamma_b}$$

上述的两组解分别对应阈值以上和阈值以下两种情况。图 2.3 表示了 OPO 稳态解的情况，横坐标为入射的泵浦场，纵坐标为输出的 α_s 的功率。图中较粗的线表示的是入射场的偏振方向与 α_p 夹角为 30° ，即图 2.2 中 $\theta = 30^\circ$ 时的情况；较细的线表示 $\theta = 0^\circ$ 的情况，也就是我们实验中的情况^[42]。从图中可以看到，在阈值处 α_s 的输出由真空场变为相干场。

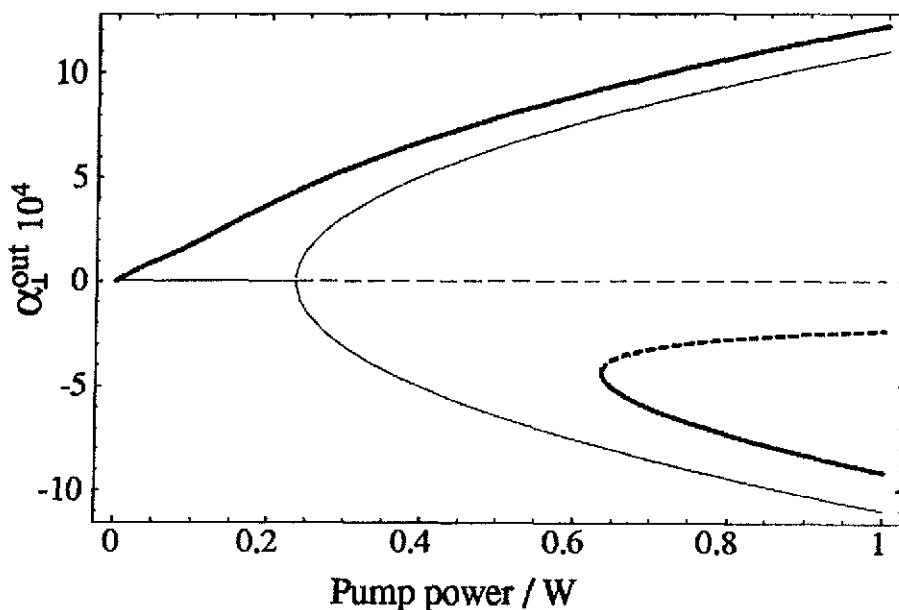


图 2.4 OPO 腔稳态解的情况
较粗的线表示 $\theta = 30^\circ$ 的情况，较细的线表示 $\theta = 0^\circ$ 的情况

这个阈值指的是能使腔内倍频产生的绿光功率强到刚好能够产生参量振荡过程的基频泵浦功率，阈值为 $a_m^{\text{th}} = \sqrt{\frac{\gamma_s}{2\mu\gamma_p^c}}(\gamma_p + \gamma_s)$ 。在这里我们只考虑阈值以下的情况，即第二组解的情况。

将 a_p, a_s 和 b 分别表示为其平均值与起伏之和，求正交振幅和正交位相分量的量子起伏。首先：

$$a_p = \alpha + \delta a_p$$

$$a_s = 0 + \delta a_s$$

$$b = \beta + \delta b$$

相应亚谐波模和谐波模的正交振幅和正交位相分量分别为：

$$\begin{aligned} X_j &= a_j + a_j^+ \\ Y_j &= -i(a_j - a_j^+) \end{aligned} \quad j=p, s,$$

$$\text{和} \quad \begin{aligned} X_b &= b + b^+ \\ Y_b &= -i(b - b^+) \end{aligned}$$

将上面两个式子代入到系统的 langevin 方程。并考虑到实验中，各种损耗的值一般有 $\gamma_p = \gamma_s = \gamma, \gamma_p^c = \gamma_s^c = \gamma^c, \gamma_p^l = \gamma_s^l = \gamma^l$ 的关系，可以得到各模的正交振幅分量和正交位相分量的起伏对时间的微分方程：

$$\frac{d\delta X_p}{dt} = -\gamma\delta X_p + \kappa\beta\delta X_p + \kappa\alpha_p\delta X_b + \sqrt{2\gamma^l}\delta X_p^{m1} + \sqrt{2\gamma^c}\delta X_p^{m2}$$

$$\frac{d\delta X_s}{dt} = -\gamma\delta X_s - \kappa\beta\delta X_s + \sqrt{2\gamma^l}\delta X_s^{m1} + \sqrt{2\gamma^c}\delta X_s^{m2}$$

$$\frac{d\delta X_b}{dt} = -\gamma_b\delta X_b - \kappa\alpha_p\delta X_p + \sqrt{2\gamma_b^l}\delta X_b^{m1} + \sqrt{2\gamma_b^c}\delta X_b^{m2}$$

和

$$\frac{d\delta Y_p}{dt} = -\gamma\delta Y_p - \kappa\beta\delta Y_p + \kappa\alpha_p\delta Y_b + \sqrt{2\gamma^l}\delta Y_p^{m1} + \sqrt{2\gamma^c}\delta Y_p^{m2}$$

$$\frac{d\delta Y_s}{dt} = -\gamma\delta Y_s + \kappa\beta\delta Y_s + \sqrt{2\gamma^l}\delta Y_s^{m1} + \sqrt{2\gamma^c}\delta Y_s^{m2}$$

$$\frac{d\delta Y_b}{dt} = -\gamma_b\delta Y_b - \kappa\alpha_p\delta Y_p + \sqrt{2\gamma_b^l}\delta Y_b^{m1} + \sqrt{2\gamma_b^c}\delta Y_b^{m2}$$

对以上方程作傅立叶变换，在频域表示为：

$$(\gamma - \kappa\beta - i\omega)\delta X_p = \kappa\alpha_p\delta X_b + \sqrt{2\gamma^l}\delta X^{m1} + \sqrt{2\gamma^c}\delta X^{m2}$$

$$(\gamma + \kappa\beta - i\omega)\delta X_s = \sqrt{2\gamma^l}\delta X^{m1} + \sqrt{2\gamma^c}\delta X^{m2}$$

$$(\gamma_b - i\omega)\delta X_b = -\kappa\alpha_p\delta X_p + \sqrt{2\gamma_b^l}\delta X_b^{m1} + \sqrt{2\gamma_b^c}\delta X_b^{m2}$$

和

$$(\gamma + \kappa\beta - i\omega)\delta Y_p = \kappa\alpha_p\delta Y_b + \sqrt{2\gamma^l}\delta Y^{m1} + \sqrt{2\gamma^c}\delta Y^{m2}$$

$$(\gamma - \kappa\beta - i\omega)\delta Y_s = \sqrt{2\gamma^l}\delta Y^{m1} + \sqrt{2\gamma^c}\delta Y^{m2}$$

$$(\gamma_b - i\omega)\delta Y_b = -\kappa\alpha_p\delta Y_p + \sqrt{2\gamma_b^l}\delta Y_b^{m1} + \sqrt{2\gamma_b^c}\delta Y_b^{m2}$$

由此可以求得谐波模的正交振幅分量的起伏 δX_b 和正交位相分量的起伏 δY_b 表达式为:

$$\delta X_b = \frac{-\kappa\alpha_p(\sqrt{2\gamma^l}\delta X^{m1} + \sqrt{2\gamma^c}\delta X^{m2}) + (\gamma - \kappa\beta - i\omega)[\sqrt{2\gamma_b^l}\delta X_b^{m1} + \sqrt{2\gamma_b^c}\delta X_b^{m2}]}{\kappa^2\alpha_p^2 + (\gamma - \kappa\beta - i\omega)(\gamma_b - i\omega)}$$

和

$$\delta Y_b = \frac{-\kappa\alpha_p(\sqrt{2\gamma^l}\delta Y^{m1} + \sqrt{2\gamma^c}\delta Y^{m2}) + (\gamma + \kappa\beta - i\omega)[\sqrt{2\gamma_b^l}\delta Y_b^{m1} + \sqrt{2\gamma_b^c}\delta Y_b^{m2}]}{\kappa^2\alpha_p^2 + (\gamma + \kappa\beta - i\omega)(\gamma_b - i\omega)}$$

根据输入输出关系:

$$\delta X_b^{out} = \sqrt{2\gamma_b^c}\delta X_b - \delta X_b^{in2}, \delta Y_b^{out} = \sqrt{2\gamma_b^c}\delta Y_b - \delta Y_b^{in2}$$

得出谐波模输出场的正交振幅分量和正交位相分量的起伏分别为:

$$\delta X_b^{out} = \frac{-2\kappa\alpha_p(\sqrt{\gamma^l\gamma_b^c}\delta X^{m1} + \sqrt{\gamma^c\gamma_b^c}\delta X^{m2}) + 2(\gamma - \kappa\beta - i\omega)\sqrt{\gamma_b^l\gamma_b^c}\delta X_b^{m1}}{(\kappa^2\alpha_p^2 + \gamma\gamma_b - \kappa\beta\gamma_b - \omega^2) - i\omega(\gamma_b + \gamma - \kappa\beta)} + \frac{[(2\gamma_b^c\gamma - 2\gamma_b^c\kappa\beta - \kappa^2\alpha_p^2 - \gamma\gamma_b + \kappa\beta\gamma_b + \omega^2) + i\omega(\gamma_b + \gamma - \kappa\beta - 2\gamma_b^c)]\delta X_b^{m2}}{(\kappa^2\alpha_p^2 + \gamma\gamma_b - \kappa\beta\gamma_b - \omega^2) - i\omega(\gamma_b + \gamma - \kappa\beta)}$$

和

$$\delta Y_b^{out} = \frac{-2\kappa\alpha_p(\sqrt{\gamma^l\gamma_b^c}\delta Y^{m1} + \sqrt{\gamma^c\gamma_b^c}\delta Y^{m2}) + 2(\gamma + \kappa\beta - i\omega)\sqrt{\gamma_b^l\gamma_b^c}\delta Y_b^{m1}}{(\kappa^2\alpha_p^2 + \gamma\gamma_b + \kappa\beta\gamma_b - \omega^2) - i\omega(\gamma_b + \gamma + \kappa\beta)} + \frac{[(2\gamma_b^c\gamma + 2\gamma_b^c\kappa\beta - \kappa^2\alpha_p^2 - \gamma\gamma_b - \kappa\beta\gamma_b + \omega^2) + i\omega(\gamma_b + \gamma + \kappa\beta - 2\gamma_b^c)]\delta Y_b^{m2}}{(\kappa^2\alpha_p^2 + \gamma\gamma_b + \kappa\beta\gamma_b - \omega^2) - i\omega(\gamma_b + \gamma + \kappa\beta)}$$

其方差分别为:

$$V_{\delta X_b^{out}} = \frac{4\kappa^2\alpha_p^2(\gamma^l\gamma_b^c\delta^2 X^{in1} + \gamma^c\gamma_b^c\delta^2 X^{in2}) + 4[(\gamma - \kappa\beta)^2 + \omega^2]\gamma_b^l\gamma_b^c\delta^2 X_b^{in1}}{(\kappa^2\alpha_p^2 + \gamma\gamma_b - \kappa\beta\gamma_b - \omega^2)^2 + \omega^2(\gamma_b + \gamma - \kappa\beta)^2} + \frac{[(2\gamma_b^c\gamma - 2\gamma_b^c\kappa\beta - \kappa^2\alpha_p^2 - \gamma\gamma_b + \kappa\beta\gamma_b + \omega^2)^2 + \omega^2(\gamma_b + \gamma - \kappa\beta - 2\gamma_b^c)^2]\delta^2 X_b^{in2}}{(\kappa^2\alpha_p^2 + \gamma\gamma_b - \kappa\beta\gamma_b - \omega^2)^2 + \omega^2(\gamma_b + \gamma - \kappa\beta)^2}$$

和

$$V_{\delta Y_b^{out}} = \frac{4\kappa^2\alpha_p^2(\gamma^l\gamma_b^c\delta^2 Y^{in1} + \gamma^c\gamma_b^c\delta^2 Y^{in2}) + 4[(\gamma + \kappa\beta)^2 + \omega^2]\gamma_b^l\gamma_b^c\delta^2 Y_b^{in1}}{(\kappa^2\alpha_p^2 + \gamma\gamma_b + \kappa\beta\gamma_b - \omega^2)^2 + \omega^2(\gamma_b + \gamma + \kappa\beta)^2} + \frac{[(2\gamma_b^c\gamma + 2\gamma_b^c\kappa\beta - \kappa^2\alpha_p^2 - \gamma\gamma_b - \kappa\beta\gamma_b + \omega^2)^2 + \omega^2(\gamma_b + \gamma + \kappa\beta - 2\gamma_b^c)^2]\delta^2 Y_b^{in2}}{(\kappa^2\alpha_p^2 + \gamma\gamma_b + \kappa\beta\gamma_b - \omega^2)^2 + \omega^2(\gamma_b + \gamma + \kappa\beta)^2}$$

因为输入场均为真空场或相干场，所以在 $V_{\delta X_b^{out}}$ 和 $V_{\delta Y_b^{out}}$ 的表达式中， $\delta X^{in1}, \delta X^{in2}, \delta X_b^{in1}, \delta X_b^{in2}, \delta Y^{in1}, \delta Y^{in2}, \delta Y_b^{in1}, \delta Y_b^{in2}$ 的值均为 1，所以 $V_{\delta X_b^{out}}$ 和 $V_{\delta Y_b^{out}}$ 为：

$$V_{\delta X_b^{out}} = 1 + \frac{4\gamma_b^c\kappa^2\alpha_p^2\beta}{(\kappa^2\alpha_p^2 + \gamma\gamma_b - \kappa\beta\gamma_b - \omega^2)^2 + \omega^2(\gamma_b + \gamma - \kappa\beta)^2}$$

和

$$V_{\delta Y_b^{out}} = 1 + \frac{4\gamma_b^c\kappa^2\alpha_p^2\beta}{(\kappa^2\alpha_p^2 + \gamma\gamma_b - \kappa\beta\gamma_b - \omega^2)^2 + \omega^2(\gamma_b + \gamma - \kappa\beta)^2}$$

把 $\beta = -\frac{\kappa\alpha_p^2}{2\gamma_b}$ 代入上式，令 $\mu = \frac{\kappa^2}{2\gamma_b}$ ，以腔内循环功率表示二次谐波正交振幅和正

交位相分量的方差，如下式：

$$V_{\delta X_b^{out}} = 1 - \frac{8\gamma_b^c\gamma_b\mu^2\alpha_p^4}{(3\mu\gamma_b\alpha_p^2 + \gamma\gamma_b - \omega^2)^2 + \omega^2(\gamma_b + \gamma + \mu\alpha_p^2)^2}$$

和

$$V_{\delta Y_b^{out}} = 1 + \frac{8\gamma_b^c\gamma_b\mu^2\alpha_p^4}{(\mu\gamma_b\alpha_p^2 + \gamma\gamma_b - \omega^2)^2 + \omega^2(\gamma_b + \gamma - \mu\alpha_p^2)^2}$$

从 (16.2) 中可以看到，表达式第二项也是始终大于零，所以 $V_{\delta Y_b^{out}}$ 的值大于散粒噪声极限；而在 (16.1) 中，表达式的第二项也是始终大于零，所以 $V_{\delta X_b^{out}}$ 的值小于散粒噪声极限 1，有压缩。

随着腔内双光子衰减速率“ $\mu|\alpha_p|^2$ ”的增加，输出绿光的噪声减少，压缩度增加。

理论上，当 ω 增大时，压缩度会降低，所以在零频处的压缩度比其它频率处压缩度大。

为了求压缩度的最大值，在 $\omega=0$ 时，对 $V_{\delta X_b^{\text{int}}}$ 求极限：

$$\lim_{\mu|\alpha_p|^2 \rightarrow \infty} V_{\delta X_b^{\text{int}}} = \lim_{\mu|\alpha_p|^2 \rightarrow \infty} 1 - \frac{8\gamma_b^c \gamma_b}{(3\gamma_b + \frac{\gamma_b}{\mu|\alpha_p|^2})^2} = 1 - \frac{8\gamma_b^c}{9\gamma_b}, \text{ 最大压缩度为 } 1 - \frac{8\gamma_b^c}{9\gamma_b}$$

正交振幅分量的压缩度随归一化泵浦功率的变化曲线如图 2.3 所示

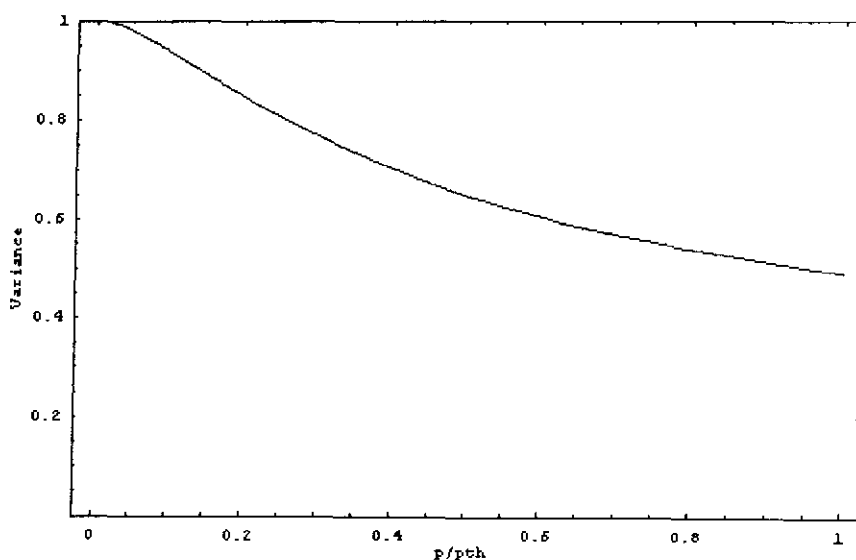


图 2.5 正交振幅分量的压缩度随归一化泵浦功率的变化曲线
横坐标为归一化泵浦功率，纵坐标为二次谐波的量子噪声

第三章 实验装置及实验结果

3.1 倍频腔的腔型

倍频腔采用驻波腔结构，由凹面镜和晶体组成，结构示意图如图 3.1，凹面镜曲率半径为 50mm，通过压电陶瓷固定在镜架上，晶体长 10mm，腔长 53mm。腔形是近共心半整块驻波腔，晶体的一个端面（B 面）同时作为输出耦合镜。整块腔损耗小、稳定，但制作难度高、不容易调节，分立腔容易制作和调节，但是损耗大、不稳定。半整块腔是二者的折中。

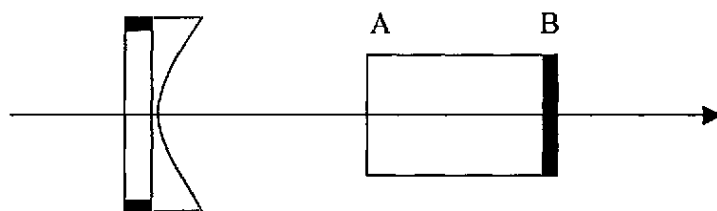


图 3.1: 倍频腔结构示意图

腔内光束的腰斑在晶体的外侧端面上，用 ABCD 矩阵法求腰斑半径^[44]：

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & l_1/n \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & l_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & l_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & l_1/n \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$= \begin{pmatrix} 1 - \frac{l_2}{f} - \frac{l_1}{nf} & \frac{l_1}{n} + l_2 + \frac{l_1(1 - \frac{l_1 + l_2}{f})}{n} + l_2(1 - \frac{l_1 + l_2}{f}) \\ -\frac{1}{f} & 1 - \frac{l_1}{nf} - \frac{l_2}{f} \end{pmatrix}$$

$$\text{即 } A = 1 - \frac{l_2}{f} - \frac{l_1}{nf}, \quad B = \frac{l_1}{n} + l_2 + \frac{l_1(1 - \frac{l_1 + l_2}{f})}{n} + l_2(1 - \frac{l_1 + l_2}{f}), \quad C = -\frac{1}{f}, \quad D = 1 - \frac{l_1}{nf} - \frac{l_2}{f}$$

光束的共焦长度为：

$$z_0 = \frac{\pi n \omega_0^2}{\lambda}$$

腰斑半径为：

$$\omega_0 = \frac{\lambda B}{\pi \sqrt{1 - \left(\frac{A+D}{2}\right)^2}}$$

其中, n 是晶体折射率, l_1 是晶体长度, l_2 是腔长减去晶体长度的差, f 是凹面镜的焦距, 等于曲率半径的一半, λ 是光波长。

把我们实验数据代入腰斑半径的表达式, n 为 1.74, λ 为 1080nm, 得到腔内腰斑半径约为 62 μm , 共焦长度为 20mm。

共焦长度表示光斑半径增加到腰斑半径 $\sqrt{2}$ 倍处两点的距离。由共焦长度的表达式可以看出, 如果共焦长度太大, 那么腰斑半径相应也很大, 会影响倍频效率。但如果共焦长度太短, 那么光束发散很快, 所以共焦长度要选择一个折中的值。共焦长度内的高斯光束应该可以被近似认为是平行光, 这样有利于非线性过程的相位匹配, 所以晶体应当尽量放置在共焦长度内。计算得到的 20mm 的共焦长度是晶体长度的二倍, 可以满足这一需要。

3.2 倍频方式

倍频过程按相位匹配方式可以分为 I 类匹配和 II 类匹配两种^[45]。如果我们用 o 表示偏振方向与晶体 o 光轴平行的光子, 用 e 表示偏振方向与晶体 e 光轴平行的光子, 那么我们可以形象的将 I 类匹配表示为 ooe 或 eeo , 即两个基频光的偏振方向相同, 倍频光的偏振方向与基频光垂直; 类似的, 可以将 II 类匹配表示为 oeo 或者 $eo o$, 即两个基频光的偏振方向互相垂直, 倍频光的偏振方向与其中一束基频光相同。

按光束在晶体中的传播方向可以分为临界相位匹配和非临界相位匹配两种匹配方式。临界相位匹配方式是指光束的传播方向不与晶体的主轴平行, 非临界相位匹配是指光束的传播方向与晶体一个主轴方向一致。临界相位匹配中基频光和二次谐波功率的流向(能量密度矢量)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, 这种现象叫离散效应, 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。而非临界匹配可以避免离散效应, 而且波矢失配量 Δk 对角度的变化不

太敏感，不易受入射光角度、晶体温度等变化的干扰^[46]。

外腔倍频过程按谐振腔共振方式分可以分为基频光共振和基频光倍频光都共振两种。实际中常常按照腔内共振的模式数量称为单共振、双共振等。I类匹配时，因为两束基频光实际上是完全相同不可区分的，所以只有单共振（只有基频光共振）和双共振（基频光和倍频光都共振）两种。II类匹配时，两束基频光偏振相互垂直，在双折射倍频晶体中经历的折射率不同，相当于光程不同，是两个模式，为了保证两个基频模式光强基本相等，它们必须同时共振，所以只有双共振和三共振两种。

我们在实验设计时主要要在尽量提高倍频效率的前提下保证稳定运转，并考虑到后面的实验，采用双共振 II 类非临界匹配的 KTP 作为倍频晶体。

3.3 KTP 晶体

KTP (Potassium Titanyl Phosphate, 磷酸氧钛钾) 是量子光学实验中光学频率变换领域综合性能最好，应用最广泛的晶体^[47]，它的晶格结构为正交、 $mm2$ 点群，透明区为 350—4500nm，破坏阈值为 300-500MW/cm²。

KTP 晶体的主要优点有非线性系数高，破坏阈值较高，吸收小，生长容易等。在实验中我们采用 KTP 晶体作为倍频晶体，实现 II 类非临界相位匹配。

为了获得最大的非线性系数且避免走离效应，晶体用 α 切割方式，光从 $\theta=90^\circ$ 、 $\phi=0^\circ$ 方向入射，也就是和 x 轴或者 a 轴平行。如图 3.2。

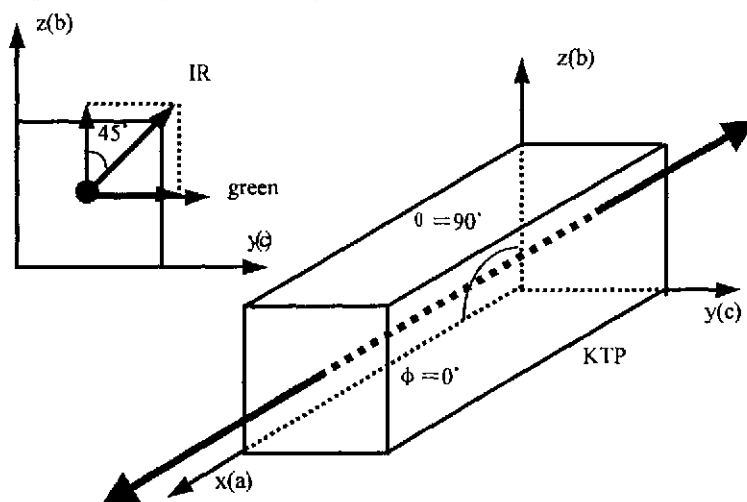


图 3.2: KTP 晶体 II 类非临界匹配时的光束方向

KTP 晶体的波长与折射率的经验公式为^[48]:

$$n_i^2 = A + \frac{B}{\lambda^2 - C} - D\lambda^2, \quad i=x, y, z$$

式中的常数取值为:

	A	B	C	D
n_x	3.0065	0.03901	0.04251	0.01327
n_y	3.0333	0.04154	0.04547	0.01408
n_z	3.3144	0.05694	0.05658	0.01682

我们实验中用的泵浦源的波长为 1080nm 的, 产生的二次谐波波长为 540nm。将这两个波长值代入到折射率的表达式可以得到: 当 $\lambda=1080\text{nm}$ 时, $n_x=1.739$; 当 $\lambda=540\text{nm}$ 时, $n_x=1.777$ 。

KTP 晶体的有效非线性系数与入射角的经验公式为:

$$d_{\text{eff}} = |(d_{24} - d_{15}) \sin 2\phi \sin 2\theta - (d_{15} \sin^2 \phi + d_{24} \cos^2 \phi) \sin \theta|$$

式中的常数取值为 $d_{15}=6.1 \text{ pm/V}$, $d_{24}=7.6 \text{ pm/V}$ 。

当 $\theta=90^\circ$ 、 $\phi=0^\circ$ 时, $d_{\text{eff}}=7.6 \text{ pm/V}=3.6 \times 10^{-8} \text{ esu}$

图 3.3 是晶体中倍频的最佳匹配角。

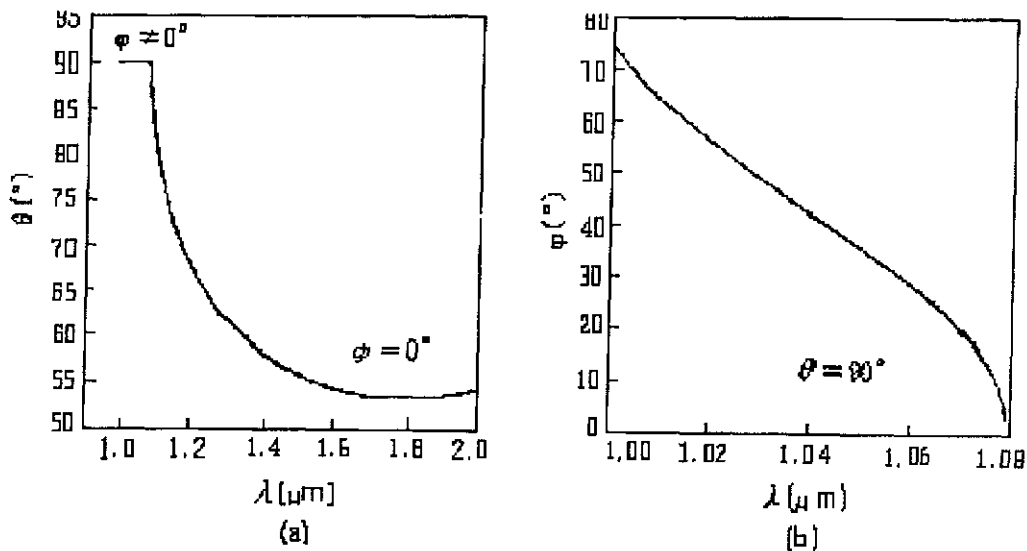


图 3.3 倍频的最佳匹配角

图 3.4 是晶体中倍频的最佳相位匹配方向与波长的变化关系,可以看出入射光总是在 xoz 或者 xoy 平面内。

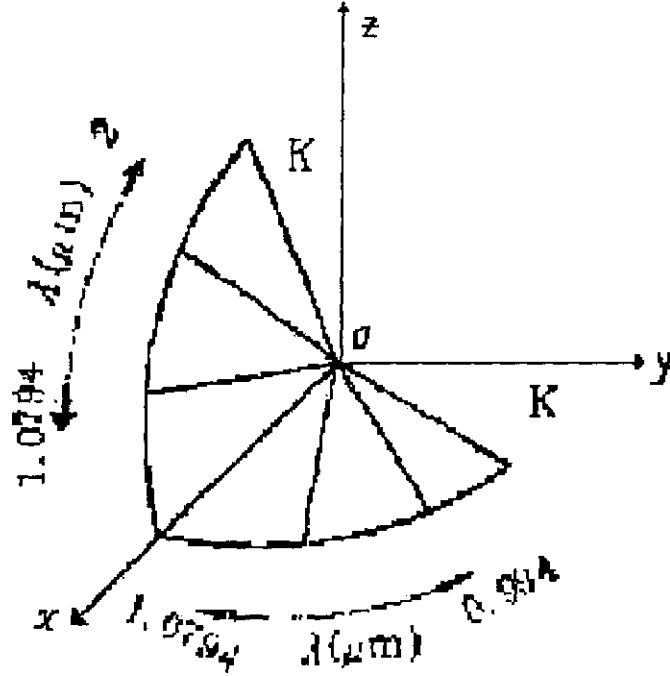


图 3.4: KTP 晶体中倍频的最佳相位匹配方向与波长的变化关系

图 3.5 是 KTP 晶体中倍频的有效非线性系数,可以看出入射光波长在 1079.4nm 时,有效非线性系数达到最大值。

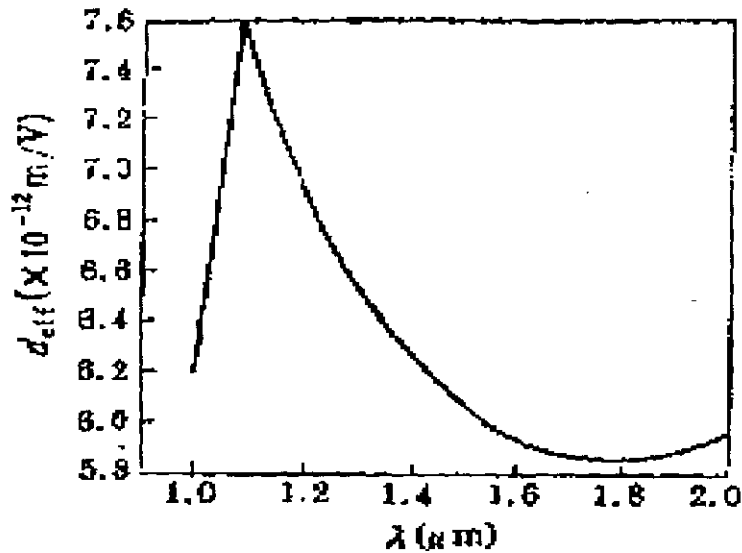


图 3.5: KTP 晶体中倍频的有效非线性系数

3.4 频率锁定系统

整套装置中用到两处频率锁定系统，分别锁定激光器和倍频腔。它们都是用边带锁腔的原理^[49]。

激光器的装置如图 3.6 所示。

以模清洁剂作为频率参考腔。主要用到的仪器有：锁相放大器(Lock-in, Stanford 公司 Research Systems, SR830)，信号发生器 (FG, 南京盛普科技公司, SP1641B)，示波器 (OSC, 岩崎公司 SS-7802) 和积分电路 (PI)。其中，锁相放大器的内部兼有信号发生器、低通滤波器、乘法器等功能单元。从锁相放大器的 OSC 端口输出一个频率为 12KHz 的正弦信号，经过自制的高压放大器 HV1 (宇光公司, PZ-2003A) 加到模清洁剂 MC 的压电陶瓷上。这个信号加在压电陶瓷上的目的是对参考腔的腔长进行调制，产生调制信号。

输出激光经过模清洁剂，一小部分光入射到探测器 D4，D4 探测到的透射光信号分成两路，直流输出在示波器上监测，交流输出输入到锁相放大器的 A 端口。在锁相放大器内部，这个输入到 A 端口的信号会与锁相放大器内部的正弦信号相乘，经过滤波器，得到误差信号，由 OUT 端口输出。

误差信号经过积分电路 PI，高压放大器 HV2，传输到激光器的压电陶瓷上，通过推动压电陶瓷来改变激光器振荡频率，使之锁定在参考腔的中心频率上。

信号发生器 FG 输出频率为 20Hz 的锯齿波，它通过开关 I 接入高压放大器 HV1，它的作用是扫描参考腔。

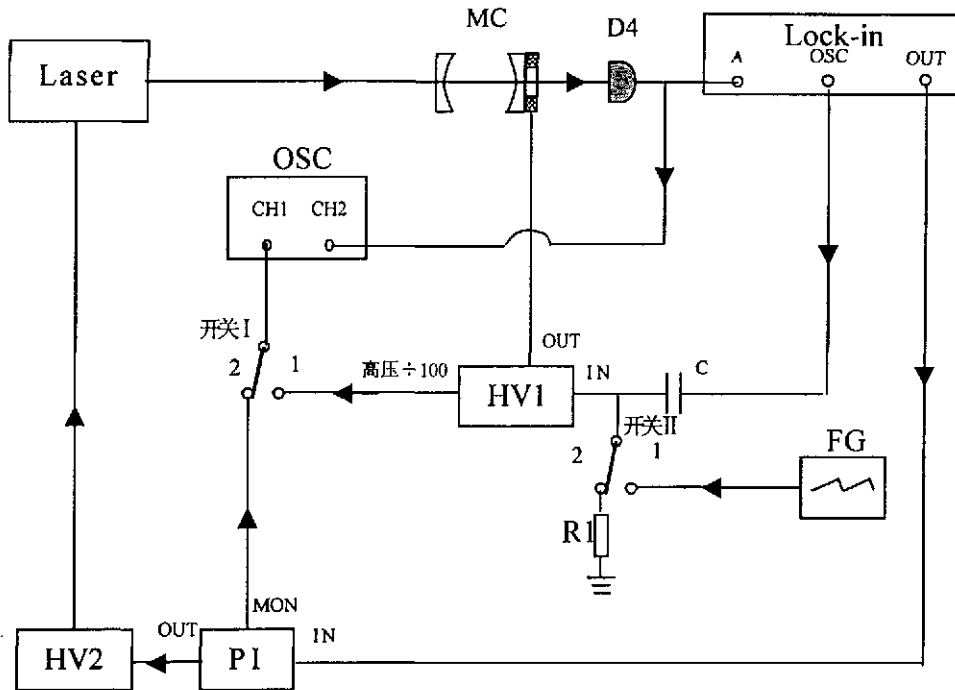


图 3.6 激光器锁定系统

其中，OSC 为示波器，LOCK-in 为锁相放大器，HV1 和 HV2 为高压放大器，FG 为信号发生器，PI 为比例积分电路。

锁腔过程如下：先将开关 I 和开关 II 都拨到端口 1，扫腔，示波器上显示锯齿波和参考腔（模清洁器）对输入光的透射峰，模清洁器的压电陶瓷上加有一个 12MHz 的正弦波和一个 20Hz 的锯齿波，观察输入激光与模清洁器的匹配情况，在模清洁器输出次峰是主峰的百分之一以后，将开关 I 拨到端口 2，在示波器 OSC 上可以观察到鉴频曲线，可以通过改变锁相放大器及比例积分电路 PI 的参数对鉴频曲线进行调整。最后降低高压放大器 HV1 的增益，将开关 II 拨到端口 2，改变高压放大器 HV1 的偏置锁腔。

需要指出的是开关 II 的结构。从图中可以看到，锁相放大器的 OSC 输出是通过一个电容 C 输入到高压放大器 HV1 里的，这个电容的值为 $4.7\mu\text{F}$ ，它的作用是阻止锯齿波进入锁相放大器。另外，端口 2 是通过一个电阻 R1 然后再接地的，这个电阻的阻值与信号发生器的输出电阻值相同，都是 50Ω 。R1 在最初设计的开关 II 里并没有，后来在锁腔过程中发现鉴频曲线很不稳定，不停的抖动。

分析这种情况出现的原因：在开关 II 接在端口 1，观察鉴频曲线时的等效电路如图

3.7。可以看到由于信号发生器有一定的输出电阻，正弦信号的输出是经过分压后才加到压电陶瓷的，观察到鉴频曲线是正弦信号衰减后的情况。

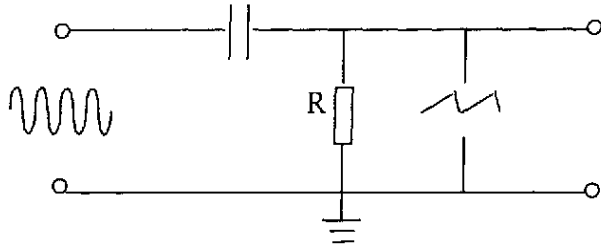


图 3.7 开关 II 接端口 1 时的情况

其中, R 为信号发生器的输出电阻, 可以看到, 由于 R 的存在, 输出的正弦波被分压后才从 OUT 端输出。

在锁腔时的等效电路如图 3.8, 没有分压元件的存在, 加到压电陶瓷上的正弦波振幅忽然增大, 需要重新调节高压放大器的增益或者锁相放大器的输出振幅才能获得理想的鉴频曲线。

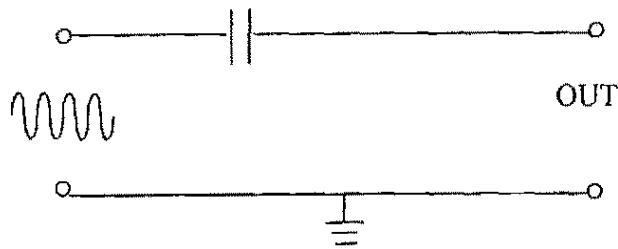


图 3.8, 如果端口 2 不接电阻 R_1 , 开关 II 接端口 2 时的情况
这种情况下, 正弦波输出没有被分压。

如果在端口 2 上接上 R_1 , 这时的等效电路如图 3.9, 可以看到, 由于 R_1 的电阻等于信号发生器的输出电阻, 当开关 II 接端口 2 时的等效电路与接端口 1 时相同。 R_1 可以使扫腔和锁腔时的鉴频曲线保持一致。

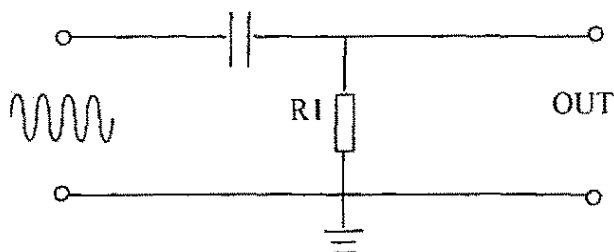


图 3.9, 端口 2 通过电阻 R_1 接地, 开关 II 接端口 2 时的情况
由于 R_1 的阻值与信号发生器的输出电阻相同, 这种情况模仿了图 a 中的情况。

倍频腔的装置如图 3.10 所示。倍频腔的输出光通过 M3，绿光被反射，用于测量，透射的红外光用于锁腔，主要用到的仪器有信号发生器（Stanford 公司，DS345），相位延迟盒（EG&G 公司，DB463），乘法器（Mini-Circuits 公司，ZAD-1），低通滤波器（Mini-Circuits 公司，BLP-1.9），电光调制器 EOM（Electro-Optical Modulator，New Port 公司，4004IR），射频放大器 RA（Radio Frequency Amplifier，Mini-Circuits 公司，ZHL-1-2W），示波器，高压放大器和积分电路。

信号发生器 FG1 输出 20MHz 的正弦波，分成两路，一路通过射频放大器 RA 加在电光调制器 EOM 上，一路输入乘法器，与探测器 D3 的交流输出相乘，通过低通滤波器得到误差信号。误差信号通过积分电路 PI，高压放大器 HV1（Burleigh 公司，PZ-70），加到倍频腔的压电陶瓷上，把腔长锁定在共振位置。

信号发生器 FG2 输出 15Hz 的锯齿波，它的作用是扫腔，观察鉴频曲线。

锁腔过程与 LS1 的过程相同。

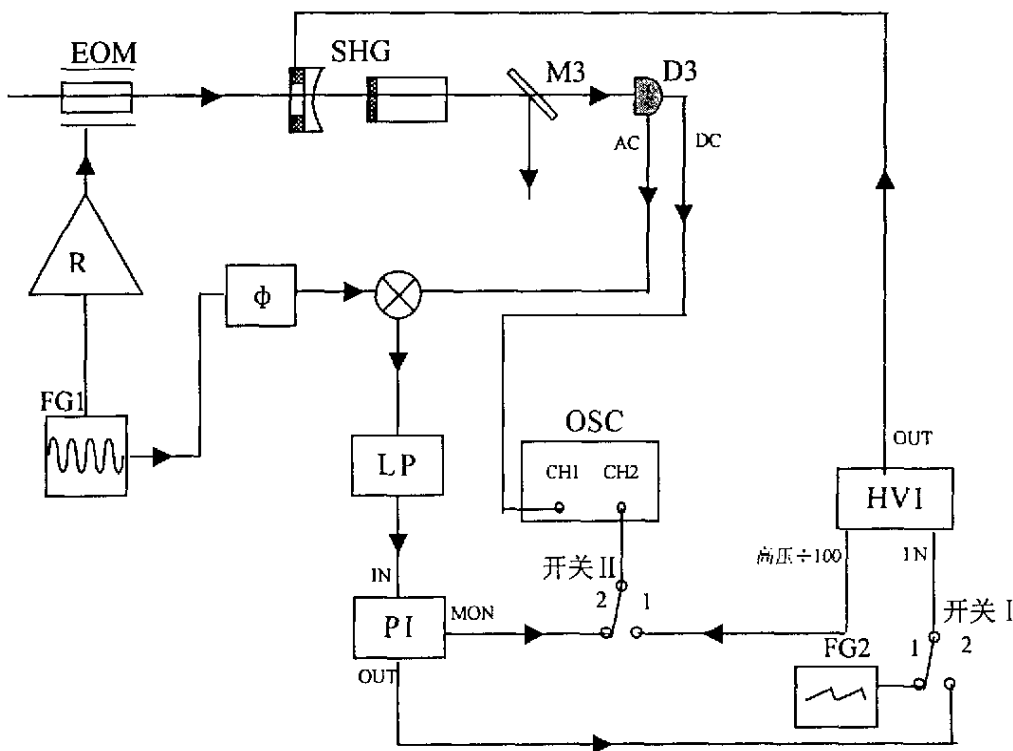


图 3.10 倍频腔锁腔系统

其中 OSC 为示波器，RA 为射频放大器，HV 为高压放大器，FG1 和 FG2 为信号发生器，LP 为低通滤波器。

3.5 正交振幅压缩态光场探测系统

正交振幅压缩态光场采用的是自平衡零拍探测系统，如图 3.11 所示。由一个 $\lambda/2$ 波片、两个偏振分束棱镜组成。

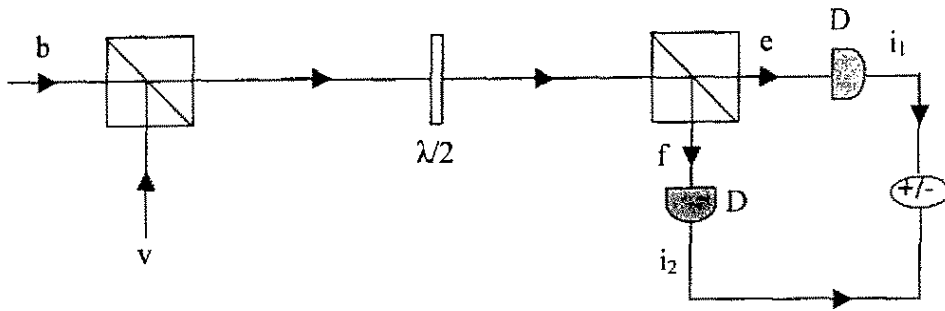


图 3.11 自平衡零拍探测系统（使用棱镜波片）

这个装置也可以像图 3.12 一样用一个 50/50 分束器代替。

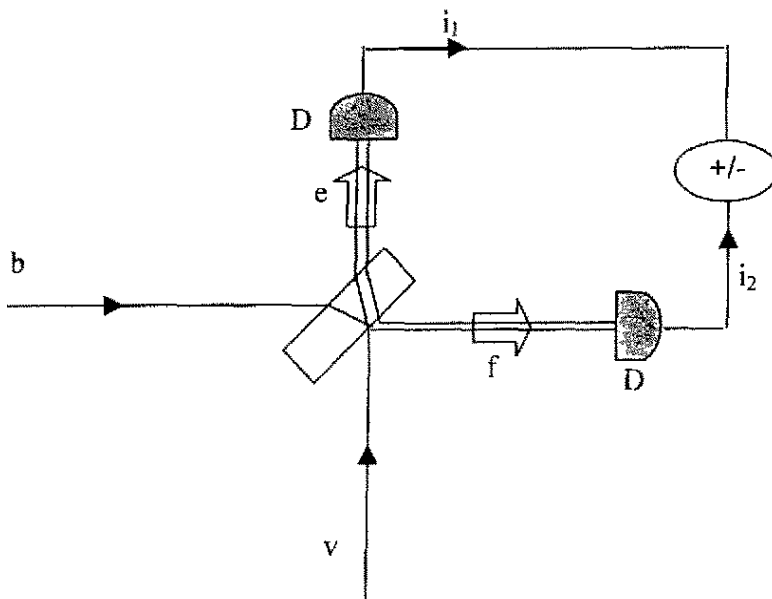


图 3.12 自平衡零拍探测系统（使用分束器）

如图 3.13 所示，两种方法效果是一样的。我们选择用前者的原因是波片和棱镜的组合比 50/50 分束器相对容易调节一些。

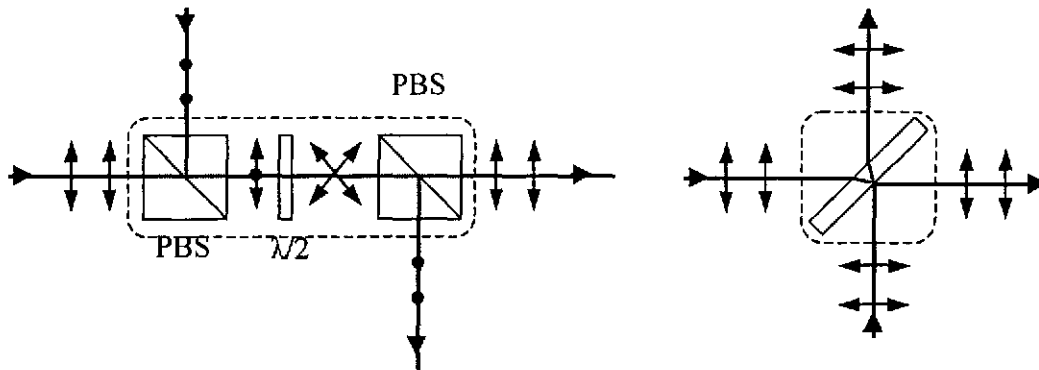


图 3.13 波片、棱镜组成的光学分束器与 50/50 分束片比较

如图所示，绿光 b 由分束器（棱镜）的一个通道入射，另一个通道由真空场 v 填补，输出端 e 、 f 可以表示为：

$$e = \frac{1}{\sqrt{2}}(b+v), \quad \text{那么}$$

$$f = \frac{1}{\sqrt{2}}(b-v)$$

$$e^\dagger = \frac{1}{\sqrt{2}}(b^\dagger + v^\dagger)$$

$$f^\dagger = \frac{1}{\sqrt{2}}(b^\dagger - v^\dagger)$$

探测器 D_1 、 D_2 输出的光电流 i_1 、 i_2 分别为：

$$i_1 = e^\dagger e = \frac{1}{2}(b^\dagger b + v^\dagger v + v^\dagger b + b^\dagger v)$$

$$i_2 = f^\dagger f = \frac{1}{2}(b^\dagger b + v^\dagger v - v^\dagger b - b^\dagger v)$$

光电流经过加法器和减法器后的 i_+ 和 i_- 分别为：

$$i_+ = e^\dagger e + f^\dagger f = b^\dagger b + v^\dagger v$$

$$i_- = e^\dagger e - f^\dagger f = v^\dagger b + b^\dagger v$$

将 b 和 v 分别表示为起伏和平均值的和，即

$$b = \beta + \delta b \quad \text{和} \quad b^\dagger = \beta^\dagger + \delta b^\dagger \quad \text{代入得到:}$$

$$v = v + \delta v \quad v^\dagger = v^\dagger + \delta v^\dagger$$

$$\begin{aligned}
i_+ &= e^\dagger e + f^\dagger f \\
&= (\beta^* + \delta b^\dagger)(\beta + \delta b) + (v^* + \delta v^\dagger)(v + \delta v) \\
&= |\beta|^2 + \beta \delta b^\dagger + \beta^* \delta b + \delta b^\dagger \delta b + |v|^2 + v \delta v^\dagger + v^* \delta v + \delta v^\dagger \delta v \\
i_- &= e^\dagger e + f^\dagger f \\
&= (v^* + \delta v^\dagger)(\beta + \delta b) + (v + \delta v)(\beta^* + \delta b^\dagger) \\
&= v^* \beta + v^* \delta b + \beta \delta v^\dagger + \delta v^\dagger \delta b + \beta^* v + \beta^* \delta v + v \delta b^\dagger + \delta b^\dagger \delta v
\end{aligned}$$

b 的平均值是个实数，所以 $\beta = \beta^*$ 。 v 为真空场，所以平均值 $v=0$ 。忽略起伏的二阶项，得到加减电流分别为：

$$\begin{aligned}
i_+ &= |\beta|^2 + \beta(\delta b^\dagger + \delta b) \\
i_- &= \beta(\delta v^\dagger + \delta v)
\end{aligned}$$

可以看到，加减电流的交流分量分别包含了绿光和真空场的正交振幅分量的信息，可以以减电流作为散粒噪声极限，而加电流是我们测量的绿光的正交振幅分量的量子噪声。

3.6 实验装置

实验装置如图 3.14 所示，其中，泵浦源(激光器)是我们所自制的半导体泵浦 Nd:YAP (Neodymium doped Yttrium-Aluminum Perovskite, 掺钕铝酸钇)激光器，它采用五镜环形腔结构，腔体用整块铝加工而成，并用控温仪整体控温，为激光器稳定运行提供了基础。输出光的波长为 1080nm，最大能输出 1.8W 单频激光，功率起伏小于 $\pm 0.5\%$ ^[50]。

模清洁剂 MC (Mode Cleaner) 由两个曲率半径为 100mm 的凹面镜组成，腔长为 105mm，外部包裹有绝热密封外套，并用控温仪控温，因此受外界环境温度和气流影响很小^[51]。输出激光经过模清洁剂后，激光的频率抖动优于 ± 1.3 MHz，激光噪声在 2 MHz 以后降到散粒噪声极限。同时，模清洁剂也兼做激光器频率锁定系统的参考腔。

电光位相调制器 EOM 是锁腔系统 LS2 (Locking system) 的一部分，用来调制基频光的位相，以获得误差信号而用边带锁频方法锁定倍频腔。半波片 HWPI (Half Wave Plate) 和偏振分束棱镜 PBS1 (Polarization Beam Splitter) 组成能量调节器，调节入射到倍

频腔的光功率。凸透镜 L1 和 L2 是倍频腔的耦合透镜，焦距分别为 150mm 和 80mm。ISO 是光隔离器（ISOWAVE 公司，I-106T-5M 型），由两个偏振分束棱镜 PBS1、PBS2 和法拉第旋转器 FR（Faradi Rotator）组成，防止从倍频腔反射出来的基频光影响激光器的正常运转。半波片 HWP2 用来旋转入射到倍频器中基频光的偏振方向，保证该基频光的偏振方向与倍频腔中非线性晶体 KTP 的 b 和 c 轴的夹角为 45 度，满足 II 类位相匹配条件对两基频光偏振方向的要求。

倍频腔采用半整块结构，由一个输入镜和一块 KTP 晶体组成，腔长为 53mm。输入镜是一个凹镜，通过压电陶瓷环固定在镜架上，它的曲率半径为 50 mm，凹面膜层对 1080nm 的透射率为 5.7%，对 540nm 高反，背面镀有 1080nm 增透膜，为基频光的输出耦合镜。非线性晶体 KTP 沿 α 轴切割，另两侧面分别平行于 b 和 c 轴，尺寸为 3mm×3mm×10mm，靠腔外的端面镀对 1080 nm 高反，对 540 nm 的透射率为 17% 的双色膜，这个端面兼做倍频光输出镜，靠腔内的端面镀对 1080 nm 和 540 nm 的双增透膜。晶体包裹在紫铜晶体架里，晶体架下面通过半导体制冷块和散热片相连，外面粘胶木片以降低散热。腔的主体结构全由殷钢构成，以降低热胀冷缩对腔长的影响。

倍频腔输出的绿光和漏出的红外光通过一个对 1080 nm 增透、对 540 nm 高反的反射镜 M3 后按波长分开，红外光被探测器 D3 接收，用于锁定倍频腔。绿光被反射，进入自平衡零拍探测系统，在谱仪 SA（Spectrum Analyzer，Agilent 公司，E4411B）上观察压缩度。探测系统由一个 50/50 分束器和两个光电探测器组成，探测器所用的光电管型号为 FFD100（EG and G 公司生产）。

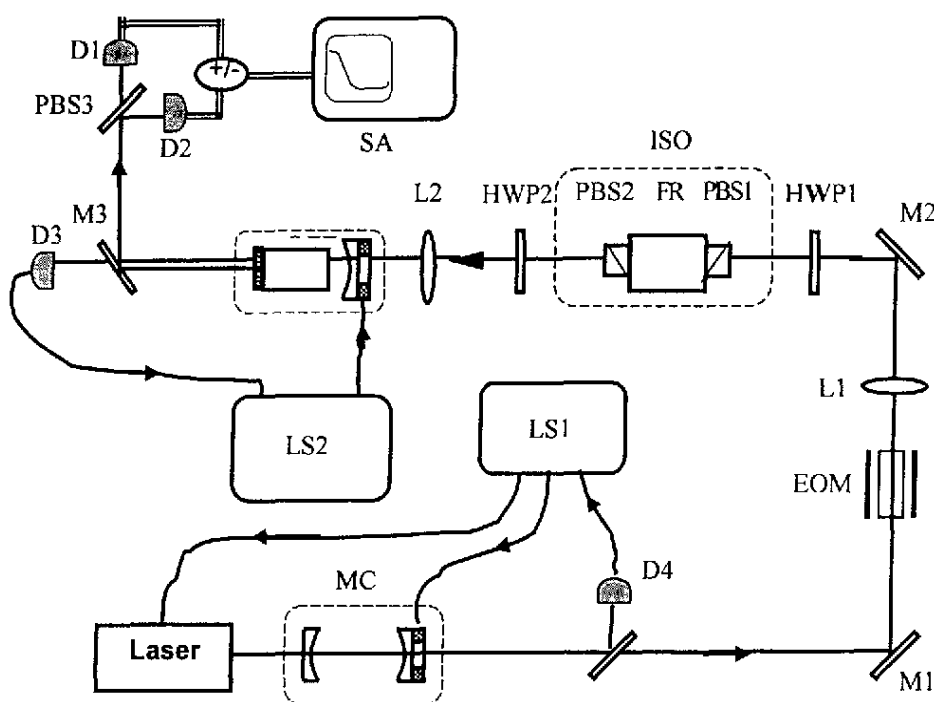


图 3.14, 实验装置

LS1, LS2: 分别为激光器和倍频腔的锁定系统; MC: 模清洁剂; M1, M2: 1080nm 全反镜; M3: 540nm 全反, 1080nm 高透镜; EOM: 电光调制器; D1, D2, D3, D4: 光电探测器; L1, L2: 倍频腔模匹配透镜; PBS1, PBS2: 偏振分束棱镜; FR: 法拉第旋转器; PBS1, PBS2, FR 组成光隔离器 ISO; HWP1, HWP2: 1080 nm 半波片; SHG: 谐振倍频腔; PBS3: 540 nm 50/50 分束镜; SA: 频谱分析仪。

3.7 实验过程

实验过程中很重要的一步是寻 KTP 晶体合适的工作温度。由于 KTP 晶体是双折射晶体，光波沿 b 轴和 c 轴传播时，折射率不同，因此两个模在腔内的光程不同，一般不能达到同时共振。这个问题可以通过改变晶体温度来解决。两个轴上折射率随温度变化的速度不同，改变温度，就有可能寻找到能使两个模同时共振温度点。在实验中我们发现，这样的温度点大约每隔 7°C 就有一个。对于倍频过程还要满足另一个条件：相位匹配，由于 KTP 晶体有 20°C 的温度匹配范围，因此我们不难找到一个同时满足两模共振和相位匹配的条件。

实验过程如下：

首先将激光器的输出激光的频率锁定在频率参考腔（模清洁剂 MC）上。扫描倍频腔的腔长，在示波器上观察透射峰，匹配倍频腔。

倍频腔匹配好以后，转动腔前的半波片 HWP2，在示波器上可以看到透射峰由一个分成了两个，转动半波片直到两个尖峰高度相同时为止，这时入射到倍频腔的红外光的偏振方向与 KTP 的 b 轴和 c 轴的夹角为 45 度。

仔细调节 KTP 晶体的温度，使两个红外模的尖峰重合（我们的实验中的温度点大约为 84.4°C）。然后停止扫描倍频腔，把它锁定在共振频率上。

倍频腔处在锁定状态后，腔内功率密度迅速增大，晶体吸收损耗产生的热量也随之增大，导致晶体的温度升高，双模共振的温度条件会被破坏。为了保证腔内的两个红外模处于共振状态，需要缓慢降低 KTP 的温度，使基模恢复共振，我们的实验中大约需要降低 0.8°C。

因为倍频腔红外模的精细度为 75，绿光的精细度为 25，红外的精细度远大于绿光的精细度，在红外模达到共振时绿光模处于近共振状态。

在对绿光进行探测之前要确保两个探测器的平衡。首先在示波器上观察两个探测器的直流输出，确保它们的直流输出相等。然后给电光调制器（EOM）加一个频率为 5MHz 的正弦波，将两个探测器的交流输出分别输入谱仪，理想的情况下两个交流输出应该基本重合，实验中可以将两个交流输出加到一个减法器上，在谱仪上观察减法器的输出，如果减法器的输出比单个交流输出低 25dB 或者更多，就表明两个探测器的交流输出基本平衡，可以满足实验的需要了。

产生的绿光通过自零拍探测系统探测，在谱仪上观察实验结果，两个探测器的输出 AC 光电流的相减给出散粒噪声基准，相加为绿光正交振幅噪声。

3.8 实验结果

图 3.15 是分析频率只在 5 MHz 处测得的结果。谱仪的分辨带宽和视频带宽分别是 300kHz 和 100Hz。

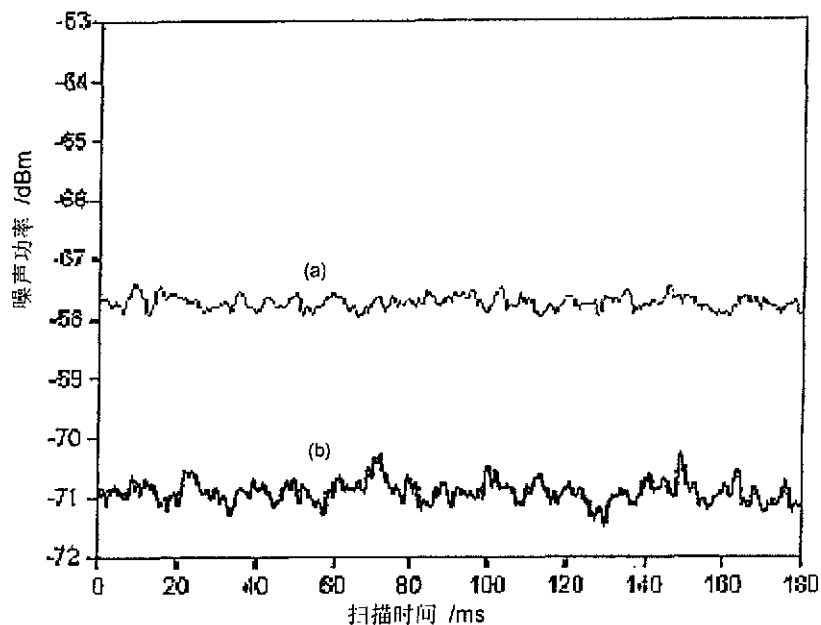


图 3.15 频率在 5 MHz 处绿光噪声功率谱
(a) 散粒噪声基准, (b) 信号噪声功率

图 3.16 是实验中实际测得的不同泵浦功率下的压缩度数据, 如果进一步增加抽运功率, 将引起倍频腔的寄生振荡^[52], 降低压缩度。

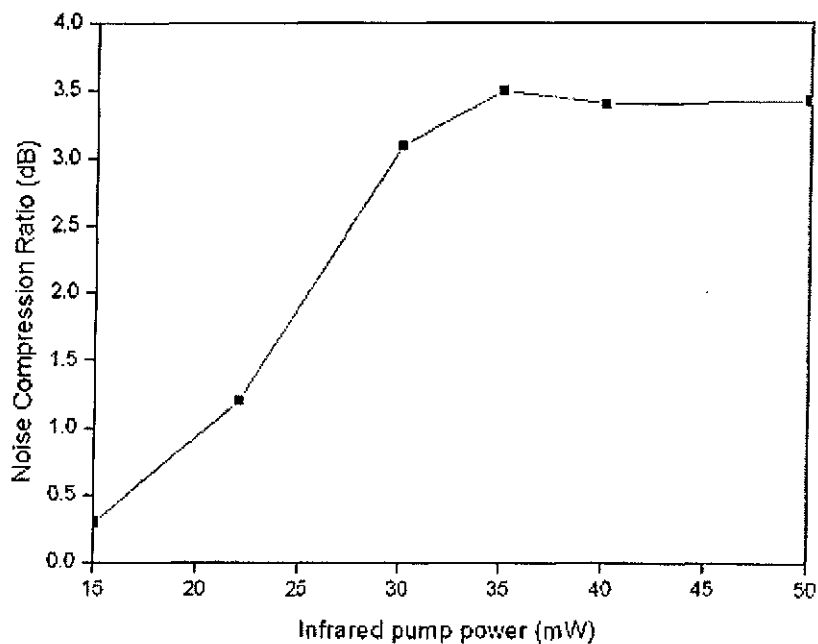


图 3.16 各种泵浦功率下的压缩度
横坐标为泵浦功率, 单位为毫瓦, 纵坐标为压缩度, 单位为 dB

第四章 总结与展望

我们用半经典理论分析了在 II 类位相匹配、三模共振情况下通过外腔谐振倍频获得倍频光压缩态过程，并在实验上获得了实测 $3.1 \pm 0.2 \text{ dB}$ 的倍频振幅压缩态光场。总结我们的工作，主要的特点有：

1. 首次采用 II 类位相匹配的方式，腔内两个基模共振，谐波模近共振。获得二次谐波波长为 540 nm 的振幅压缩光。

2. 与 I 类匹配晶体倍频过程相比，产生倍频压缩光所需要的泵浦功率较低。

3. 获得的倍频光压缩度为 $3.1 \pm 0.2 \text{ dB}$ ，同时，在同一套装置上，从倍频腔反射回的两个偏振方向的基频光一个为正交振幅压缩光场，实测为 $1.3 \pm 0.2 \text{ dB}$ ，称之为亮模；另一个为正交位相压缩光场，实测为 $3.2 \pm 0.1 \text{ dB}$ ，称之为暗模^[53]。利用两个这样的振幅压缩光在一个 50/50 分束器上干涉可产生振幅负关联、位相正关联的明亮绿光纠缠光束^[54]。并且，用这套装置进行倍频产生绿光，转换效率可达 80% ^[55]。

纠缠光源在连续变量量子信息领域具有广泛的应用前景，而波长为 540 nm 的二次谐波正交振幅压缩态光场作为一种短波长高压缩度的明亮压缩态光场，可以应用在高灵敏光谱学^[56]，低噪声抽运光学参量放大器^[57]等领域。

另外，由于这套装置可以同时产生三种压缩态光场，并得到纠缠光束，下一步可以以此研究工作为基础，发展紧凑和实用型的非经典光源。

参考文献

- [1] M. Planck, A few remarks about the History of Quantum Mechanics. Verh. Deutsch Phys. Ges, 1900, 2: 202-207
- M. Planck, Movement and Fluctuations of the Vacuum. Verh, Deutseh Phys. Ges, 1900, 2: 237-245
- [2] A. Einstein. Zur Elektrodynamik der bewegter K?rper. Ann. Phys, 1905, 17: 132-148
- [3] T. H Maiman. Stimulated Optical Radiation in Ruby. Nature, 1960, 187: 493-494
- [4] R. J. Clauber. The Quantum Theory of Optical Coherence. Phys. Rev. Lett, 1963, 130: 2529
- [5] F. T. Arecchi, A. Berne and A. Sona. Measurement of the Time Evolution of the Radiation Field by Joint Photocurrent Distributions. Phys. Rev. Lett, 1966, 17: 260-263
- [6] H. J. Carmichael and D. F. Walls. A Quantum-mechanical Master Equation Treatment of the Dynamical Stark Effect. J. Phys. B, 1976, 6: 1199-1219
- [7] H. J. Kimble, M. Dagenais and L. Mandel. Photon Antibunching in Resonance Fluorescence. Phys. Rev. Lett, 1977, 130: 691-695
- [8] C. H. Bennett, S. J. Wiesner. Communication via one- and two- particle operators on Einstein-Podolsky-Rosen states. Phys. Rev. Lett, 1992, 69, 20: 2881-2884
- [9] 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. , 1995, Opt., 7, 4: 601-613
- [10] M. Kitagawa and Y. Yamamoto. Number-phase Minimum-uncertainty State with Reduced Number Uncertainty In a Kerr Nonlinear Interferometer. Phys. Rev. A. 1986, 34,5: 3974-3988
- [11] S. Machida, Y. Yamamoto. Observation of Amplitude Squeezing In a Constant-current-driven Semiconductor Laser. Phys. Rev. Lett, 1987, 58, 10: 1000-1003
- [12] H. N. Hollenhorst. Quantum Limits On Resonant-mass Gravitational-radiation Detectors. Phys. Rev.D., 1979, 19, 6: 1669-1679
- [13] H. P. Yuen. Two-Photon Coherent States Of the Radiation Field. Phys. Rev. A, 1976 13, 6:

2226

- [14] D. F. Walls. Squeezed States Of Light. *Nature*, 1983, 306, 5939: 141
- [15] R. E. Slusher, P. Grangier, A. Laporta, B. Yurke and M. J. Potasek. Pulsed Squeezed Light. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, 59, 22: 2566-2569
- [16] L. A. Wu, H. J. Kimble, J. L. Hall and Huifa Wu. Generation of Squeezed States by Parametric Down Conversion. *Phys. Rev. Lett.*, 1986, 57, 20: 2520-2523
- [17] Z. Y. Ou, S. F. Pereira, H. J. Kimble and K. C. Peng. Realization of the Einstein-Podolsky-Rosen Paradox for Continuous Variables. *Phys. Rev. Lett.*, 1992, 22, 25: 3663-3666
- [18] S. Reynaud, C. Fabre and E. Giacobino. Quantum Fluctuations In a Two-mode Parametric Oscillator. *J. Opt. Soc. Am.*, 1987, 4, 10: 1520-1524
- [19] C. M. Caves, K. S. Torne, R. W. P. Drever, V. D. Sandberg and M. Simmermann. On the Measurement Of a Weak Classical Force Coupled To a Quantum-mechanical Oscillator. I. Issues Of Principle. *Rev. Mod. Phys.*, 1980, 52, 2: 341-392
- [20] C. M. Caves. Quantum-mechanical Noise In an Interferometer. *Phys. Rev. D*, 1981, 23, 8: 1693-1708
- [21] P. R. Tapster, J. G. Rarity, S. Satchell. Use Of Parametric Down-conversion TO Generate Sub-poissonian Light. *Phys. Rev. A*, 1998, 37, 8: 2963-2967
- [22] E. S. Polzik, J. Carri and H. J. Kimble. Spectroscopy with Squeezed Light. *Phys. Rev. Lett.*, 1992, 68, 20: 3020-3023
- [23] 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, 1: 556-559
- [24] P. R. Tapster, S.F. Seward and J. G. Rarity. Sub-shot-noise Measurement of Modulated Absorption Using Parametric Down-conversion. *Phys. Rev. A*, 1991, 44, 5: 3266-3269
- [25] S. F. Pereira, Z. Y. Ou and H. J. Kimble. Backaction Evading Measurements for Quantum Nondemolition Detection and Quantum Optical tapping. *Phys. Rev. Lett.*, 1994, 72, 2: 214-217
- [26] R. Bruckmeier, K. Schmieder, S. Schiller and J. Mlynek. Quantum Nondemolition Measurements Improved by a Squeezed Meter Input. *Phys. Rev. Lett.*, 1994, 78, 7: 1243-1246
- [27] Z. Y. Ou, S. F. Pereira, H. J. Kimble and K. C. Peng. Realization of the

- Einstein-Podolsky-Rosen Paradox for Continuous Variables, *Phys. Rev. Lett.*, 1992, 68: 3663
- [28] Y. Zhang, H. Su and C. D. Xie. Quantum Variances and Squeezing of Output Field from NOPA. *Phy. Rev. A*, 1999, 259: 171
- [29] Y. Zhang, H. Wang, X. Y. Li, J. T. Jing, C. D. Xie and K. C. Peng. Experimental Generation of Bright Two-mode Quadrature Squeezed Light from a Narrow-Band Nondegenerate Optical Parametric Amplifier. *Phy. Rev. A*, 2000, 62: 023813
- [30] A. Furusawa, J. L. Sørensen, S. L. Braunstein, C. A. Fuchs, H. J. Kimble, and E. S. Polzik, Unconditional Quantum Teleportation, *Science*, 1998, 282: 706~709
- [31] 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, 3: 032302-1—032302-3
- [32] S. F. Pereira, M. Xiao, H. J. Kimble and J. L. Hall. Generation of Squeezed Light by Intracavity Frequency Doubling. *Phys. Rev. A*, 1988, 38, 9: 4931-4934
- [33] A. Sizmann, R. J. Horowicz, G. Wagner and G. Leuchs. Observation of Amplitude Squeezing of the Up-converted Mode in Second Harmonic Generation. *Opt. Commun.* 1990, 80, 2: 138-142
- [34] R. Paschotta, M. Collett, P. Kürz, K. Fiedler, H. A. Bachor and J. Mlynek. Bright Squeezed Light from a Singly Resonant Frequency Doubler. *Phys. Rev. Lett.*, 1994, 72, 24: 3807-3810
- [35] H. Tsuchida. Generation of Amplitude-squeezed Light at 431nm from a Singly Resonant Frequency Doubler. *Opt. Lett.*, 1995, 20, 21: 2240-2242
- [36] 张宽收, 张靖, 谢常德, 彭堃堃. 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, 1: 80—84
- [37] M. J. Lawrence, R. L. Byer, M. M. Fejer, W. Bowen, P. K. Lam and H. A. Bachor. Squeezed Singly Resonant Second-harmonic Generation in Periodically Poled Lithium Niobate. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2002, 19, 7: 1592-1598
- [38] U. L. Andersen and P. Buchhave. Green Bright Squeezed Light from a cw Periodically Poled KTP Second Harmonic Generator. *Opt. Express*, 2002, 10, 17: 887-812
- [39] 曾谨言. 量子力学. 第三版. 北京: 北京大学出版社, 1999: 26—30
- [40] Marlan O. Scully and M. Suhail Zubairy. *Quantum Optics. 2.* London: Cambridge

University, 1999: 60—64

[41] C. W. Gardiner and M. J. Collett. Input and Output in Damped Quantum Systems: Quantum Stochastic Differential Equations and the Master Equation. *Phys. Rev. A*, 1985, 31, 6: 3761-3764

[42] Z. Y. Ou. Quantum-nondemolition measurement and squeezing in type-II harmonic generation with triple resonance. *Phys. Rev. A* . 1994. 49. 6: 4902—4910.

[43] U. L. Andersen and P. Buchhave .Squeezing and entanglement in doubly resonant, type II, Second-harmonic generation. 2003. *J. Opt. Soc. Am. B*. 20. 9: 1947—1958

[44] 周炳坤, 高以智, 陈家骅, 陈倜嵘. 激光原理. 第 1 版. 北京: 国防工业出版社, 1995 年: 29—33

[45] Robert W. Boyd. *Nonlinear Optics*. 1. London: Academic Press, INC, 1992: 85—89

[46] 孙文, 江泽文, 程国祥 译, [美]W. 克希耐尔 著. 固体激光工程. 第 1 版. 北京: 科学出版社, 2002 年: 512—516

[47] 姚建铨. 非线性光学频率变换及激光调谐技术. 第一版. 北京: 科学出版社, 1995: 41-43

[48] K. Kato. Parametric oscillation at 3.2 μm in KTP pumped at 1.064 μm . *IEEE J. Quant. Elec.*, 1991, 27: 1137-1140

[49] 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

[50] 延英, 罗玉, 潘庆, 彭堃堃. 瓦级连续双波长输出 Nd:YAP/KTP 稳频激光器. *中国激光*, 2003, 31, 5: 513—517

[51] F. G. Zhao, Q. Pan and K. C. Peng. Improving Frequency Stability of Laser by means of Temperature-controlled Fabry-Perot Cavity. *Chinese Optics Letters*, 2004, Vol. 2, No. 6: 334—336

[52] R. Paschotta, M. Collett, P. Kürz, K. Fiedler, H. A. Bachorand and J. Mlynek. Bright Squeezed Light from a Singly Resonant Frequency Doubler. *Phys. Rev. Lett.*, 1994, 72, 24: 3807-3810

[53] Y. Luo, Y. Li, Q. Pan, C. D. Xie, and K. C. Peng. Simultaneously experimental

generation of vacuum-squeezing and bright amplitude-squeezing from a frequency doubler, *Opt Lett*, 2005, 30, 12 (已接收)

[54] Y. Luo, Y. Li, Q. Pan, C. D. Xie, and K. C. Peng, Frequency-stabilized semimonolithic frequency-doubler with high output power, *Chin Opt Lett*, 2005, 3, 8 (已接收)

[55] 罗玉, 李莹, 潘庆, 谢常德, 彭堃堃. 利用谐振倍频产生纠缠光束. *光学学报* (已投)

[56] E. S. Polzik, J. Carri and H. J. Kimble. Spectroscopy with Squeezed Light. *Phys. Rev. Lett.*, 1992, 68, 20: 3020-3023.

[57] M. J. Collett and D. F. Walls. Quantum Limits to Light Amplifiers. *Phys. Rev. Lett.*, 1988, 61, 21: 2442-2444.

致 谢

三年的学习即将结束，感谢光电所这个大家庭三年来给予我的关心和帮助，这里良好的学习环境、浓厚的研究氛围和互相协作的团队精神让我受益匪浅。

感谢彭堃墀院士、谢常德教授和潘庆教授三年来对我学业上的指导和生活上的帮助。彭老师严谨的治学态度和一丝不苟的工作态度，谢老师渊博的学识和耕耘不辍的精神时刻激励着我，二位老师不但是我学业上的导师，更让我学到了做人的道理。潘老师工作耐心细致，对学生循循善诱，三年来我的每一点进步都离不开他的辛勤培育，感谢他对我的鼓励和关心。

感谢光电所和物电学院每一位老师对我诸多方面指导。

感谢罗玉博士长期的帮助和指点。感谢贾晓军博士和苏小龙博士，实验中他们给了我许多有益的建议。感谢光电所的每一位同学热情的帮助和关心。

感谢电工车间、机加工车间、激光器车间和办公室的每一位老师，感谢他们的辛勤劳动和无私帮助，使实验工作得以顺利进行。

感谢我的家人，没有他们的关爱和支持，我不可能安心的完成学业，他们的殷殷希望和谆谆教诲我会永远铭记在心。

李莹

2005年6月

发表论文

1. 李莹, 罗玉, 潘庆, 利用 II 类相位匹配谐振倍频产生非经典光场, 量子光学学报, 2005, 11(3)
2. 李莹, 罗玉, 潘庆, 彭堃堦, 用外腔谐振倍频产生明亮绿光振幅压缩态光场, 物理学报 (已投)
3. Y. Luo, Y. Li, Q. Pan, C. D. Xie, and K. C. Peng, Simultaneously experimental generation of vacuum-squeezing and bright amplitude-squeezing from a frequency doubler, *Opt Lett*, 2005, 30(12)
4. Y. Luo, Y. Li, Q. Pan, C. D. Xie, and K. C. Peng, Frequency-stabilized semimonolithic frequency-doubler with high output power, *Chin Opt Lett*, 2005, 3(8)
5. 罗玉, 李莹, 潘庆, 谢常德, 彭堃堦, 利用谐振倍频产生纠缠光束, 光学学报 (已投)

会议文章:

1. 罗玉, 李莹, 潘庆, 高输出高稳定外腔谐振倍频 Nd: YAP/KTP 激光器, 第十一届全国量子光学会议, 四川都江堰, 2004
2. X. J. Jia, Y Luo, Y. Li, Q. Pan, C. D. Xie and K. C. Peng, Experimental generation of multiple squeezed states of light and entangled optical beams using a frequency doubler, ISPBN2005, Southeast University, Nanjing, China (东南大学, 南京), 2005